TDK dolgozat

Hidegatom-kísérlet vezérlésének fejlesztése és diagnosztikája abszorpciós leképezéssel

Sárközi Bálint

Fizikus MSc

Témavezető:

Vukics András tudományos főmunkatárs, Ph.D.

Wigner Fizikai Kutatóközpont Kvantumoptika Kutatócsoport

Eötvös Loránd Tudományegyetem

2022

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés **4**

2. A kísérleti rendszer **5**

3. Abszorpciós leképezés **9**

3.1. **A leképezés előállítása** 10

3.2. **Atomszám és hőmérséklet meghatározása** 11

4. A kísérlet szoftveres vezérlése **13**

5. Eredmények **14**

5.1. **A kísérlet vezérlésének felépítése** 15

5.1.1. **Inicializálás, magneto-optikai csapdázás** 16

5.1.2. **Polarizációgradiens-hűtés, abszorpciós leképezés** 18

5.1.3. **Optikai pumpálás, mágneses csapdázás** 24

5.1.4. **Mágneses transzport** 28

5.2. **Mágneses csapdázás adiabaticitásának vizsgálata** 29

5.3. **Mágneses tér meghatározása a kamra belsejében** 35

6. Diszkusszió **38**

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm témavezetőmnek, Vukics Andrásnak a szakmai útmutatást, a munkámhoz szükséges elméleti és gyakorlati ismeretek magyarázatát, valamint az általános figyelmet és segítségnyújtást a feladataim során.

Köszönöm továbbá Domokos Péternek a lehetőséget, hogy részese lehettem egy valódi kvantumoptikai kísérleti rendszer fejlesztésének, valamint köszönöm a Kvantumoptika Kutatócsoport összes tagjának a sok segítséget.

Absztrakt

Atomok csapdázása és hűtése nagy precizitást és magas szintű kontrollt igénylő feladat, különösen akkor, ha a 10-100μK hőmérsékletű tartományban dolgozunk. Ennek elérése mellett komoly kihívás a létrejövő atomfelhő tulajdonságainak diagnosztikája is, melyre csak közvetett módszerek adnak lehetőséget. Egy ilyen módszer az úgynevezett abszorpciós leképezés, mely során a vizsgált atomokat egy kiszemelt atomi átmenettel rezonáns kollimált lézernyalábbal világítjuk meg, melynek egy részét azok elnyelik, a továbbengedett fényt pedig egy CCD kamerával rögzítjük. A leképező fény elnyelődéséből létrehozott képekkel megállapíthatjuk az atomfelhő geometriáját, mely megfelelő kalibráció segítségével lehetőséget ad a felhő méretének, atomszámának és hőmérsékletének meghatározására.

Kutatási munkám során kifejlesztettem egy olyan szoftveres vezérlőrendszert, amely képes a teljes kvantumoptikai kísérlet lefuttatására, és ezen belül lehetővé teszi az abszorpciós leképezés tetszőleges időzítését. Ezzel lehetőség adódik a felhő állapotának monitorozására, és így a kísérlet összes csapdázási és hűtési fázisának optimalizálására is. A vezérlő rendszer és a leképezés segítségével fel tudtam építeni a kísérlet atomfelhőt preparáló szakaszait, valamint vizsgálatokat kezdtem a kísérlet során mágnesesen csapdázott atomokkal. Kidolgoztam egy módszert, amellyel a mágneses csapdát vizsgálva megmérhető a kamra belsejében jelen lévő mágneses tér, valamint elemeztem a csapdázás adiabatikustól eltérő viselkedését is.

1. Bevezetés

Napjainkban a kvantumtechnológiai kutatások forradalmának lehetünk szemtanúi, rengeteg kutatási irányban hallhatunk nagy léptékű fejlesztésekről és áttörésekről a kvantumérzékelés, kvantummetrológia, vagy a kvantuminformatika területein. A kutatott kvantumtechnológiák felhasználása igen széleskörű, mely kiterjed a kvantumosan titkosított kommunikációtól kezdve komplex rendszerek optimalizációján át olyan kvantumos szimulációk megvalósításáig, melyek összetett kémiai reakciók fundamentális vizsgálatával forradalmasíthatják a mezőgazdaságot és a gyógyszeripart is. További aktív területet jelent a kvantummetrológán belül olyan mérési rendszerek fejlesztése, melyek különböző kvantumjelenségek felhasználásával rendkívül érzékeny és pontos méréstechnológiát, ezzel pedig újabb forradalmi alkalmazásokat tesznek lehetővé.

TDK kutatómunkámat a Wigner Fizikai Kutatóközpont Kvantumoptika Kutatócsoportjában végeztem, ahol elsősorban a kvantummetrológia területéhez tartozó kísérleti kutatást folytatunk. A csoport munkájának fókuszában egy rezonátoros kvantumelektrodinamikai kísérlet áll, melyben egy ultranagy-vákuumot fenntartó kamra belsejében különböző módszerekkel hűtött és csapdázott rubídiumatomokat juttatunk egy optikai rezonátorba, ahol a lejátszódó fény-anyag kölcsönhatásokat vizsgáljuk.

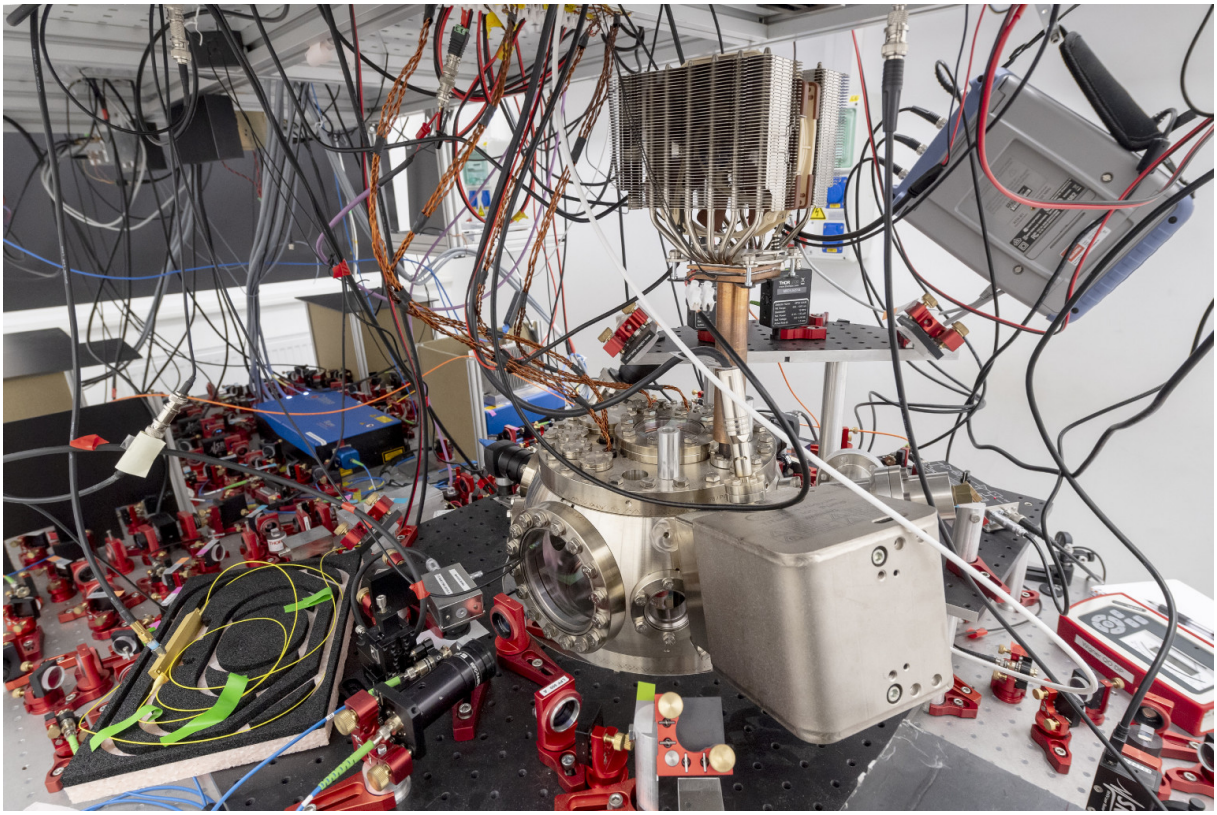
TDK dolgozatom célja, hogy bemutassam, hogyan végeztem el ezen kvantumoptikai kísérlet vezérlésének szoftveres fejlesztését, valamint hogy hogyan validáltam és vizsgáltam a felépített folyamatokat abszorpciós leképezés segítségével.

A csoportban végzett korábbi munkám során kidolgoztam a kísérletbe integráltan egy abszorpciós leképezést alkalmazó diagnosztikai módszert, mellyel lehetővé vált a kísérletben preparált atomfelhők méretének, hőmérsékletének és atomszámának vizsgálata. A leképezéssel így lehetőség nyílt a teljes kísérlet vezérlésének újraépítésére a folyamatok optimalizálásával. Ehhez megkezdtem egy új szoftveres háttér fejlesztését, mely pontosabb időzítést, jobb ellenőrizhetőséget és könnyebb további bővítést tesz lehetővé a korábban alkalmazott rendszerhez képest. Az új rendszerben leprogramozott folyamatok kísérleti megvalósulását a leképezéssel ellenőrizve fel tudtam építeni a kísérlet csapdázási és hűtési folyamatait, valamint elkezdtem ezek részletesebb elemzését is. Ennek során megfigyeltem olyan helyzeteket, amikben a korábbi rendszer nem működött ideálisan, valamint olyan

vizsgálatokat is végeztem, amelyekre korábban nem volt lehetőség. Ilyen volt a felhők előkészítésének végén a mágneses csapdázás adiabaticitásának ellenőrzése, valamint a csapda mozgatását megfigyelve a mágneses tér meghatározása is a kamra belsejében.

2. A kísérleti rendszer

A következő fejezetben egy rövid, általános leírást adok a kvantumoptikai kísérletről és az ezen belül alkalmazott fizikai folyamatokról. A kísérleti elrendezésbe betekintést nyújt az 1. ábra, melynek közepén látható a rozsdamentes acélból készült vákuumkamra. Ennek

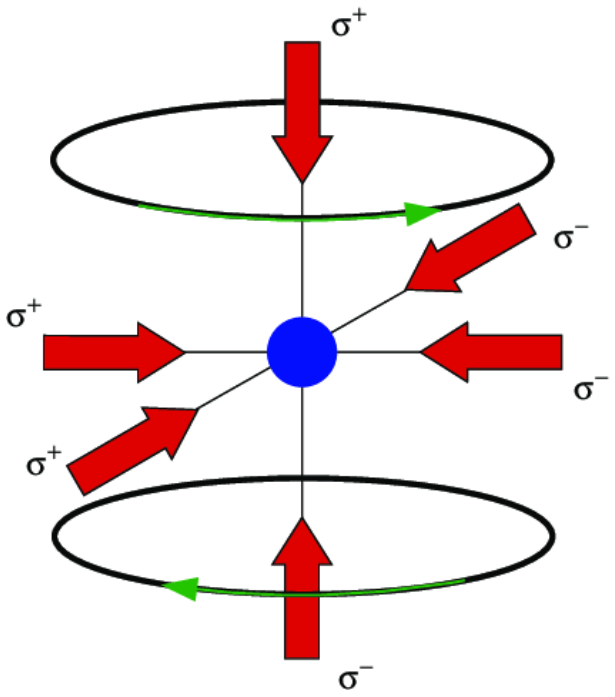


1. ábra. Fotó a kísérleti elrendezés főbb elemeiről. Középen látható a vákuumkamra, ennek belsejében történik a rubídiumatomok preparálása, valamint itt játszódnak le a vizsgált rezonátoros kvantumelektrodinamikai kísérletek. A kamra körül és a háttérben látható optikai elemek mind azt a célt szolgálják, hogy a kamrában lévő atomokat megfelelően beállított fizikai tulajdonságokkal rendelkező és pontosan időzített lézernyalábokkal tudjuk manipulálni. *Az ábra forrása: Wigner Fizikai Kutatóközpont - Kvantumoptika Kutatócsoport - https://wigner.hu/hu/kvantumoptikai-es-kvantuminformatikai-osztaly/kvantumoptikai-kutatocsoport*

belsejében történik a rubídiumatomok előkészítése, valamint az ebben elhelyezett optikai rezonátorban játszódnak le a vizsgált rezonátoros kvantumelektrodinamikai jelenségek. A kamrában különböző technológiák segítségével több lépésben ultranagy-vákuumot állítunk elő, melynek célja az atomok és fotonok rendszerének környezettől való minél alaposabb elszigetelése. A vákuum létrehozásához egy turbómolekuláris pumpát, egy ion getter pumpát és egy titánszublimációs pumpát alkalmazunk, melyeket egyre csökkenő nyomástartományokon működtetve képesek vagyunk a $10^{-10} - 10^{-12}$ mbar elérésére.

A kamra körül illetve az optikai asztal többi részén elhelyezett optikai elemek azt a célt szolgálják, hogy a kamrába vezetett különböző lézerek megfelelően előkészített fizikai tulajdonságokkal (intenzitás, frekvencia, nyalábprofil, polarizáció) rendelkezzenek, és így pontosan tudjuk manipulálni a vizsgált atomokat. A felhasznált lézerek különböző forrásokból származnak, melyek frekvenciáit több módszer segítségével egy referencialézer frekvenciájához rögzítjük. Ezek mellett a referencialézer fényét közvetlenül, akuszto-optikai modulátorokkal (AOM) módosítva is felhasználjuk, melyek a referencia frekvenciáját egy jól meghatározott értékkel tolják el. Az AOM-ek a frekvenciatolás mellett a lézerek nagyon gyors, néhány μs nagyságrendű kapcsolását is lehetővé teszik. Ezen a kapcsoláson túl távvezérelt optikai zárakat, ún. shuttereket is alkalmazunk, melyek lassabb, néhány ms hosszú reakcióidő mellett biztosítják a fény 100%-os kikapcsolását egy lezáródó mechanikai kapu segítségével.

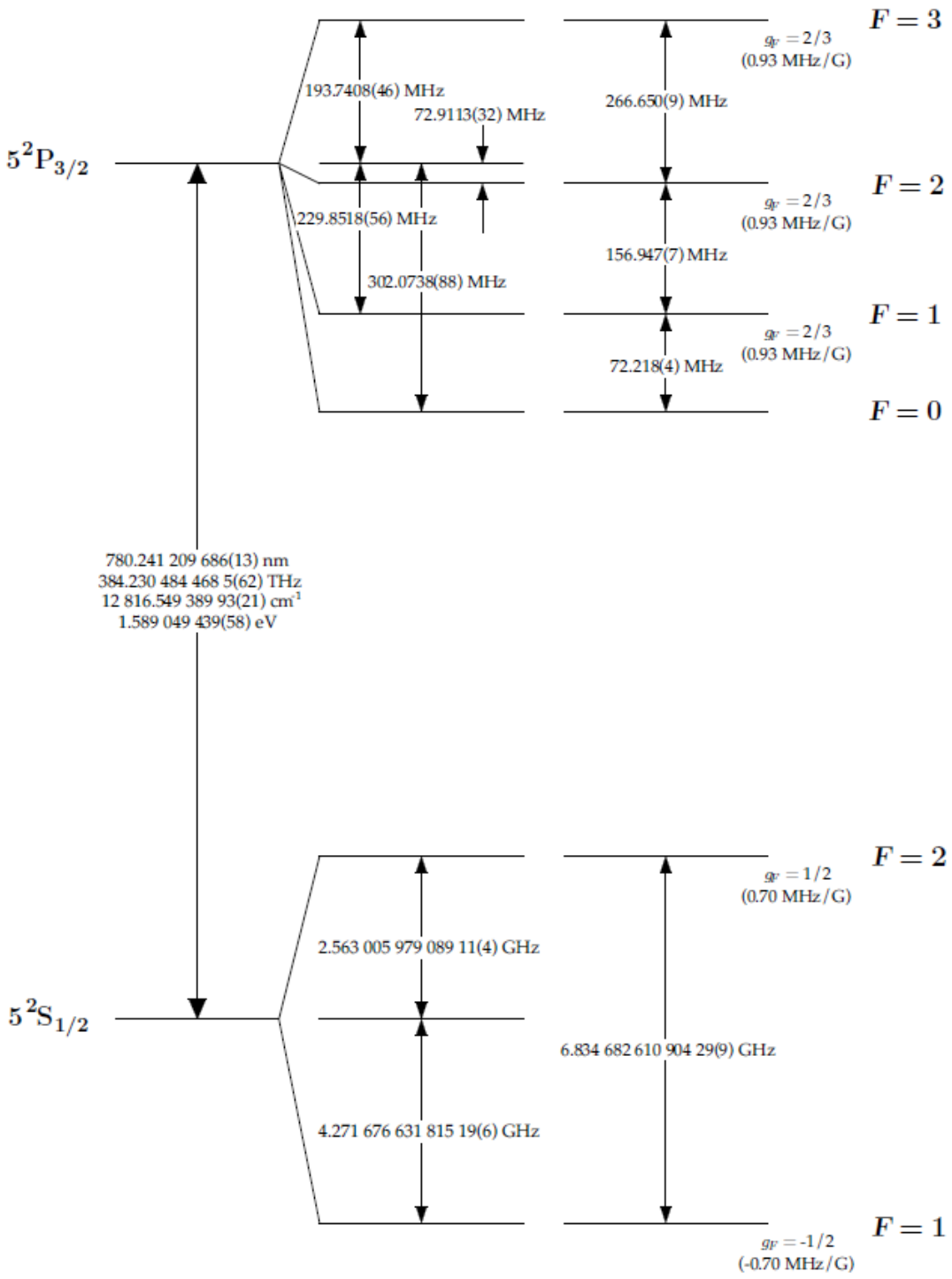
Az asztalon található lézerek közül az egyik egy trapézerősítővel rendelkező, 1,5 W kicsatolt összteljesítményt biztosító lézer, melyet az atomok első csapdázási és hűtési folyamatára, az úgynevezett magneto-optikai csapdázásra (magneto-optical trapping, MOT [1]) használunk. Ennek a lézernek a frekvenciáját a referenciához rögzítés után szintén egy AOM segítségével toljuk el, a MOT kialakításához szükséges értékre. A MOT működési vázlata a 2. ábrán látható, a módszer lényege, hogy az atomokat 3 irányból, összesen 6 lézernyalábbal világítjuk meg, melyek cirkulárisan polarizáltak és az atomok kiszemelt átmenetének frekvenciájától kis mértékben vörösen elhangoltak. Az atomok mozgása így bármilyen irányban is történik, az elhangolás miatt a Doppler-effektus következtében a nyalábokkal szemben haladva nyelnek el legnagyobb valószínűséggel egy beérkező fotont, melyet aztán spontán emisszió során véletlenszerű irányban kibocsátanak, ennek következtében összességében a csapda középpontja felé lökődnek vissza. A csapdázáshoz szükséges továbbá, hogy a függőleges tengely mentén elhelyezett tekercspárban egymással ellentétes



2. ábra. Magneto-optikai csapda működési elve. Az atomokat 3 tengely mentén összesen 6 lézernyalábbal világítjuk meg, melyek cirkulárisan polarizáltak és a kiszemelt atomi átmenet frekvenciájához képest kissé vörösen elhangoltak. Az atomok így bármely irányban haladnak, a MOT lézer elnyelése és az ezt követő spontán emisszió után összességében a csapda középpontja felé lökődnek és csökken a mozgási energiájuk. A függőleges tengely mentén elhelyezett tekercseken fordított irányban folyatunk áramot, ezzel kvadrupól mágneses teret létrehozva. A mágneses tér a középponttól kifelé haladva egyre nagyobb, így a Zeeman-effektus hatására az atomok minél távolabbra kerülnek, annál nagyobb mértékben nyelik el a csapdázó lézereket, felerősítve azok hatását. [2].

irányban vezetünk áramot, ezzel egy kvadrupól mágneses teret létrehozva. A csapda középpontjától távolabbra kerülő atomok így egyre erősebb mágneses teret érzékelnek, amitől a Zeeman-effektus hatására az átmenetek eltolódásával a rezonancia közelebb kerül a vörösen elhangolt lézer frekvenciájához, tovább fokozva a csapdázó hatást. Az elnyelések következtében az atomok mozgási energiája is csökken, így a MOT az atomokat egyszerre csapdázza és hűti is.

A kísérletben a rubídium 87-es izotópját használjuk, mely számunkra releváns D_2 átmenetének hiperfinom szerkezetét a 3. ábra tartalmazza. A referencialézert a $P_{3/2}$ állapot $F = 3$ és $F = 2$ hiperfinom alnívói közötti frekvenciakülönbség felére, ún. crossover-frekvenciára hangoljuk. A MOT lézert innen az $F = 3$ állapot alatt néhány MHz-cel állítjuk be. A



3. ábra. A Rb^{87} D_2 átmenetének hiperfinom szerkezete. [3].

hűtési ciklus fenntartására használunk a MOT lézer mellett egy visszapumpáló, ún. repumper lézert is. Ennek feladata, hogy azokat az atomokat, amelyek a relaxáció során az alapállapot nem megfelelő hiperfinom átmenetére érkeznek, újra gerjesztett állapotba hozza, így biztosítva, hogy azok további relaxációk során mindenképpen visszakerülhessenek a hűtési ciklusba.

A MOT stabil kialakulását követően egy újabb hűtési módszert, az ún. polarizációgradiens-hűtést alkalmazzuk, mellyel az atomok hőmérséklete a Doppler-hűtési limit alá csökkenthető. A folyamat során a MOT előállításához is alkalmazott, egymásra merőleges cirkuláris polarizációjú lézernyalábokat használunk, azonban a rezonáns frekvenciától még messzebb hangolva, valamint mágneses terek nélkül. A hűtés részletes fizikai magyarázatára a továbbiakban nem térek ki, ezek a [4] forrásban olvashatóak. A polarizációgradiens-hűtés befejeztével az atomfelhő eléri a kísérlet során megvalósuló legalacsonyabb hőmérsékletét.

A következő kísérleti fázis lényege az atomok mágneses csapdázásának megvalósítása. A jelenség alapja az atomok mágneses momentuma és a statikus mágneses tér közötti kölcsönhatás, mely az atomokra csapázó erőként hat. [5] Ennek létrejöttéhez először az atomokat a hiperfinom állapotuk egy jól meghatározott mágneses alnívójába kell töltenünk, melyhez az optikai pumpálás technikáját alkalmazzuk. Ennek során a tekercsekben újra áramokat vezetünk, ezúttal azonos irányban és alacsony áramerősségen, ezzel az atomok helyén egy közel homogén mágneses dipólteret létrehozva, mely az optikai pumpálás kvantálási tengelyét határozza meg. Ezt követően az atomokat egy rezonáns, kis intenzitású, cirkulárisan polarizált fénnyel világítjuk meg 200 μs hosszan, aminek hatására azok az $5^2P_{3/2}$, $F = 2$, $m_F = 2$ állapotba kerülnek. Amint ez megtörtént, visszakapcsoljuk a kvadrupól mágneses teret, a preparált mágneses momentumok így lekövetik a tér irányát, ezzel pedig az atomok egy tisztán mágneses, lineáris potenciálcsapdába kerülnek. A mágnesesen csapdázott atomok ezután mozgathatóak a csapda középpontjának eltolásával, melyet a tekercsek áramainak változtatásával végzünk. Az így megvalósított transzport során az atomokat az optikai rezonátor tükrei közé visszük, ahol megkezdődhet az adott rezonátoros kvantumelektrodinamikai jelenségek vizsgálata.

3. Abszorpciós leképezés

Az abszorpciós leképezés módszerét a kutatócsoportban végzett korábbi munkám során dolgoztam ki, a következő fejezetben az ehhez felhasznált elméleti háttérről adok egy rövid bevezetőt. [6]

3.1. A leképezés előállítása

Abszorpciós leképezések készítésekor a vizsgált hideg, kb. 100μK hőmérsékletű atomfelhőt rezonáns fénnyel világítom meg, melynek egy részét az atomok elnyelik. Az elnyelődés mértékét a Beer-Lambert törvény írja le:

$$I = I_0 \cdot e^{-OD} \tag{1}$$

Itt I_0 a beérkező, I pedig a továbbhaladó fénynyaláb intenzitása, valamint OD arra a közegre jellemző optikai sűrűség (optical density), melyen a fény áthaladt. Amennyiben a z tengelyt a fény útjával párhuzamosan vesszük fel, akkor az optikai sűrűség átírható a következő alakra:

$$OD = n(x, y) \cdot \sigma, \tag{2}$$

ahol $n(x, y)$ a közeg, jelen esetben az atomfelhő oszlopsűrűsége, σ pedig az abszorpciós hatáskeresztmetszet [7]. Utóbbira a következő összefüggés áll fenn:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + 4\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{I_0}{I_{sat}}}. \tag{3}$$

Itt σ_0 a rezonáns abszorpciós hatáskeresztmetszet, Δ a lézer frekvenciájának elhangolódása az atomi rezonanciafrekvenciától, Γ a gerjesztett állapot bomlási sebessége, I_{sat} pedig a szaturációs intenzitás, melyen a felhő további fényt már nem képes elnyelni. Ismert továbbá, hogy

$$\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}, \tag{4}$$

tehát a rezonáns abszorpciós keresztmetszet az atomi átmenet λ hullámhosszának négyzetével arányos [8].

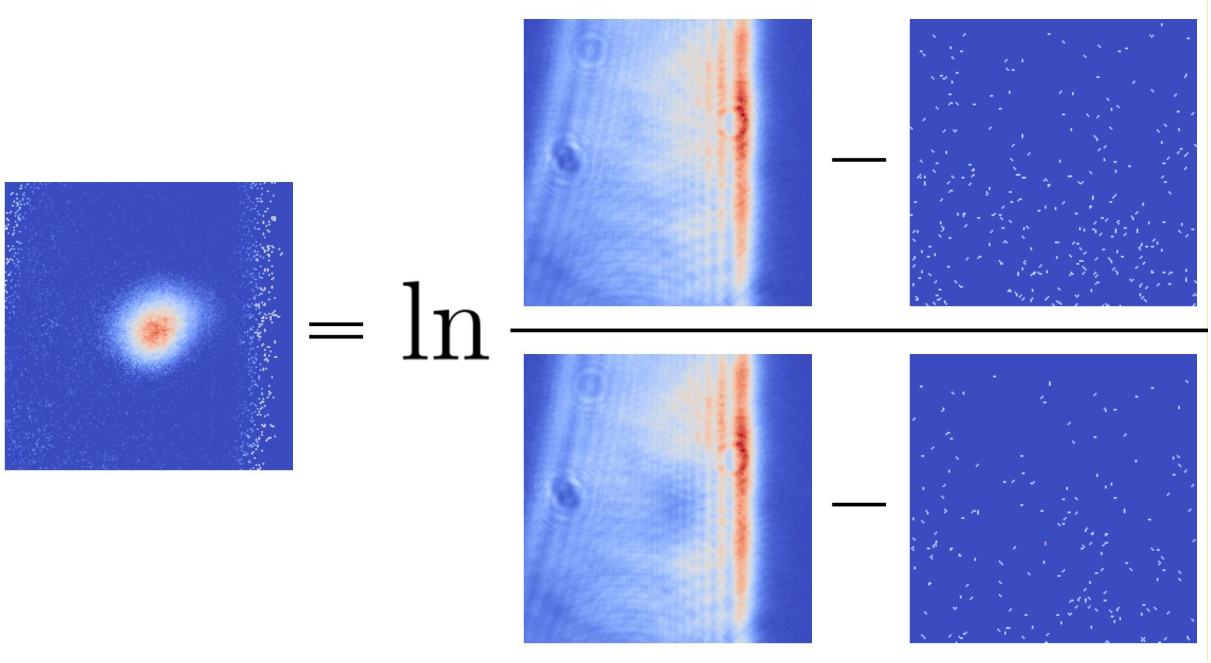
Az atomokkal való kölcsönhatás után továbbhaladó fénynyalábot egy CCD kamera segítségével rögzítem. A kamera által készített képeken a pixelek értéke ekkor arányos lesz a rájuk eső fény intenzitásával. Az (1)-es képlet segítségével ezekkel az intenzitással arányos képekkel kiszámítható, hogy mekkora volt az elnyelődés a képek egyes pixelein, tehát meghatározható egy abszorpciós kép, melynek minden pixele az aktuális OD értéket veszi fel:

$$OD = \ln \frac{I_0}{I}. \tag{5}$$

Tökéletes körülmények között ez a képlet valóban megadja a tényleges elnyelődést a képek pixelein, azonban a valóságban figyelembe kell vennünk a szórt fényből és egyéb zavaró tényezőkből érkező hatásokat is. Ezt a következő képlettel tudjuk megtenni [7]:

$$OD = \ln \frac{I_{light} - I_{dark}}{I_{atoms} - I_{dark}} \tag{6}$$

Itt I_{atoms} jelöli azt a képet, melyen a megvilágító fény intenzitásából az atomok elnyeltek valamennyit, I_{light} képen csak a megvilágító fény látszik, atomok nélkül, továbbá az I_{dark} képek a fény nélküli sötét háttereket jelentik. A későbbiekben az egyszerűség kedvéért ezekre a képekre rendre az *„At”*, *„Li”* és *„Bg”* jelöléseket fogom használni. A (6)-os képletet a 4. ábrán szemléltettem, az itt felhasznált képeket én készítettem. Az így kapott képekkel már jól vizsgálható a felhők állapota, geometriája és helyzete, a továbbiakban pedig részletezek két módszert, amivel a felhők atomszáma és átlagos hőmérséklete is meghatározható.



4. ábra. Abszorpciós kép létrehozása az (6) képlet alapján. (A képek jobb oldalán megjelenő sötét sáv egy kísérleti alkatrész, mely részben kitakarta a megvilágító fényt.)

3.2. Atomszám és hőmérséklet meghatározása

Az abszorpciós képek pixelei tehát a kiszámolt OD értékeket tartalmazzák, melyekből meghatározható az atomszám a (2)-es képlet alapján. Ha feltételezzük, hogy a lézer intenzitása elhanyagolható a szaturációhoz képest, valamint az elhangolás a rezonanciától minimális, akkor az abszorpciós hatáskeresztmetszet egyszerűen σ_0-vá egyszerűsödik. Ekkor az N atomszám megkapható a (2)-es képlet átrendezése és kiintegrálása segítségével:

$$N = \int\int n(x,y)dxdy = \frac{2\pi}{3\lambda^2}\int\int OD(x,y)dxdy \tag{7}$$

Az integrálás az abszorpciós képeken kétféleképpen történhet. Az egyik módszer, hogy a felhő pixelértékeit egy kivágott tartományon belül egyszerűen numerikusan összegzem mindkét tengely mentén. A másik lehetőség, hogy a pixeleket az egyik tengely mentén összegzem, melyek így Gauss-eloszlást fognak követni. Az összegzett értékekre Gauss-görbét illesztve, annak paraméterei segítségével elvégezhető a Gauss-integrál, mely így szintén megadja keresett atomszámot. Utóbbival a tartományon belüli, de nem felhőből származó OD értékek járuléka egy offsetként jelenik meg, mely így könnyen levonható, a leképezések feldolgozása során is ezt a módszert alkalmaztam.

A hőmérséklet meghatározásához termikus gáz Boltzmann-eloszlásából indultam ki, melynek sűrűsége az alacsony hőmérséklet ellenére nagyon kicsi, továbbá feltételeztem, hogy a részecskék egymással nem hatnak kölcsön. Ez alapján a részecskék x_0 helyzetének és x tengely menti v_x sebességkomponensének összevont eloszlása:

$$P(x_0, v_x) = \frac{1}{2\pi\sigma}\sqrt{\frac{m}{k_B T}} \cdot e^{-\frac{mv_x^2}{2k_B T} - \frac{x_0^2}{2\sigma^2}}, \tag{8}$$

ahol m egy részecske tömege, k_B a Boltzmann-állandó, σ paraméter az eloszlás szórása, T pedig a felhő hőmérséklete. Itt bevezethető egy új jelölés, valamint egy változócsere:

$$\kappa = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}, \qquad x = x_0 + v_x \cdot t \;\rightarrow\; x_0 = x - v_x \cdot t$$

$$P(x, v_x) = \frac{1}{2\pi\sigma\kappa} \cdot e^{-\frac{mv_x^2}{2k_B T} - \frac{(x - v_x \cdot t)^2}{2\sigma^2}} \tag{9}$$

Ahhoz, hogy a hőmérséklet mérhető legyen, a felhő tágulásának gyorsaságát kell mérnem, ehhez pedig tudnom kell, hogy a felhő térbeli eloszlása hogyan változik időben. Ehhez az (9)-es egyenletet v szerint kell kiintegrálnom, amely során az exponens teljes négyzetté alakítható, amivel egy Gauss integrálhoz jutok. A részletes számolás a [6] forrásban található, melyből látszik, hogy az expanzió során a felhő eloszlása végig Gauss-eloszlás marad. Az eloszlás $\sigma^2(t)$ paraméterének időfejlődésére a következő eredményt kaptam:

$$\sigma^2(t) = \sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2, \tag{10}$$

ahol σ_0 a kiindulási felhő eloszlásának σ paramétere. Ez alapján a hőmérséklet a következőképpen mérhető. A vizsgált felhő csapdázását ki kell kapcsolni, amitől az a saját hő-

mérséklete függvényében elkezd tágulni. A tágulás során meghatározott t időpontokban leképezéseket kell készíteni a felhőről, melyekre Gauss-függvényeket illesztve láthatjuk, hogy hogyan változik a felhő σ mérete az idő előrehaladtával. Az így mért σ értékek négyzetét a t^2 függvényében ábrázolva, majd az adatpontokra egyenest illesztve annak meredekségéből az (10) összefüggés alapján kiszámolható a felhő keresett átlagos T hőmérséklete.

Itt fontos megjegyezni, hogy a vizsgált felhő nem tekinthető egyensúlyi rendszernek a kísérlet futtatása során, így igazából hőmérséklet alatt azt a sebességkomponens eloszlásából származtatott mennyiséget értjük, amely a tágulás néhány 10 ms hosszú folyamata alatt érvényes, és jól jellemzi a felhő mozgásállapotát. További fontos megjegyzés, hogy az abszorpciós leképezés a vizsgált atomfelhőre destruktívan hat, mind csapdázott, mind elengedett formában, a rezonáns fényt elnyelt atomok az adott pozíciójukból kisöprődnek. Az eddigi tapasztalatok alapján 1 leképezést követően még továbbra is maradnak atomok a vizsgált állapotban, azonban az ezekből álló felhő már nem alkalmas további megbízható diagnosztikára. Emiatt egy expanziós sorozat során minden újabb t időpillanatban készített fotóhoz teljesen új felhőt kell preparálnunk a kísérletben, ahol a leképezés időzítésének késleltetésével tudom szabályozni, hogy az expanzió melyik időpillanatában készítem a következő képet. Tehát ha például 10 ms hosszan akarom vizsgálni a felhő tágulását, erről pedig 1 ms-os időközönként szeretnék abszorpciós leképezéseket készíteni, akkor ehhez a teljes kísérlet 10 különböző lefutása szükséges. Az ezekben preparált felhőkről külön leképezéseket kell készítenem egyre későbbi időpontokban, és az így kapott képek illesztett σ értékei és a t idők ábrázolásából tudom meghatározni a felhő hőmérsékletét. Ehhez szükséges a felhők jó reprodukálhatósága, mely a jelenlegi rendszer beállításaival biztosított, így képes vagyok posztszelekció nélkül az expanziós sorozatok felvételére, valamint számos egymás utáni sorozat rögzítésére és összehasonlítására is.

4. A kísérlet szoftveres vezérlése

A teljes kísérlet megfelelő vezérléséhez kulcsfontosságú feladat a paraméterek pontos és jól időzített beállítása. Ehhez egy ADwin valósidejű folyamatvezérlőt használunk [9], melynek digitális és analóg kimenetein μs pontossággal küldhetünk jeleket a kísérleti berendezéseinknek. A folyamatok vezérlését korábban az ADwin saját programnyelvén megírt scrip-

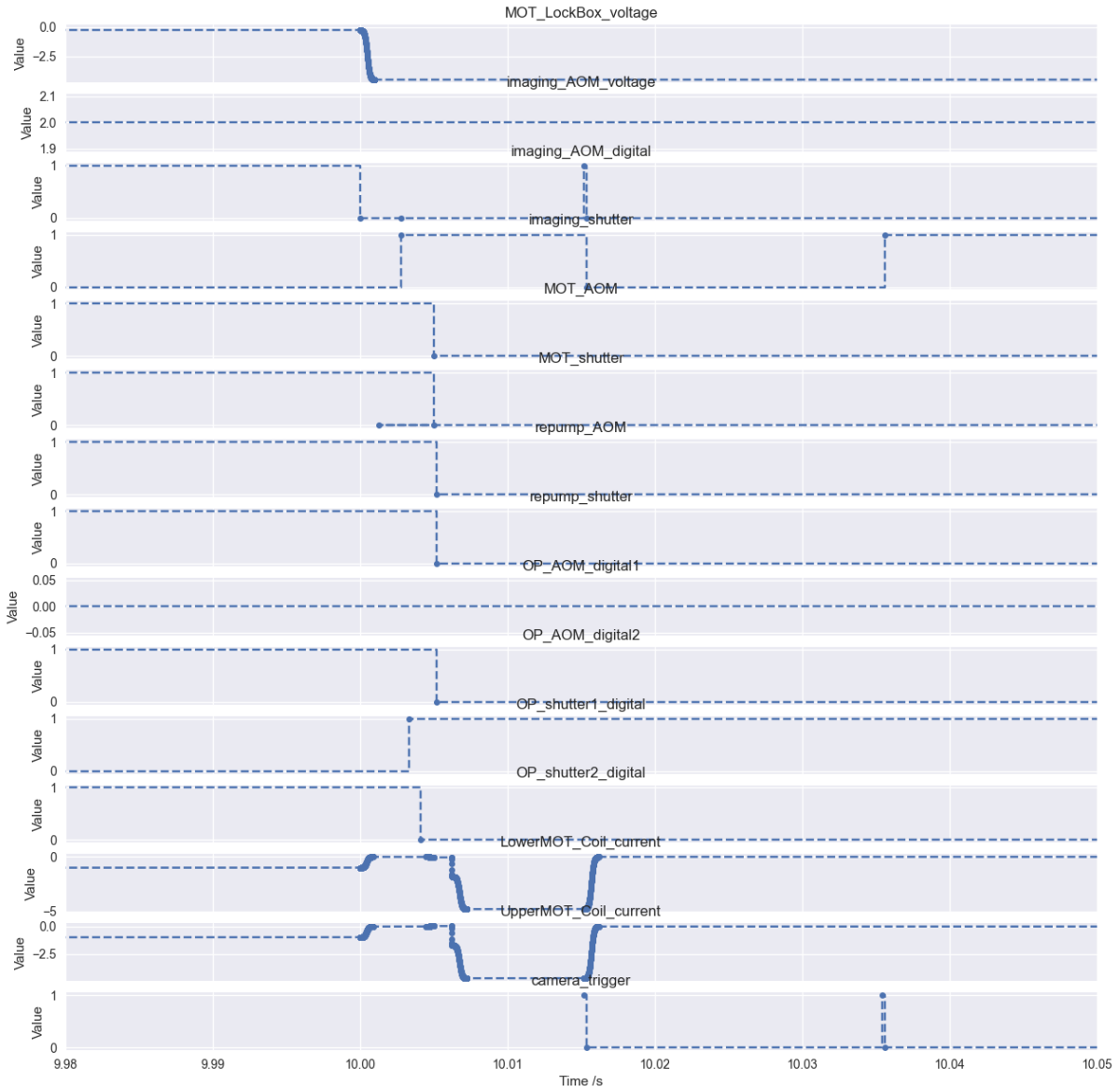
tekkel végeztük, melyekhez egy *python* csatlakozó felületet készítettünk, amivel a rendszer paramétereit tudtuk kézenfekvően módosítani. Bár ez a szoftveres háttér megfelelő volt a kísérleti rendszer beüzemelésére és az első kísérletek futtatására, mégis komoly korlátokkal rendelkezett a rugalmasság, ellenőrizhetőség és a további bővíthetőség szempontjaiból. Egy konkrét ilyen probléma volt, hogy a régi rendszerben az abszorpciós leképezést csak a kísérlet lefutásának egy bizonyos időtartományában tudtuk elvégezni, nem volt lehetőség annak tetszőleges időzítésére, ami elengedhetetlen a kísérleti ciklus összes stádiumának megvizsgálásához. Egy másik nehézség volt, hogy a korábbi rendszerben nem volt lehetőség a csatlakoztatott eszközök állapotának egyszerű lekövetésére a kísérlet során, ami gyakran megnehezítette a hibakeresést.

Ezek kiküszöbölésére az én feladatom volt egy olyan szoftveres vezérlés fejlesztése, amivel a teljes kísérlet az ADwin összes kimenetének értékével és ezek időzítésével felépíthető *python*ban, az ADwinnal pedig csak az előre megírt értékek kiolvasását és végrehajtását végezzük. Ezzel lehetőség nyílik a rendszerhez csatlakoztatott eszközök állapotának grafikus megjelenítésére és ellenőrzésére, továbbá a leprogramozott folyamatok változtatása és bővíthetősége is sokkal egyszerűbbé válik. Az 5. ábrán látható egy példa a kísérlet egyik szakaszának megjelenítésére, az itt látható értékek lekövetésével tudjuk ellenőrizni, hogy az eszközök utasításait valóban megfelelően adjuk-e ki. A *python* programnyelv összes további lehetőségének segítségével még sok más módon tudjuk ellenőrizni a kísérleti folyamatok állapotát, így sokkal magasabb szintű kontrollt tudunk gyakorolni a korábbi rendszerhez képest.

Az új szoftveres vezérlőrendszer a PyADwin elnevezést kapta, ennek fejlesztését témavezetőm és a kutatócsoport egy további tagja kezdte meg, melynek korai fázisában csatlakozhattam be én is. Az én feladatom volt a kezdeti szoftveres fejlesztés folytatása, majd később az új rendszer tesztelése a tényleges kísérleti eszközökön, végül pedig a teljes kvantumoptikai kísérlet leprogramozása és vizsgálata az PyADwin vezérlőrendszer segítségével.

5. Eredmények

A következő fejezetben bemutatom, hogyan építettem fel a kísérlet teljes szoftveres vezérlését a PyADwin rendszer segítségével, végighaladva az atomfelhőt előkészítő kísérleti



5. ábra. Az új rendszerrel a kísérleti folyamatok leprogramozásának több új diagnosztikája is lehetővé vált, ennek az egyik példája a rendszerhez csatlakoztatott eszközök állapotának megjelenítése az idő függvényében a kísérlet előrehaladtával.

fázisok megvalósításán. Ezt követően bemutatom a felépített kísérlettel végzett további vizsgálataimat is.

5.1. A kísérlet vezérlésének felépítése

A PyADwin rendszer szoftveres fejlesztését folyamatos teszteléssel párhuzamosan végeztem. Először oszcilloszkóp segítségével ellenőriztem, hogy az ADwinhoz csatlakoztatott kimeneteken valóban az elvártaknak megfelelően tudunk jeleket kiadni az új rendszerrel, majd ezt igazolva bele is kezdhettem a tényleges kísérleti ciklus szakaszos felépítésébe. A

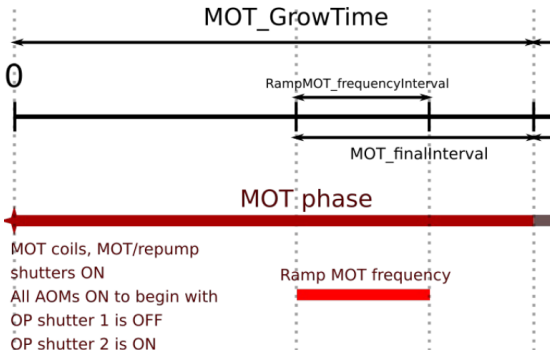
kísérlet fő folyamatai egy idővonalban összefoglalva az 1. sz. melléklet ábráján láthatóak.

5.1.1. Inicializálás, magneto-optikai csapdázás

A kísérlet megkezdésének előfeltétele, hogy a kamrában szabad rubídiumatomok álljanak a rendelkezésünkre, ezt a karmában elhelyezett rubídiumdiszpenzer bekapcsolásával érhetjük el. Ehhez egy külső áramforrásról magas, 3,8A körüli erősségű áramot vezetek a diszpenzerbe, ami egy vékony szálon keresztül érintkezik egy rubídiumtömbbel. Ennek egy része a felhevült száltól elszublimál, a diszpenzer így egy rövid idő elteltével stabil rubídiumgőz-hátteret biztosít.

Ezt követően a kísérlet tényleges csapdázási és hűtési fázisait megelőzően egy inicializálási fázist végzek, ahol a kísérleti ciklusban felhasznált optikai eszközöket a megfelelő alapállapotukba hozom. Itt általános alapelv, hogy a shuttereket a ciklus elején ki-, az AOM-eket pedig bekapcsoljuk. Ennek oka, hogy az AOM-ek stabil működéséhez szükséges a bennük lévő kristály termalizálódása, emiatt azokat minél tovább bekapcsolt állapotban kell tartanunk, így a fényutakat a shutterek segítségével tudjuk zárva tartani ameddig szükséges. Az inicializálás rendkívül gyorsan, néhány μs alatt lezajlik, ezt követően azonnal megkezdődhet a kísérlet.

A kísérleti ciklus első tényleges fázisa a MOT létrehozása, az ehhez szükséges fő folyamatok vázlata az 6. ábrán látható. Ehhez a korábban ismertetett működési elvnek megfelelően be-

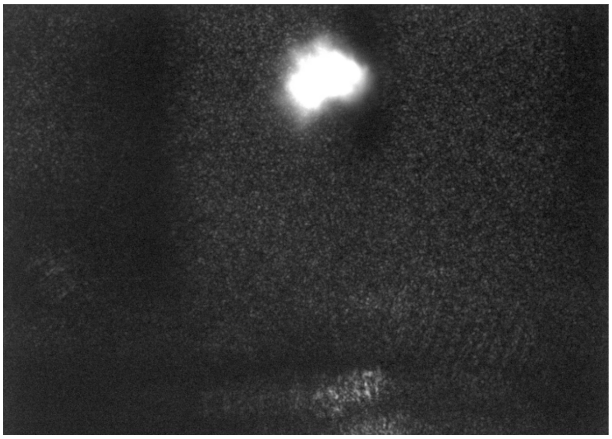


6. ábra. A MOT betöltéséhez szükséges folyamatok.

kapcsolom a MOT lézer AOM-ét és shutterét, így a fény az optikai fényúton végighaladva, 6 részre osztva a megfelelő polarizációs konfigurációban bejut a kamrába, ahol a nyalábok 1 pontban metszik egymást. A hűtési ciklus fenntartásához bekapcsolom a repump lézer

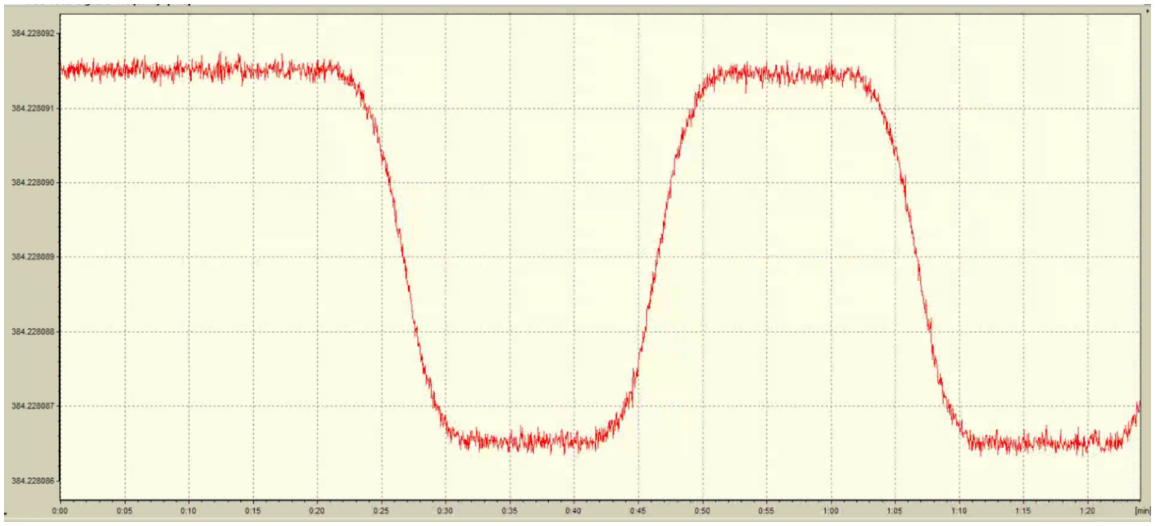
AOM-ét és shutterét is. A kamrában elhelyezett tekercsekben ezalatt egymással ellentétes irányban 1 A körüli áramot vezetek a szükséges mágneses tér létrehozásához, melynek hatására elkezd kialakulni a MOT.

Ennek létrejötte egy CCD kamera segítségével egyszerűen ellenőrizhető, a MOT fennállása során ugyanis az atomok folyamatos gerjesztődése és relaxációja következtében láthatóvá válik a csapdázott atomfelhő infravörös fluoreszcenciája. A rendszer futtatásakor így az



7. ábra. A MOT vezérlésének validációja a fluoreszcens atomfelhő megjelenésével CCD kamerával készült élő vieófelvételen.

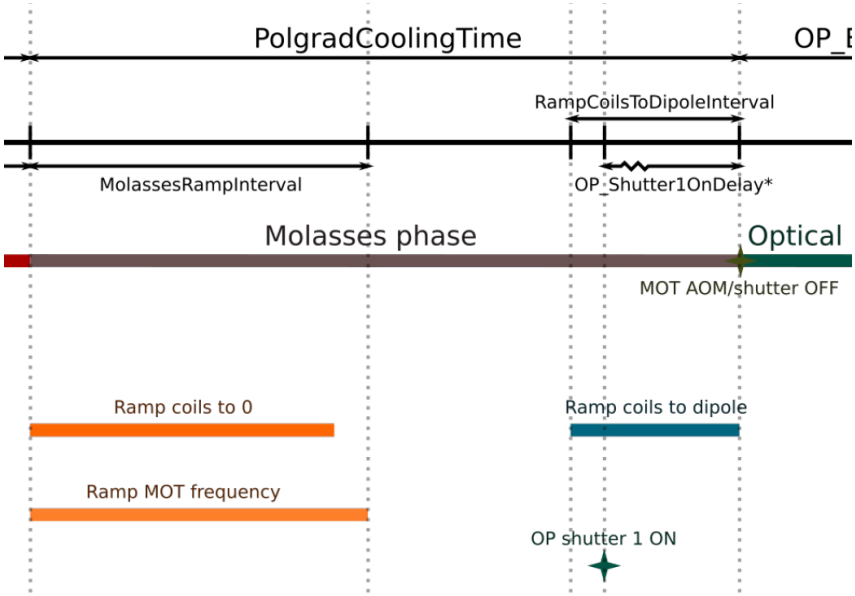
élő videóképen az atomfelhő fluoreszcens megjelenésével tudtam validálni a kiadott parancsokat, egy ilyen kép a 7. ábrán látható. Ezzel a lépéssel megbizonyosodhattam róla, hogy a PyADwin rendszerrel valóban működtetni tudom a kísérleti eszközöket, így következőként implementáltam a MOT fázis végső szakaszában a MOT lézer frekvenciájának fokozatos elhangolását. Az elhangolásokat, illetve az értékek közötti általános váltást az analóg kimeneteken minden esetben egy hiperbolikus tangens függvény segítségével végezzük, melyet a kezdeti és végállapot értékének összekötéséhez tudunk paraméterezni. Ezt a módszert a frekvenciák elhangolása mellett a tekercsek áramainak, és így a mágneses terek megváltoztatására használjuk, így elkerülve a hirtelen, nem jól kontrollált változásokat a rendszerben. A MOT lézer -5MHz-es elhangolását frekvencia-mérőműszer segítségével ellenőriztem, egy ilyen teszt eredménye a 8. ábrán látható. Ezzel a kísérlet első fázisának új vezérlése elkészült.



8. ábra. A MOT lézer frekvenciájának elhangolása frekvencia-mérőműszeren ellenőrizve. A grafikon +5MHz-es és -5MHz-es elhangolások lefutását mutatja, melyet minden esetben hiperbolikus tangens függvénnyel végeztem.

5.1.2. Polarizációgradiens-hűtés, abszorpciós leképezés

A kísérleti ciklus következő fázisa a polarizációgradiens-hűtés, melynek szükséges folyamatai a 9. ábrán láthatóak. Ennek során mágneses térre már nincs szükség, így a tekercsek

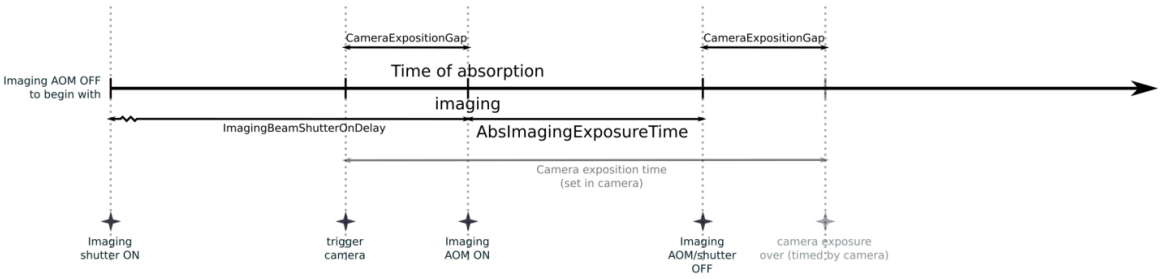


9. ábra. A polarizációgradiens-hűtés szükséges folyamatai.

áramait fokozatosan lekapcsolom, azonban a MOT lézer nyalábjai bekapcsolva maradnak, ezek frekvenciáját további -85MHz-cel elhangolom az újabb hűtési folyamat beindításához. Ez a fázis mindössze 5 ms hosszan tart, az analóg kimenetek kapcsolását ennek első

ms-ában végzem. A helyes implementálás ellenőrzése abszorpciós leképezéssel végzett hőmérsékletméréssel történhet, így következő lépésként ennek a vezérlését dolgoztam ki.

Egy abszorpciós leképezés létrehozásához a korábban ismertetett módon 4 kép felvétele szükséges, melyek a megvilágított atomokat tartalmazó *„At”* kép, az atomok nélküli megvilágító fényt tartalmazó *„Li”* kép, valamint a *„Bg”* képek, melyek ezek sötét hátterei. Ezek közül az egyik fényes kép, azaz az *„At”* vagy a *„Li”* elkészítését mutatja be a 10. ábra. (A két kép készítésének menete azonos, az eredmény a leképezést megelőző állapottól függ.) A leképezéshez először az *„At”* képet készítem el, melyhez a kísérletet a vizsgálni kívánt



10. ábra. Az abszorpciós leképezés készítésének menete.

pontig futtatom le, ami így az atomfelhőt a kérdéses állapotban előkészíti. A leképezés úgy jön létre, hogy a CCD kamerát egy, az ADwinból pontosan időzített elektromos trigger segítségével bekapcsolom, ami egy előre meghatározott expozíciós ideig nyitott állapotban gyűjti a beérkező fényt. Az expozíció alatt annak közepén egy nagyon rövid villanást idézek elő a leképező fény AOM-jének gyors kapcsolásával. A leképező shutter késleltetése nem teszi lehetővé a fény megfelelően gyors kapcsolását és pontos időzítését, ezért erre a feladatra csak az AOM alkalmas. A beérkező fény egy részét az atomok elnyelik, a továbbhaladt fényt a kamerával felfogva pedig létrejön az *„At”* kép.

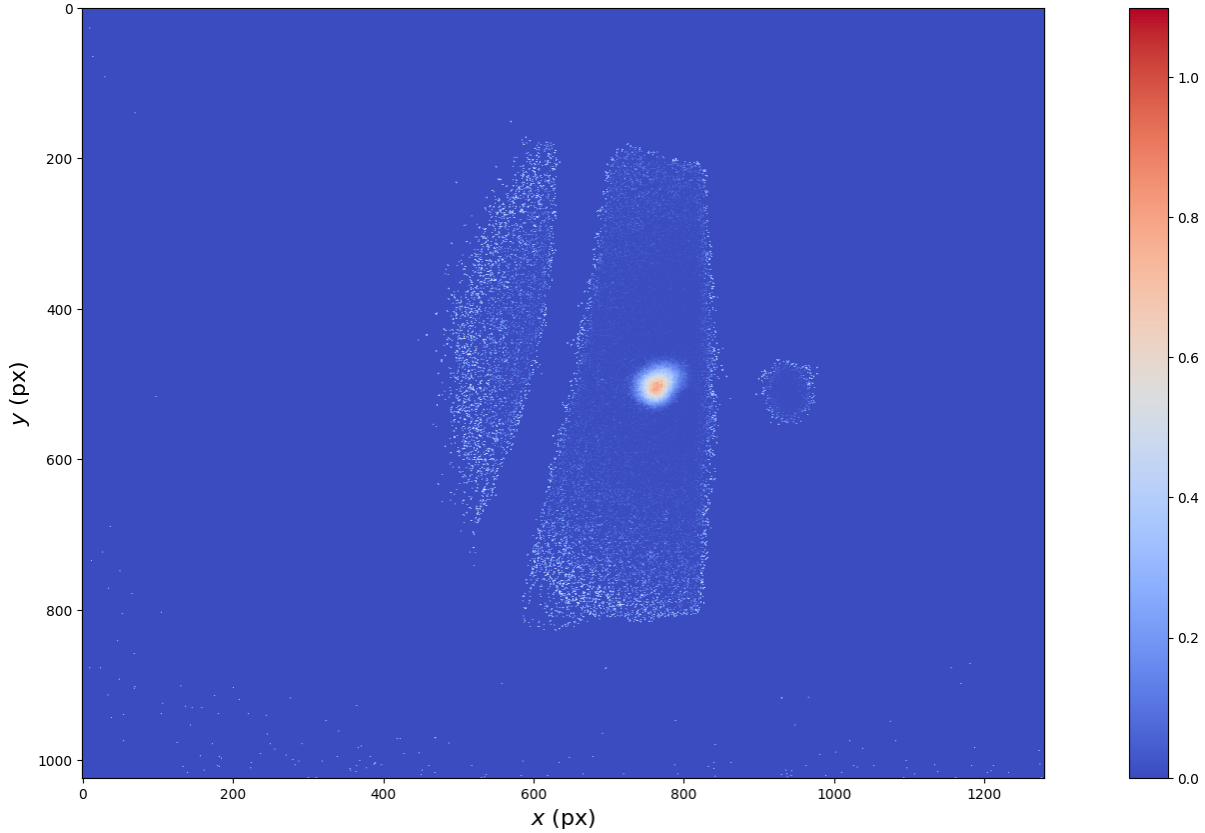
Ennek sötét hátterét a kamera leggyorsabb működési idejének megfelelően nagyjából 20ms-mal később veszem fel. Ehhez az leképező shuttert néhány ms alatt kikapcsolom, így a kamerát egy újabb triggerrel a sötétben exponálva létrehozom a keresett *„Bg”* képet is.

Ezt követően fel kell vennem a *„Li”* képet és ennek sötét hátterét is, amihez már nincs szükség az atomokra. Ezt úgy tudom biztosítani, hogy az *„At”* és *„Bg”* képek elkészítését

követően hosszabban újra megvilágítom az atomokat a leképező fénnyel, ami így teljesen kisöpri őket az adott csapdából. Ezt követően a két képet az előzőekkel megegyező módszerrel fel tudom venni.

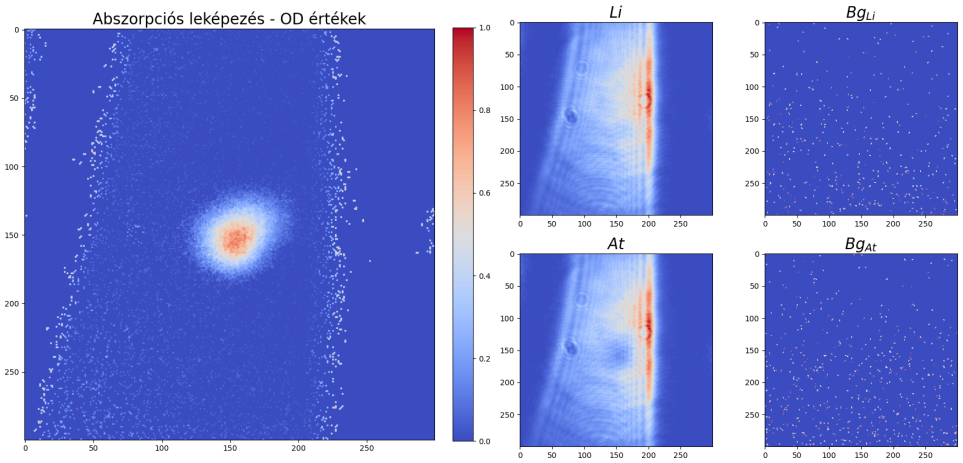
A leképezés létrejöttéhez nagyon pontos időzítésre van szükség, melyhez figyelembe kell vennem a shutter 2 ms körüli késleltetését is, amit korábbi mérések során kalibráltam. Kulcsfontosságú továbbá a kamera megfelelő működtetése is, melyet hosszas tesztelést követően a *pypyueye* nevű *python* wrapper segítségével végzek. [10] Ezzel a kamerát a kísérlet elindítása előtt inicializálom, majd a megfelelő paramétereket beállítva készenlétbe helyezem, hogy az a triggerek pontos érkezésekor rögzítse a képeket.

A leképezést az új vezérléssel implementálva az eddigiektől eltérően tetszőleges időpontban tudom időzíteni a kísérleti ciklus futása során, így ezzel megkezdhettem az atomfelhő állapotának vizsgálatát a polarizációgradiens-hűtést követően. A felhő ezen állapotában



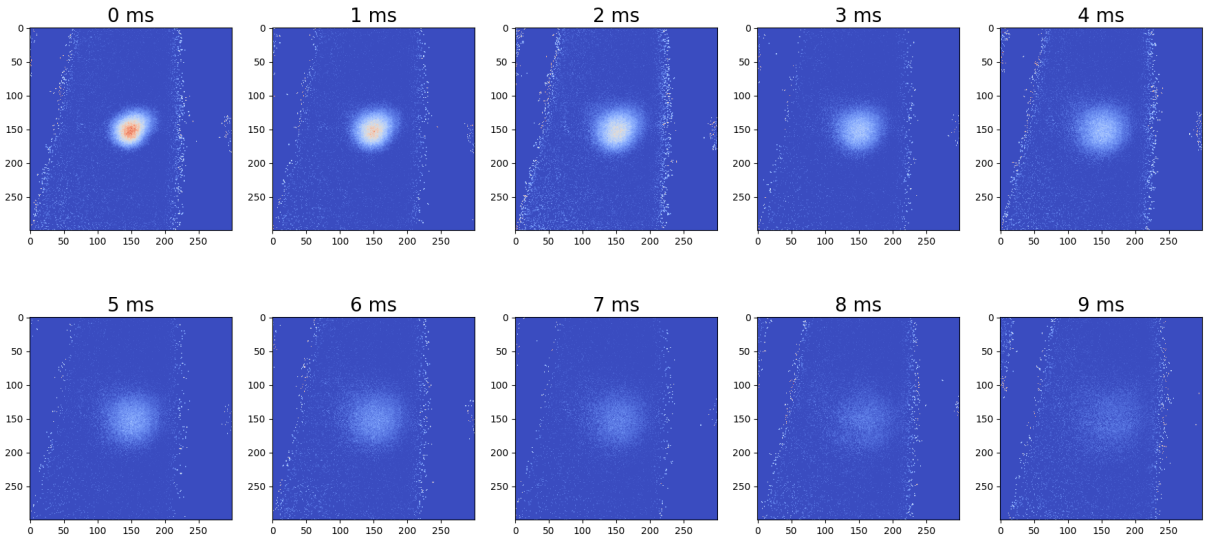
11. ábra. Tipikus abszorpciós leképezés az atomfelhőről a polarizációgradiens-hűtést követően. A kép közepén magas OD értékű folt a csapdázott atomfelhő, valamint a háttérzaj következtében kirajzolódik a felhő környezete is.

készült tipikus abszorpciós leképezés látható a 11. ábrán. A képen a pixelek értékei a (6) képlet alapján kiszámolt OD optikai sűrűségek értékei. A kép közepén látható az atomfelhő, mely magas OD értékekkel rendelkezik, ezen kívül közepes értékű pixeleken kirajzolódik a felhő környezete is. Ennek fő oka, hogy a megvilágító fény intenzitása nincs tökéletesen kontrollálva, így a fény a képek készítése között eltelt időben kis mértékben változik, a változott pixelek pedig egy háttérzajként a leképezésen is megjelennek. Jelenleg a rendszer megfelelően működik a háttérzaj mellett is, ennek ellenére a jövőben terv a zaj további csökkentése egy PID (proportional-integral-derivative) kontroller segítségével. A felhőtől jobbra kirajzolódó függőleges vonal a kamrában elhelyezett optikai rezonátorok tartóoszlopának éle, míg a fölötte és alatta húzódó vonalak magának a két rezonátornak az élei. A felhőtől balra ferdén elhelyezkedő sötét sávban egy, a kamrában húzódó rézkábel takarja ki a megvilágító fényfoltot, amelynek széle balra továbbhaladva egy köríven látszódik.



12. ábra. Általános abszorpciós leképezés az atomfelhőről a polarizációgradiens-hűtést követően és ennek összetevői. A fényes képek közötti különbség az atomok elnyeléséből adódik, míg a sötét hátterek közötti különbséget a laborból a kamrába beszűrődő egyéb fények okozzák.

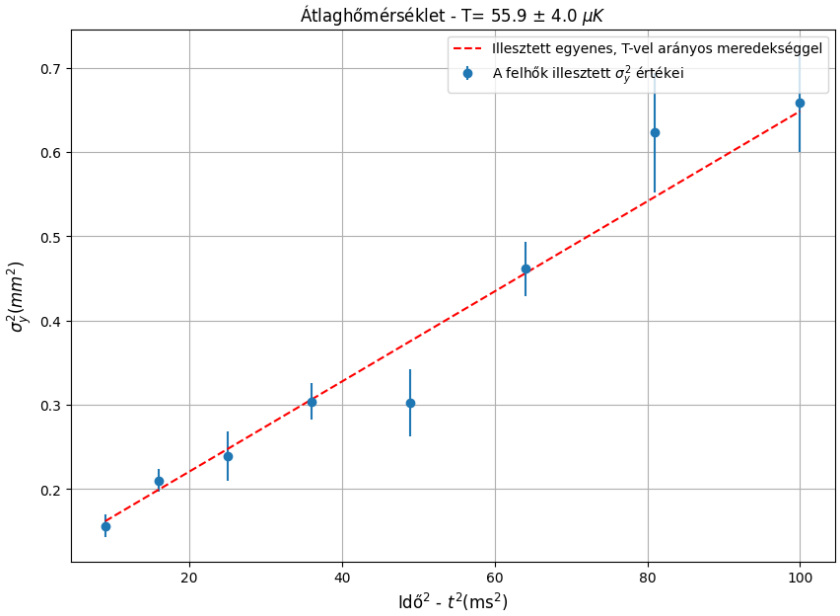
A leképezés létrejötte részletesebben megtekinthető a 12. ábrán, ahol a korábbi kép kivágása látható a felhő közvetlen környezetében. Itt láthatóak a leképezés kiszámításához felhasznált *„At”*, *„Li”* és *„Bg”* képek is. Az ábrán látható, hogy a sötét háttér az *„At”* és *„Li”* képek után kis mértékben változik a laborban szóródó egyéb fényforrások, műszerkijelzők,



13. ábra. Általános expanziós sorozat az atomfelhőről a polarizációgradiens-hűtést követően és ennek összetevői. A tágulást 10 ms hosszan vizsgáltam, minden kép egy teljesen új kísérleti ciklus végeredménye, melyek között a leképezés időzítését 1 ms-mal léptettem.

nyomógomb led-ek, stb. hatására, emiatt kell minden esetben az adott fényes képek után minél hamarabb felvenni a sötét háttereket is. Látható továbbá a különbség a két fényes kép között is, az *„At”* képen jól kivehető az atomok általi elnyelődésből származó sötét folt.

A leképezés segítségével el tudtam végezni a felhő expanziójának vizsgálatát, amiből kiszámolható annak hőmérséklete és atomszáma. A polarizációgradiens-hűtés végeztével a MOT lézert kikapcsolom, így a csapdázás megszűnésével elkezdődik a felhő tágulása, ennek folyamata látható a 13. ábrán, melyet 10 ms hosszan vizsgáltam. Az expanzió vizsgálatához a leképezés destruktív hatása miatt a kísérlet 10 különböző lefuttatása szükséges, melyek során a leképezést mindig 1-1ms-mal később végeztem el. A kísérleti ciklus teljes hosszát, valamint a futtatáshoz szükséges egyéb folyamatokat figyelembe véve így két kép elkészítése között nagyjából 20 másodperc telik el, a teljes expanziós sorozat felvétele körülbelül 3,5 percig tart. A képek kiértékeléséhez szükséges a pixelméretek kalibrációja is, melyre több módszer is szolgál. A legegyszerűbb ilyen eljárás, hogy a képeken kirajzolódó rezonátorélek valós távolsága ismert, 17mm. Ennek ismeretében, valamint azt felhasználva, hogy a kollimált fénynyaláb ezt a méretet a kamerára levetítve nem módosítja, az élek helyzetét pixelekben lemérve kiszámolható 1 pixel valós mérete. A fölső él 187 ± 6 px, míg az alsó 806 ± 5 px magasságon volt, a hiba itt az élek pixeltartományának szélességéből származik. Ezek különbsége 619.0 ± 7.8 px, ebből a kalibrációs érték a következőnek adódott:

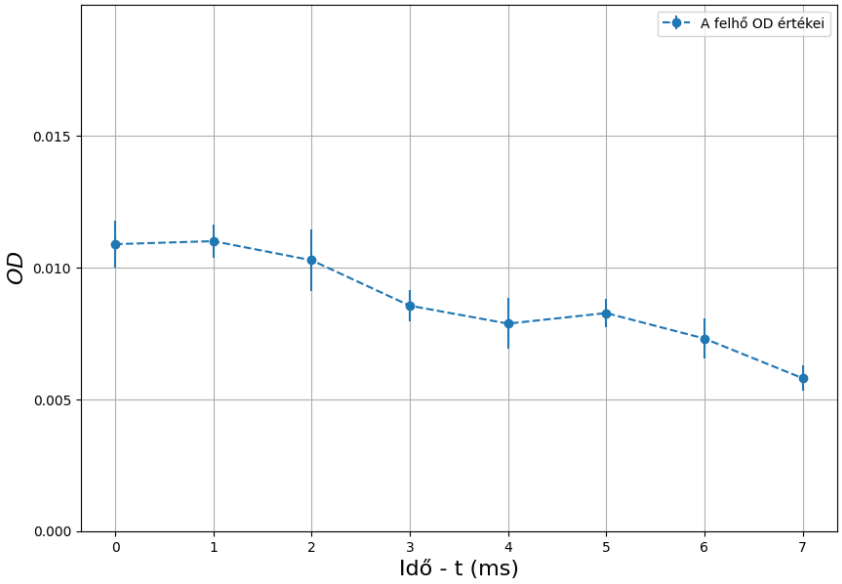


14. ábra. Hőmérséklet meghatározása a polarizációgradiens-hűtés után felvett expanziós sorozatból. Az egyenesillesztéshez a korábban bemutatott expanziós sorozat első 8 felvételét használtam fel, az utolsókon ugyanis a felhő elhalványodása miatt a háttérzaj nagymértékben torzítja az adatokat.

$$pixelmeret = \frac{17}{619} = (0,02745 \pm 0,00035)\ \text{mm} = (27,45 \pm 0,35)\ \mu\text{m} \tag{11}$$

Ezt felhasználva már ki tudom számolni a felhő valós hőmérsékletét a 3.2-es alfejezetben ismertetett módon. Ehhez a felhő közvetlen környezetének pixeleit először az x tengely mentén összegzem, majd az így kapott marginálisra egy Gauss-görbét illesztve a kapott σ paraméterek négyzeteit ábrázolom a tágulás közben eltelt idő négyzetének függvényében. A bemutatott expanzió hőmérsékletének meghatározása a 14. ábrán látható. Itt az illesztéshez az expanziós sorozat első 8 képét használtam fel, ugyanis az utolsó két esetben a felhő már annyira elhalványodik, hogy összemosódik a háttérzajjal, így az illesztett értékek jelentősen torzulnak. Az egyenesillesztést az adatok hibájának figyelembevételével végeztem, a kapott eredmény így $T = 55.9 \pm 4.0$ μK-nek adódott. A kísérlet régi vezérlésével korábban végzett hőmérsékletmérésekből kiindulva a felhő hőmérsékletét a mágneses csapdázást követően a 100-150 μK tartományban mértük. [6] A jelenlegi mérés eredménye ezeknél 2-3-szor hidegebb hőmérsékletet adott, ebből azt feltételezhetjük, hogy az eddigi hűtési és csapdázási folyamatok implementálása sikeres volt.

Megvizsgáltam továbbá a felhő atomszámát is az átlagos OD optikai sűrűségének végig-

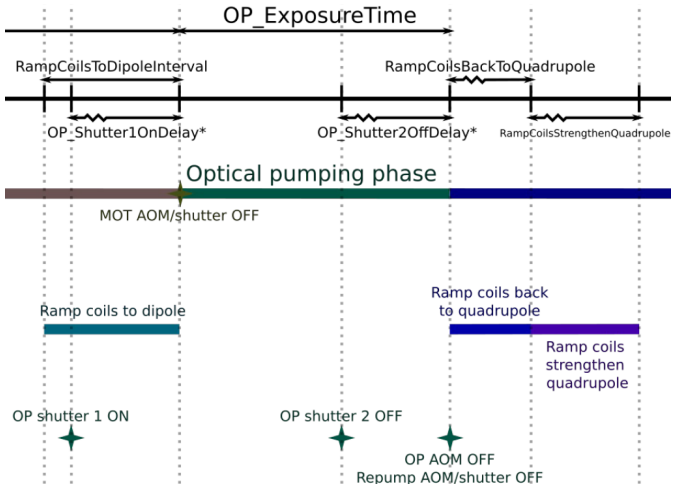


15. ábra. Atomszám vizsgálata a polarizációgradiens-hűtés után felvett expanziós sorozat során. A felhő atomszámának kiszámításához szükséges optikai sűrűség értékei csökkenő tendenciát mutatnak a tágulás előrehaladtával, a jelenség pontos magyarázata további vizsgálatokat igényel.

követésével az expanzió során, mely a 15. ábrán látható. Az egyes képek atomszámait a 3.2-es alfejezetben bemutatott módon, a felhő optikai sűrűségének kettős integráljaként tudom kiszámolni. Bár az expanzió során az atomszám megmaradását várjuk, a 15. ábrán látszódik, hogy az ezek kiszámításához szükséges mért OD értékek csökkennek a felhő tágulásával. Ennek okai egyelőre még nem egyértelműek, a jelenség további vizsgálatra szorul. Ebben az állapotban a kezdeti atomszám nyújthat lehetőséget a felhők összehasonlítására, mely jelen esetben 581 000 $\pm$ 47 000-nek adódott, a megbízható összehasonlításhoz több mérés átlagos kezdeti atomszáma szükséges.

5.1.3. Optikai pumpálás, mágneses csapdázás

A kísérleti ciklus következő fázisában az atomok optikai pumpálása (OP) és mágneses csapdába töltése a feladat, melynek szükséges folyamatai a 16. ábrán láthatóak. Ehhez először már az polarizációgradiens-hűtés végén elkezdem fokozatosan visszakapcsolni a tekercsek áramait, amiket ebben az esetben azonos irányban vezetek alacsony, 0,05 A áramerősségen. Ezzel létrejön az optikai pumpáláshoz szükséges homogén mágneses tér, így már csak egy cirkulárisan polarizált, adott átmenettel rezonáns megvilágításra van szükség. A megvilágítást 2 shutter és egy AOM nagyon pontos időzítésével végzem, me-



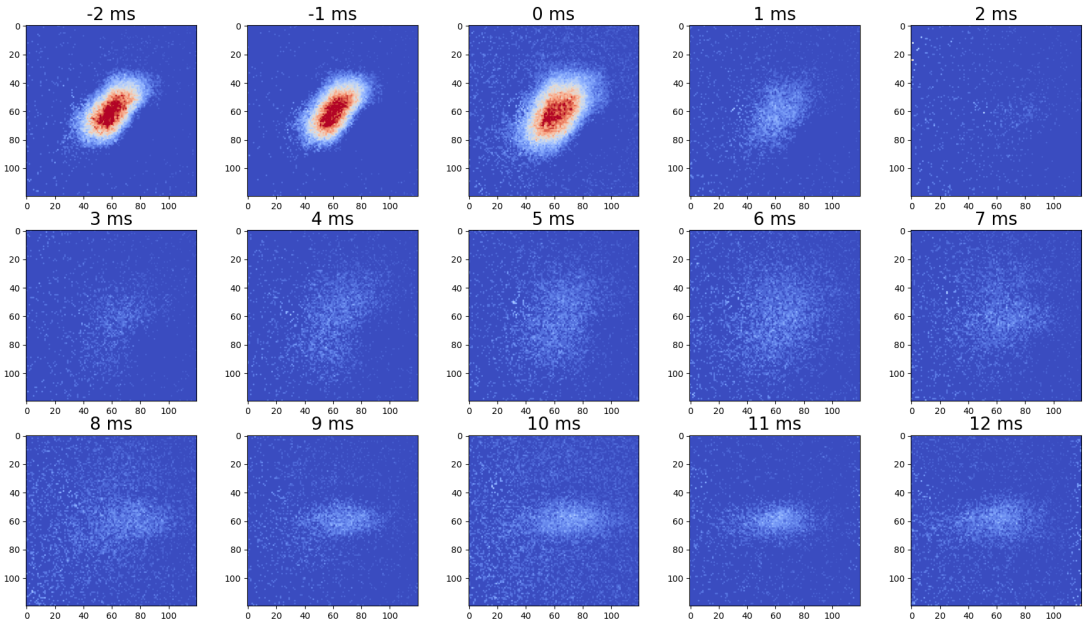
16. ábra. Az optikai pumpálás és a mágneses csapdázás szükséges folyamatai.

lyek késleltetéseit szintén korábban kalibráltam. A shutterek késleltetései 2 ms körüliek, ami egy nagyságrenddel nagyobb, mint az OP 200 μs-os megvilágítási ideje. Emiatt a két shuttert egyszerre működtetem, amíg az egyiket kinyitom, a másikkal zárni kezdek, így a megvilágítás időtartamát a két shutter kapcsolásának különbségével már tetszőleges gyorsasággal el tudom végezni. A fény tényleges kapcsolását az AOM-mel végzem, amit a fényút rövid nyitott állapota alatt kell pontosan időzítenem, a shutterekkel ezen megvilágítás előtt és után biztosítom a fényút tökéletes zárását.

A rövid pumpálást követően először a tekercsek egy nagyon gyors, 50 us-os kapcsolásával újra kvadrupólteret hozok létre , amit aztán 1 ms hosszan erősítek meg a tekercsek áramát felemelve a maximális, 5 A körüli erősségre, ezzel áttöltve az atomokat a teljesen mágneses csapdába.

Ez a fázis a kísérlet eddigi legkomplexebb szakasza, ahhoz pedig, hogy a felhő állapotát itt is abszorpciós leképezéssel tudjam vizsgálni, elengedhetetlen a lehető legpontosabb vezérlés. Ennek megfelelő implementálása komoly kihívás volt, azonban a szoftver hosszas fejlesztését és rengeteg tesztelést követően sikerült megvalósítani a mágneses csapdába töltést, ráadásul a régi rendszernél jelentősen hatékonyabban. Ezt az új vezérlőrendszer tette lehetővé, a magas szintű kontrollnak és a széleskörű diagnosztikának köszönhetően ugyanis fel tudtam fedezni egy eddig rejtett hibát a régi rendszer beállításában.

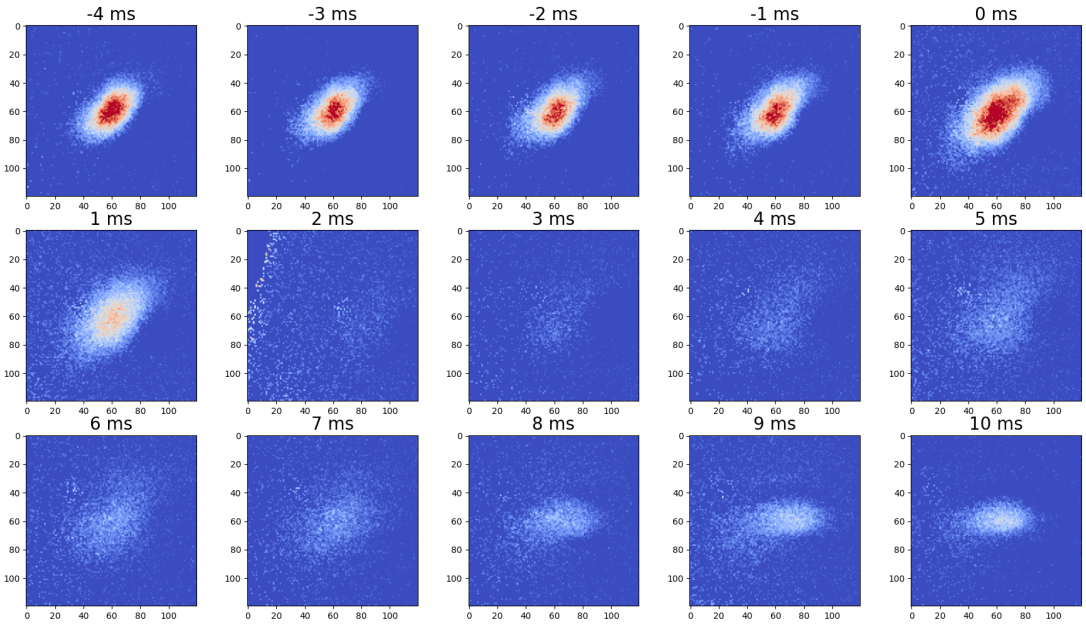
A hiba az OP kezdetén a MOT lézerek kikapcsolásában volt, ugyanis azokat a régi rendszer szoftvere csak a MOT AOM-mel kapcsolta ki. Az AOM-ek kikapcsolásával bár a mo-



17. ábra. A felhő állapotának változása az OP és a mágneses csapdázás előtt és után, a MOT shutter használata nélküll

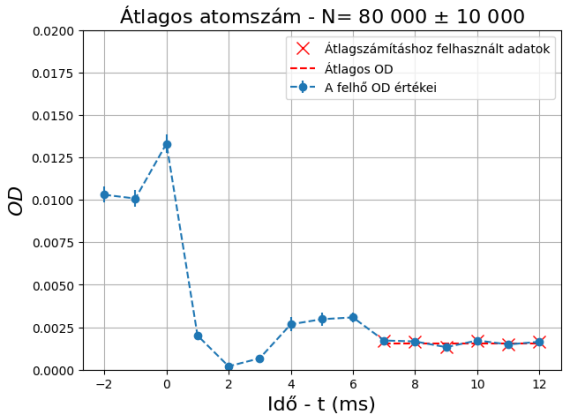
dulált fény nagy része eltűnik, valamekkora intenzitás mégis képes átszivárogni, aminek mértékét eddig nem ismertük. Az optikai pumpálás és mágneses csapdázás első sikeres megvalósításakor azt tapasztaltam, hogy a folyamat végén bár megjelennek az atomok a mágneses csapdában, a leképezések kontrasztja rossz lesz és az atomszám jelentősen lecsökken. Ezután az összes lényeges rendszerparaméter végigtesztelésével arra jutottam, hogy az atomszám és kontraszt javul akkor, ha a MOT lézer kikapcsolását az AOM-mel és shutterrel együttesen, utóbbi késleltetését figyelembe véve végzem. A csapdázás nyomon követése abszorpciós képeken a MOT shutter nélküli esetben a 17. ábrán, míg a shuttert felhasználva a 18. ábrán látható. A képsorozatokon az előzőhöz hasonlóan 1 ms telik el két kép között, a 0 ms az optikai pumpálás végéhez van igazítva. A 17. ábrán jól látható, hogy az optikai pumpálást követően az atomfelhő optikai sűrűsége először hirtelen megnő a méretével együtt, majd a sűrűség lecsökkenésével a felhő szinte teljesen eltűnik. Ezt követően az idő előrehaladtával a felhő újra megjelenik és végül a mágneses csapdázás elindítása után 9-10 ms-mal koncentrálódik a csapdában, azonban jelentősen alacsonyabb optikai sűrűséggel - így alacsonyabb atomszámmal is - a folyamat kezdetéhez viszonyítva.

Ezzel szemben a 18. ábrán látszik, hogy a mágneses csapdázás sokkal sikeresebben játszódik le a MOT shutter használata mellett. A felhő optikai sűrűsége és mérete ismét az előző esethez hasonlóan viselkedik - felerősödik, hirtelen eltűnik, majd fokozatosan új-

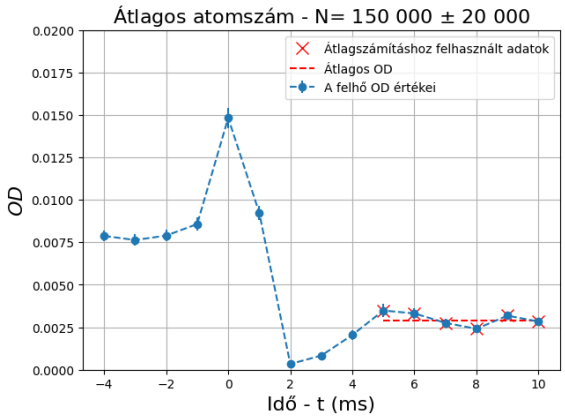


18. ábra. A felhő állapotának változása az OP és a mágneses csapdázás előtt és után, a MOT shutter használatával

ra megjelenik - azonban a végeredményül a mágnesesen csapdázott felhő OD-je és így atomszáma is sokkal magasabb lett. Ennek magyarázata abban van, hogy a MOT előállításához használt magas intenzitású lézer fényéből az AOM lezárása után túl sok szűrődik be az optikai pumpálás szakaszába, ahol megzavarja az atomok megfelelő mágneses alnívóba töltését, így sokkal kevesebb atom tud átkerülni a mágneses csapdába. A két esetet az atomszámok kiértékelésével is összehasonlítottam, ezek a 19. és 20. ábrán láthatóak. Jelentős eredmény, hogy a shutter alkalmazásával a mágneses csapdában kialakult átla-



19. ábra. Mágneses csapdázás a MOT shutter használata nélkül



20. ábra. Mágneses csapdázás a MOT shutter használatával

gos atomszám $N = 150\ 000 \pm 20\ 000$-nek adódott, ami közel kétszerese a régi rendszer

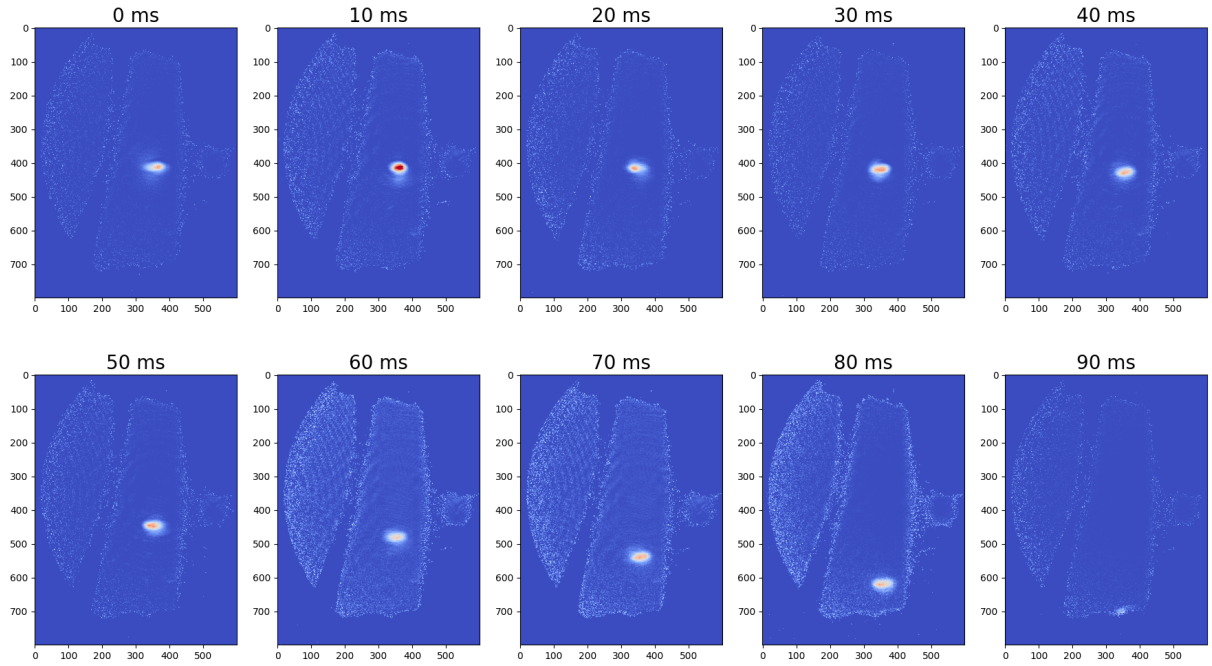
beállításaival elért $N = 80\ 000 \pm 10\ 000$ db mágnesesen csapdázott atomnak. A csapdázás hatékonyságát tovább javítja, hogy a grafikonok alapján mindezt kevesebb kiindulási atomból sikerült elérni, shutterrel hozzávetőlegesen 400 000, míg anélkül nagyjából 550 000 volt a kezdeti atomszám, így az újonnan vezérelt csapdázási eljárás arányaiban is sokkal jobban működik, mint korábban.

5.1.4. Mágneses transzport

A mágneses csapdázás megvalósítását követően elkezdhettem a mágneses transzport implementálását, melynek célja az atomok eljuttatása az MOT kialakulásának helyétől az optikai rezonátorok tükrei közé. Ennek megvalósítása egy további tekercspárral, a MOT+ tekercsekkel történik, melyek a MOT-hoz eddig használt tekercsek felett és alatt helyezkednek el a kamrában. A transzport során előre leszimulált értékekkel, a mágneses teret fokozatosan változtatva helyezem lejjebb a csapda középpontját, egészen az alsó rezonátor tengelyéig. Ehhez a 4 tekercs áramait ismét tanh függvények segítségével egyszerre változtatom a mágneses csapda kialakulását követően egy 150 ms hosszú transzport során, melynek szakaszait az abszorpciós leképezés léptetésével tudtam megfigyelni. A transzport egy sikeres lefutása a 21. ábrán látható, amit a transzport elindításától, 10 ms-onként készített leképezésekkel vizsgáltam. Az ábrán látszik, hogy az atomfelhő helyzete a folyamat kezdetén alig változik, majd középső szakaszban láthatóan ereszkedésbe kezd, ezután 90 ms után eltűnik az alsó optikai rezonátor éle mögött, így a transzport utolsó szakasza már a rezonátor tükrei között játszódik le. A folyamat során a felhő mozgatásának gyorsasága a felhasznált tanh függvény paraméterével módosítható, melynek hatásának vizsgálatához további kísérletek elvégzése szükséges.

Érdekesség, hogy a transzport kezdeti szakaszán megfigyelhető a felhő alakjának változása, valamint a középpontjának vízszintes oszcillációja is. Ez a folyamat megismételhető, hasonlóan játszódik le egymástól független futások során ugyanezekben a pillanatokban, valamint a transzport beindítása nélkül, simán a mágneses csapdában is lejátszódik. A megismételhetőség miatt a jelenség kapcsolatban áll a folyamatok időzítésével, azonban a pontos magyarázat további vizsgálatokat igényel.

A transzport megvalósításával a kísérlet összes előkészítő folyamatát sikeresen implementáltam az PyADwin rendszer segítségével. A transzport végén a rezonátorba került atom-



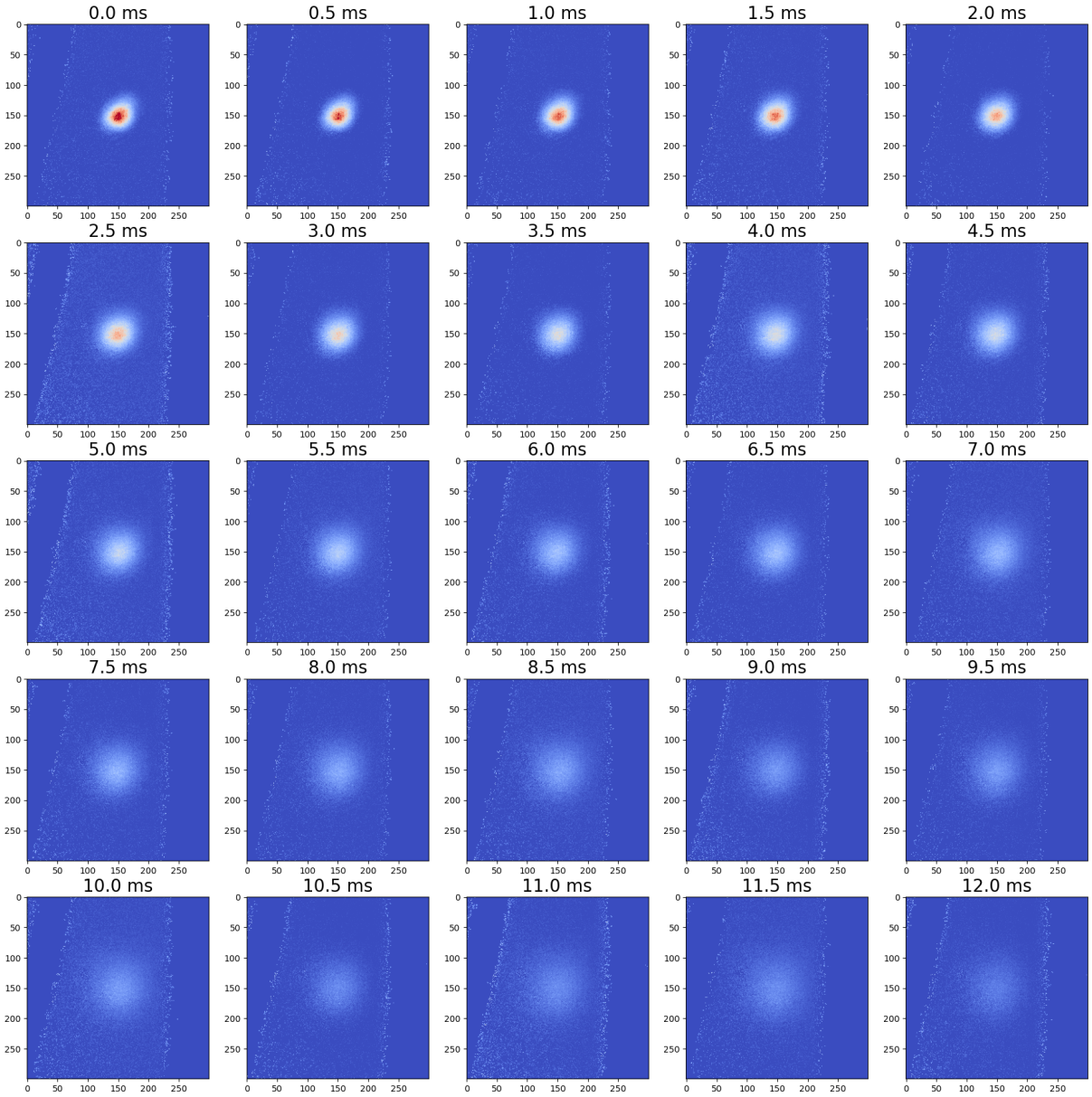
21. ábra. Mágneses transzport abszorpciós leképezései. Látható, hogy a felhő mozgása elsősorban a 150 ms hosszú teljes folyamat középső szakaszában történik, majd 90 ms után a felhő eltűnik az alső rezonátor éle mögött.

felhővel így megkezdődhet több különböző rezonátoros kvantumelektrodinamikai kísérlet, melyek szoftveres hátterét az új vezérlőrendszer biztosítja a kutatócsoport tagjai számára.

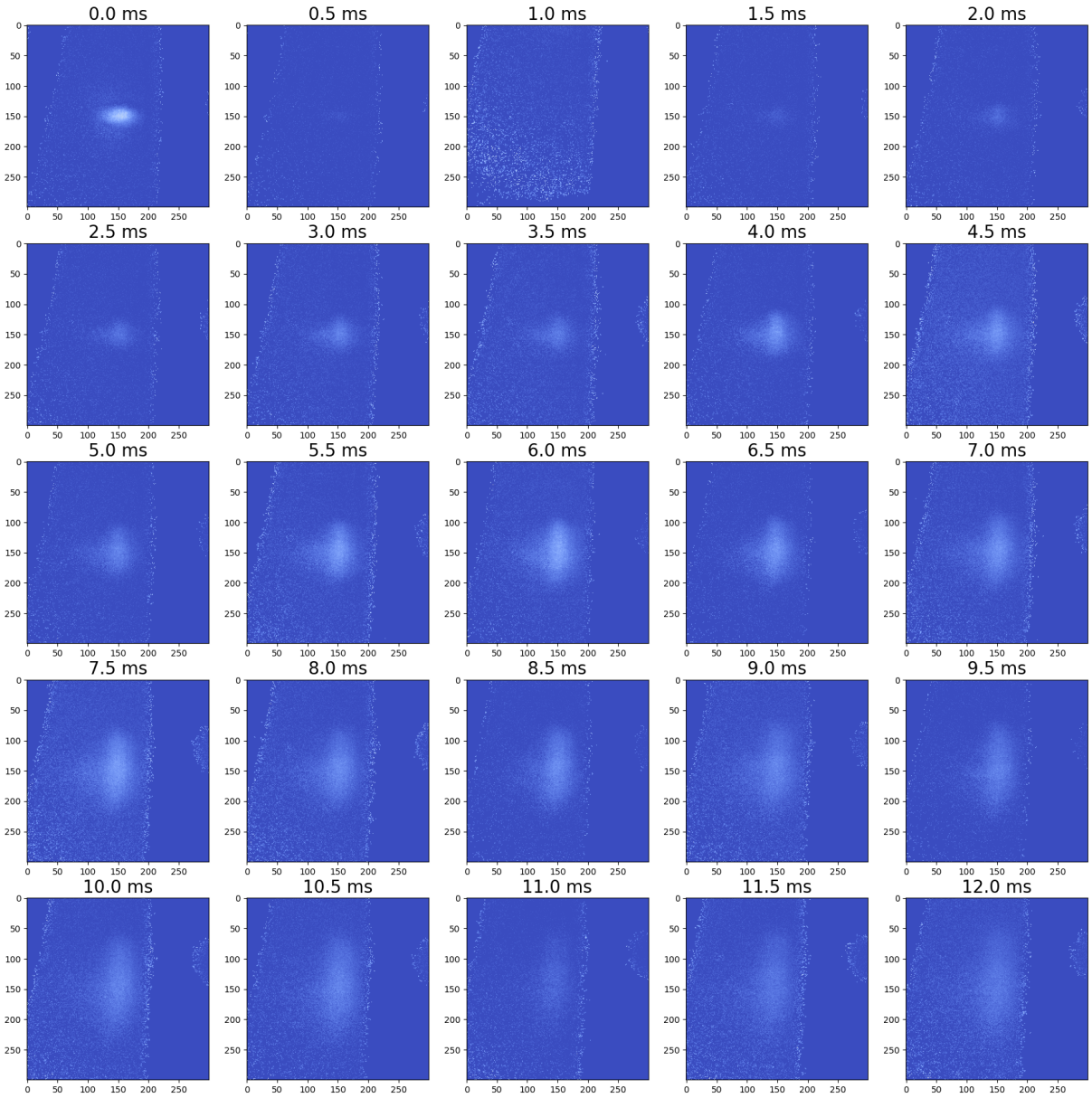
5.2. Mágneses csapdázás adiabaticitásának vizsgálata

A kísérleti ciklus implementálását követően megkezdhettem a mágneses csapdázás további vizsgálatát. Az 5.1.3-as alfejezetben látható volt, hogy a mágneses csapdázás során a MOT shutter használatával együtt is kevesebb, mint az atomok felét sikerül a mágneses csapdába töltenem. Ennek részletesebb vizsgálatához összehasonlítottam a felhő atomszámát és hőmérsékletét a mágneses csapdázás előtti és utáni állapotban, mely később lehetőséget ad majd az áttöltés optimalizálására.

Ideális esetben a mágneses csapdába áttöltés adiabatikusan történik, azaz az atomok mozgásállapotát nem változtatjuk, így a felhő hőmérséklete állandó marad. Ennek ellenőrzésére megvizsgáltam a felhő expanzióját az áttöltés előtt és után, az ezekről készített abszorpciós képek a 22. és 23. ábrán láthatóak. A két képsorozat között észrevehető különbség van a felhő alakjában, ami a különböző csapdázási módból ered.



22. ábra. Expanziós sorozat az optikai pumpálás és a mágneses csapdázás előtt. A felhő átlósan torzult alakja az egymással szemben haladó MOT nyalábok intenzitáskülönbségeiből és nem tökéletes összemetsződésükből ered.

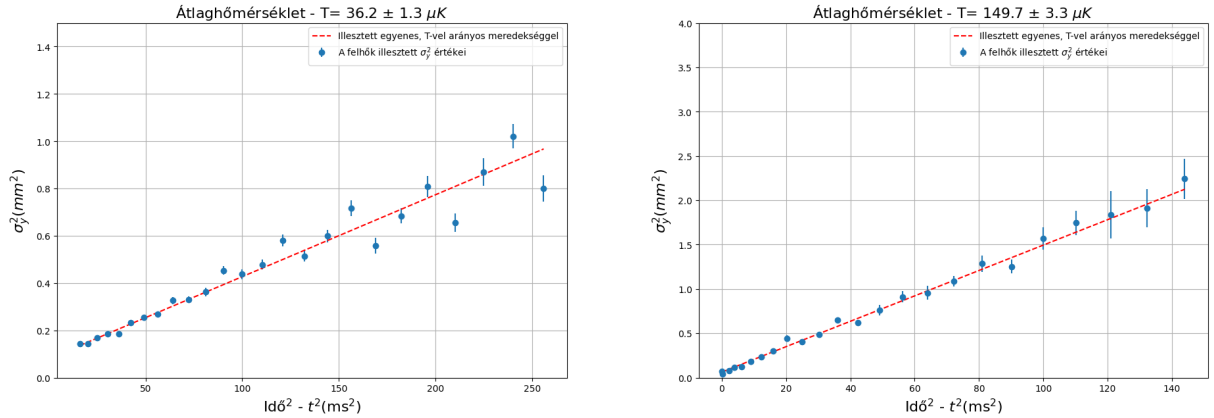


23. ábra. Expanziós sorozat a mágneses csapdázás után. A felhő szélét a jobb oldali tartóoszlop a korábbi helyzethez képet nagyobb mértékben kitakarja, ebből következtethetünk a két csapdaközéppont közötti eltérésre, valamint a felhők eltérő mozgására az expanzió során.

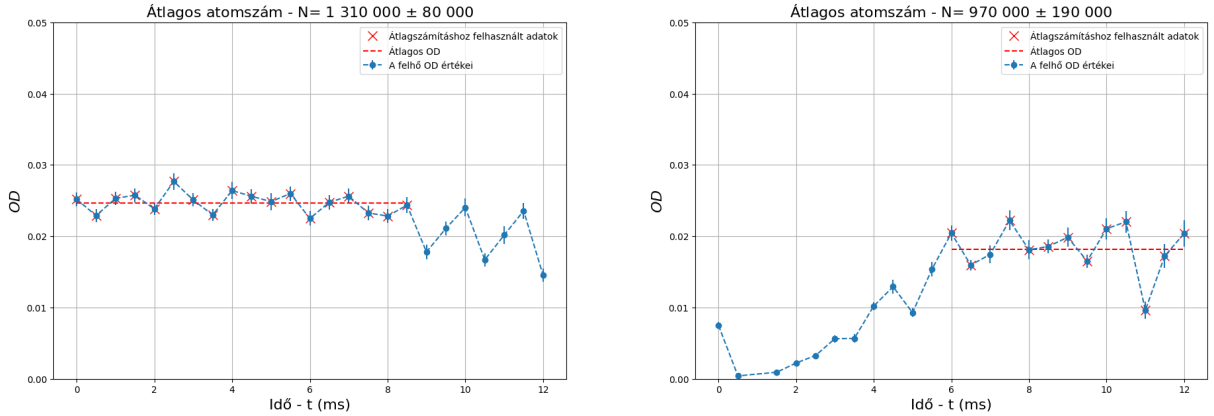
A magneto-optikailag csapdázott felhő alakjának enyhe átlós torzulását az egymással szemben haladó lézerek intenzitásainak különbségei, valamint a tökéletes összemetsződésüktől való eltérések adják. A MOT ideális alakját eddig egy élő CCD kamera képén tudtuk nagy vonalakban beállítani, az abszorpciós leképezés azonban ennél sokkal pontosabb információt tud nyújtani a csapdageometriáról.

A mágnesesen csapdázott felhő alakja ezzel szemben leköveti a mágneses terek erővonalait, melyek egy szimmetrikus csapdát eredményeznek, amelynek erőssége y irányban kétszerese az x irányúnak [4]. A tágulás során észrevehető különbség, hogy a kezdeti szakaszban a felhő hirtelen elhalványodik, majd fokozatosan visszanyeri a kontrasztját. Ennek oka feltehetően az, hogy a tekercsáramok gyors kikapcsolása során további örvényáramok indukálódnak, az ezek által keltett mágneses terek pedig eltolják az atomi energiaszinteket a leképező fény frekvenciájától. A terek lecsengése után azonban a fény ismét rezonánssá válik, amitől újra látható lesz a felhő. Az elhalványodás során a gyenge kontrasztú felhők néhány esetben összemosódhatnak a háttérzajjal, erre egy példa látható a 23. ábra 3. képén. További különbség, hogy az áttöltött felhő szélét sokkal hamarabb elkezdi kitakarni az oldalsó tartóoszlop, ami azt engedi feltételezni, hogy a két csapda középpontja nem egyezik meg teljesen, valamint a mozgásuk eltérő az expanzió során. Ennek pontosabb vizsgálatához az intenzitásviszonyok stabilizálása, a kamera helyzetének módosítása, valamint nagy számú méréssorozat elvégzése szükséges.

Az adiabaticitás vizsgálatához 3-3 méréssorozatot vettem fel a felhő áttöltés előtti és utáni állapotában, az ezek feldolgozásából kapott grafikonok a 2. sz. mellékletben találhatóak. Ezek közül a bemutatott expanziós képsorozatokhoz tartozó eredmények összehasonlítása látható 24. és 25. ábrákon. A 24. ábra bal oldalán a mágneses csapdázás előtti, jobb oldalán a mágnesesen csapdázott felhő hőmérsékletének meghatározása látható. A bal oldali ábrán észrevehető, hogy az idő előrehaladtával az adatok egyre jobban szórnak, míg a jobb oldali ábrán ez sokkal kisebb mértékben figyelhető meg. Ez elsősorban a különböző csapdázási módból eredhet. A MOT lézerek intenzitásingadozásai következtében a felhő geometriájának kezdeti fluktuációi a tágulás során egyre nagyobb eltérésekhez vezetnek, ami a különböző lefutásokból kapott eredmények szórását növeli. Ezzel szemben a mágneses csapda létrehozásához rendkívül stabil áramforrásokat használunk, így annak kezdeti geometriája is sokkal kevésbé fluktuál. A felhő hőmérséklete az áttöltés előtt



24. ábra. Hőmérséklet összehasonlítása a mágneses csapdázás előtti (balra) és utáni állapotban (jobbra). Látható, hogy a bal oldali ábrán a felhő geometriájának ingadozásai az adatok növekvő szórását okozzák, ami a MOT lézerek intenzitásainak fluktuációira vezethető vissza. A jobb oldali ábrán a mágneses csapdában ezek a geometriai eltérések már sokkal kevésbé befolyásolják az adatokat, azonban azok hőmérséklete a korábbi érték közel ötszörösére emelkedett, ami a csapdázás adiabatikustól való eltérését igazolja.



25. ábra. Atomszám összehasonlítása a mágneses csapdázás előtti (balra) és utáni állapotban (jobbra). Fontos, hogy az ábrákon látható tendenciák nem a felhők tényleges atomszámának, hanem azok optikai sűrűségének változásából eredeztethetőek, a 15. ábrán látható helyzethez hasonlóan. Az átlagos atomszám kiszámításához mindkét esetben a konstans érték körüli tartományokat vettem figyelembe, ahol az OD vátozásának tendenciái nem befolyásolják az eredményeket.

$T = 36,2 \ \pm 1,3 \ \mu$K, míg azt követően $T = 149,7 \ \pm 3,3 \ \mu$K volt, ami közel ötszörös hőmérsékletnövekedést jelent.

A 25. ábrán a felhők atomszámainak összehasonlítása látható az előzőhöz hasonlóan, a bal oldalon a mágneses csapdázás előtt, a jobb oldalon azt követően. A bal oldali gra-

fikonon megfigyelhető, hogy az atomszám meghatározásához szükséges OD az expanzió kezdeti intervallumán platózik, majd ezt követően a 15. ábrához hasonló módon elkezd csökkenni. Ezzel szemben a jobb oldali ábrán fordított viselkedés látható - a mágneses csapdázás elején elhalványodott felhő fokozatosan visszanyeri a kontrasztját, optikai sűrűsége eléri a maximumát, majd az expanzió hátralévő részében ezen érték körül marad. Itt ismét fontos kiemelni, hogy a valóságban az expanzió során az atomszámnak meg kell maradnia, így ennek kiszámításához a tágulás azon tartományát tudtam csak felhasználni, ahol a felhő optikai sűrűsége is állandó értékek körül marad. Ezeken a tartományokon a felhők átlagos atomszáma az áttöltés előtt $N = 1\ 310\ 000\ \pm\ 80\ 000$, azt követően $N = 960\ 000\ \pm\ 180\ 000$ lett, ami közel 25%-os csökkenést jelent. Ezek az értékek jelentősen magasabbak a 19. és 21. ábrákon látottaknál, aminek oka, hogy azok méréseit a leképező fény más intenzitásviszonyai mellett végeztem. Az OD pontos intenzitásfüggésének karakterizálása a rendszerben hosszútávú feladat, melynek előfeltétele a korábban említett PID kontroller beépítése, ennek megvalósításáig az azonos intenzitásviszonyok mellett készült képek azonban megfelelően összehasonlíthatóak.

Az eredményeket a további méréssorozatokkal együtt az 1. és 2. táblázatban összegeztem.

	$T_{polgrad}$ (μK)	$\Delta\ T_{polgrad}$ (μK)	$T_{magneses}$ (μK)	$\Delta\ T_{magneses}$ (μK)
1	32,9	1,4	149,7	3,3
2	36,2	1,3	144,7	7,2
3	33,9	1,5	141,5	5,2
átlag	34,3	1,7	145,3	5,2

1. táblázat. Hőmérséklet-meghatározás eredményei a mágneses csapdázás előtt és után.

	$N_{polgrad}$ (10^6)	$\Delta\ N_{polgrad}$ (10^6)	$N_{magneses}$ (10^6)	$\Delta\ N_{magneses}$ (10^6)
1	1,27	0,14	0,97	0,19
2	1,31	0,08	0,88	0,19
3	1,38	0,1	0,81	0,26
átlag	1,32	0,11	0,89	0,21

2. táblázat. Atomszám-meghatározás eredményei a mágneses csapdázás előtt és után.

Az átlagos eredmények alapján a mágneses csapdázás során jelenleg több, mint négyszeresére emelkedik az atomfelhő hőmérséklete, a csapdázott atomszám pedig 1/3-ával csökken,

tehát a folyamat nem optimálisan működik. A hatékonyság javításának érdekében a továbbiakban meg kell vizsgálnom a MOT és a mágneses csapdázás középpontjai közötti eltéréseket és ezeket minimalizálnom. Feladatom továbbá a MOT kezdeti geometriájának szimmetrikusabb beállítása a nyalábpárok intenzitásainak kiegyenlítésével és a nyalábok tengelyének korrekciójával. További célom megvizsgálni a felhő fizikai jellemzőinek függését a mágneses csapda bekapcsolásának hosszától, valamint ezek vizsgálata a mágneses transzport paramétereinek függvényében a transzport után.

5.3. Mágneses tér meghatározása a kamra belsejében

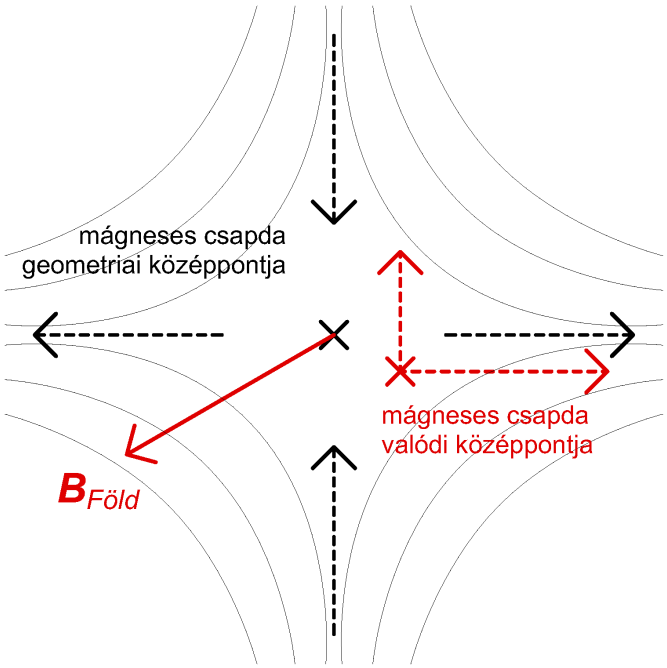
A mágneses csapdázás vizsgálata mellett elkezdtem dolgozni egy módszeren, amivel a mágnesesen csapdázott felhők abszorpciós leképezéseiből következtetni lehet a kamrában jelen lévő állandó mágneses tér függőleges komponensére, mely elsősorban a Föld mágneses teréből származik. A kamrában uralkodó mágneses viszonyok ismerete a kísérlet több folyamata szempontjából fontos, ez a tényező befolyásolja polarizációgradiens-hűtés és az optikai pumpálás megfelelő körülményeit is. A módszer alapja, hogy az állandó mágneses tér eltolja a mágneses csapda középpontját a létrehozott kvadrupóltér geometriai középpontjától egy olyan pontba, ahol a kvadrupóltér komponensei pont kiegyenlítik azt. Az eltolt középpont szemléltetése a 26. ábrán látható, ebben a pontban a mágneses terekre tehát felírható a következő összefüggés:

$$|\mathbf{B}_Q(\mathbf{r}^*) + \mathbf{B}_{Fold}| = 0, \tag{12}$$

ahol $\mathbf{B}_Q$ a mágneses kvadrupóltér vektora, $\mathbf{B}_{Fold}$ a Föld mágneses tere, $\mathbf{r}^*$ pedig a mágneses csapda módosult középpontja. A kvadrupóltér felírható a következő alakban:

$$\mathbf{B}_Q = 2Q\hat{\mathbf{y}}\mathbf{r}^* - Q\hat{\mathbf{x}}\mathbf{r}^*, \tag{13}$$

ahol $\hat{\mathbf{x}}$ és $\hat{\mathbf{y}}$ az adott irányok egységvektorai, Q a kvadrupóltér erősségét jellemző együttható, valamint felhasználtam, hogy a tér ebben a csapdakonfigurációban a függőleges y irányban kétszer olyan erős, mint x irányban. A Q együttható felírható továbbá $Q = G \cdot I$ alakban, ahol G a mágneses teret létrehozó rendszerre jellemző geometriai faktor, I pedig a tekercsekben folyó áram erőssége. Ezek segítségével a (13) egyenlet alapján kapható a következő összefüggés:



26. ábra. Szemléltetés a mágneses csapda középpontjának áthelyeződésére, a kamrában jelen lévő állandó mágneses tér hatására, mely elsősorban a Föld teréből származik. Az új középpont ott jön létre, ahol a kvadrupóltér komponensei kiegyenlítik az állandó mágneses teret.

$$\hat{\mathbf{y}} \cdot \mathbf{r}^* = y^* = -\frac{B_{Fold,y}}{2GI}, \tag{14}$$

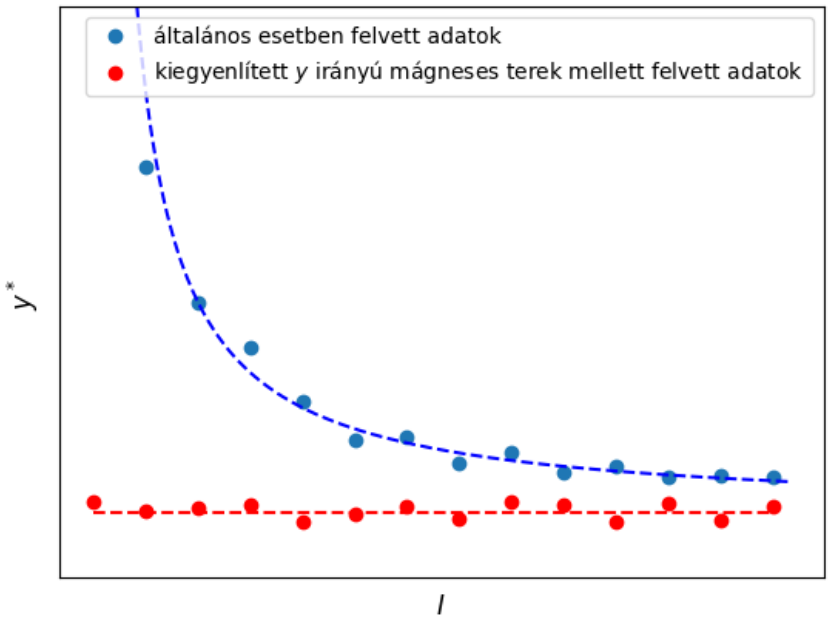
ami alapján a csapda középpontjának függőleges helyzete fordítottan arányos a tekercsekre adott árammal.

Amennyiben az eddigi mágneses terekhez egy újabb kontrollált függőleges homogén teret adok, akkor a (12)-es és (14)-es egyenletek a következőképpen módosulnak:

$$|\mathbf{B}_Q(\mathbf{r}^*) + \mathbf{B}_{Fold} + B_{homo}\hat{\mathbf{y}}| = 0 \tag{15}$$

$$y^* = -\frac{B_{Fold,y} + B_{homo}}{2GI} \tag{16}$$

A homogén tér változtatásával így lehetőség nyílik arra, hogy amikor a hozzáadott tér nagysága éppen megegyezik a $\mathbf{B}_{Fold}$ függőleges komponensének nagyságával, iránya pedig ellentétes, akkor azt kiejtve a (16)-os egyenlet jobb oldala eltűnik. Ebben az esetben a



27. ábra. Szemléltetés az $y^*(I)$ összefüggés mérésére. A homogén mágneses tér különböző értékei mellett felvéve az adatokat megtalálható az a B_{homo}, ami kiegyenlíti a Föld mágneses terének y komponensét, így az y^* értékeinek I függése eltűnik. (Az ábrázolt adatok nem tényleges mérésekből származnak, csupán szemléltetésként szolgálnak az áramerősségfüggés jellemzésére.)

csapda középpontjának y^* koordinátája függetlenné válik a kvadrupólt létrehozó I áramerősségtől.

A y^* értéke meghatározható abszorpciós leképezésekkel, így a tekercsek különböző I áramai mellett fel tudom venni az $y^*(I)$ összefüggés adatpontjait, melyek általános esetben egy hiperbolát követnek a (16)-os egyenlet alapján. Ehhez a homogén tér kialakítható a kvadrupólt létrehozó tekercsek áramerősségei közötti különbséggel. Így az $y^*(I)$ függvényt különböző homogén terek mellett megmérve megtalálhatom azt a B_{homo} értéket, ami mellett az y^* értékei függetlenné válnak I-től. Emiatt a vizsgált tartományon y^* konstans marad, ennek szemléltetése a 27. ábrán látható. Ebben az állapotban a tekercsparaméterek és a homogén térhez használt áramerősség ismeretében kiszámolható a keresett $B_{Fold,y}$ nagysága.

A módszer további vizsgálatokhoz alkalmazható akkor, ha a kvadrupólt létrehozó tekercsáramokat egymástól függetlenül változtatom. A fölső tekercs áramát I_u-val, az alsót pedig I_d-vel jelölve a létrehozott kvadrupól- és homogén dipólterek nagyságai a következőképpen

írhatóak fel:

$$B_Q = 2G_Q\frac{I_u + I_d}{2}, \qquad B_D = G_D(I_u - I_d), \tag{17}$$

ahol G_Q és G_D a rendszer geometriai paraméterei kvadrupól- és dipólkonfigurációban. Ezeket a (16)-os egyenletbe helyettesítve a csapdaközéppont összefüggésének új alakja:

$$y^* = -\frac{B_{Fold,y} + G_D(I_u - I_d)}{G_Q(I_u + I_d)} \tag{18}$$

Ezt felhasználva tehát az I_u és I_d független változtatásával $B_{Fold,y}$, G_Q és G_D is meghatározható.

A módszer teszteléséhez elvégeztem néhány kezdeti méréssorozatot különböző homogén terek mellett, azonban az eddigi tapasztalatok alapján a csapda középpontjának mozgását a mágneses csapdázás után megjelenő tranziens oszcillációk dominálják, ami a 21. ábrán is látható volt. A mágneses tér méréséhez tehát először ezeket a nem kontrollált mozgásokat kell minimalizálnom, elsősorban a MOT és a mágneses csapda centrumainak közelebb hozásával, valamint a mágneses csapda bekapcsolásának optimalizálásával.

6. Diszkusszió

Kutatómunkám során sikeresen fejlesztettem és teszteltem a kísérlet vezérlését végző PyADwin rendszert, valamint sikerült ennek segítségével a teljes kvantumoptikai kísérlet összes hűtési és csapdázási szakaszát megvalósítanom. Ezek validációját elsősorban abszorpciós leképezéssel végeztem, melyet a PyADwin rendszer segítségével tudtam tetszőlegesen időzíteni a rendszer bármely állapotának vizsgálatára. Ezzel a módszerrel már a kísérleti folyamatok felépítése során is felfedeztem hibákat a rendszer működésében, amik megfigyelésére eddig nem volt lehetőség.

A legjelentősebb ezek közül a mágneses csapdázás kezdete előtt a MOT lézerek nem megfelelő kikapcsolása volt, melyet a MOT shutter alkalmazásával, annak késleltetését figyelembe véve sikeresen ki is javítottam. Ehhez szükség volt a rendszerparaméterek nagyon pontos kontrolljára, valamint a vezérlés részletes diagnosztikájára, melyeket a PyADwin rendszer biztosított. A mágneses csapdázást követően meg tudtam valósítani a mágneses

transzport folyamatát, valamint elkezdhettem a rendszer részletesebb vizsgálatait is.

Elvégeztem a mágneses csapázás adiabaticitásának kezdeti vizsgálatát, mely során fény derült arra, hogy az áttöltött atomfelhő hőmérséklete többszörösére növekszik, valamint az áttöltés során az atomok egy jelentős részét elveszítjük. Az expanziós sorozatok összehasonlításából arra tudtam következtetni, hogy az áttöltés nem megfelelő helyen történik, valamint a csapdázást követően megfigyelhető volt a felhő tranziens oszcilláló mozgása, mely különböző lefutásokkor megismételhető volt. Ezek javításához elsősorban a csapdák középpontjait kell egymáshoz igazítanom a MOT lézerek korrigálásával, majd optimalizálnom az áttöltéskor bekapcsolt mágneses terek paramétereit, így a kapcsolások idejét és a pontos áramerősségeket. Dolgoztam egy módszeren, amivel vizsgálható a kamra belsejében jelen lévő állandó mágneses tér, ám ennek teszteléséhez szintén előfeltétel a mágneses csapdázás kontrolljának további javítása.

A PyADwin rendszer további alkalmazására sok tervünk van, ezek közül az egyik a kísérleti rendszer átfogó optimalizálása az abszorpciós leképezés segítségével, melyet a folyamatok végén kapott atomszám- és hőmérsékletértékeket ellenőrizve tudok elvégezni. Ezt megelőzően cél a leképező fény intenzitásának stabilizálása egy PID kontroller implementálásával, amit a leképező AOM modulációjának gyors változtatásával tudok megvalósítani. Ezt követően karakterizálnom kell a rendszerre jellemző intenzitás-optikai sűrűség összefüggést, és megvizsgálnom ezek változásait az expanziós sorozatok során. Cél továbbá a csoporton belül aktuálisan folyamatban lévő, valamint a jövőbeli kutatások vezérlésének átállítása a PyADwin rendszerre.

Az abszorpciós leképezés és a PyADwin vezérlőrendszer segítségével tehát sikerült sok korábbi kérdésre választ találnom, valamint megfigyelnem olyan folyamatokat, amelyeket eddig nem láthattunk. Remélem, hogy ezek együttes rendszere a továbbiakban is a kísérlet hatékony diagnosztikáját és széleskörű bővítését teszi majd lehetővé, ezzel segítve sok további kvantumoptikai kutatás megvalósulását.

Hivatkozások

[1] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich, *Fundamentals of photonics* (3rd ed.) (John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, 2019)

[2] Weber, M. (2005). Quantum optical experiments towards atom-photon entanglement (Doctoral dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München)

[3] Daniel A. Steck, *„Rubidium 87 D Line Data,"* online elérhető itt: http://steck.us/alkalidata (revision 2.2.2, 9 July 2021).)

[4] H. J. Metcalf and P. Van der Straten, *Laser Cooling and Trapping* (Springer, 1999).

[5] T.Bergeman, Gidon Erez, Harold J. Metcalf *Magnetostatic trapping fields of neutral atoms* (Phys. Rev. A 35, 1535, 1987)

[6] Sárközi Bálint, *Hideg rubídium-atomfelhő vizsgálata abszorpciós leképezéssel* (BSc szakdolgozat, Eötvös Loránd Tudományegyetem, 2022)

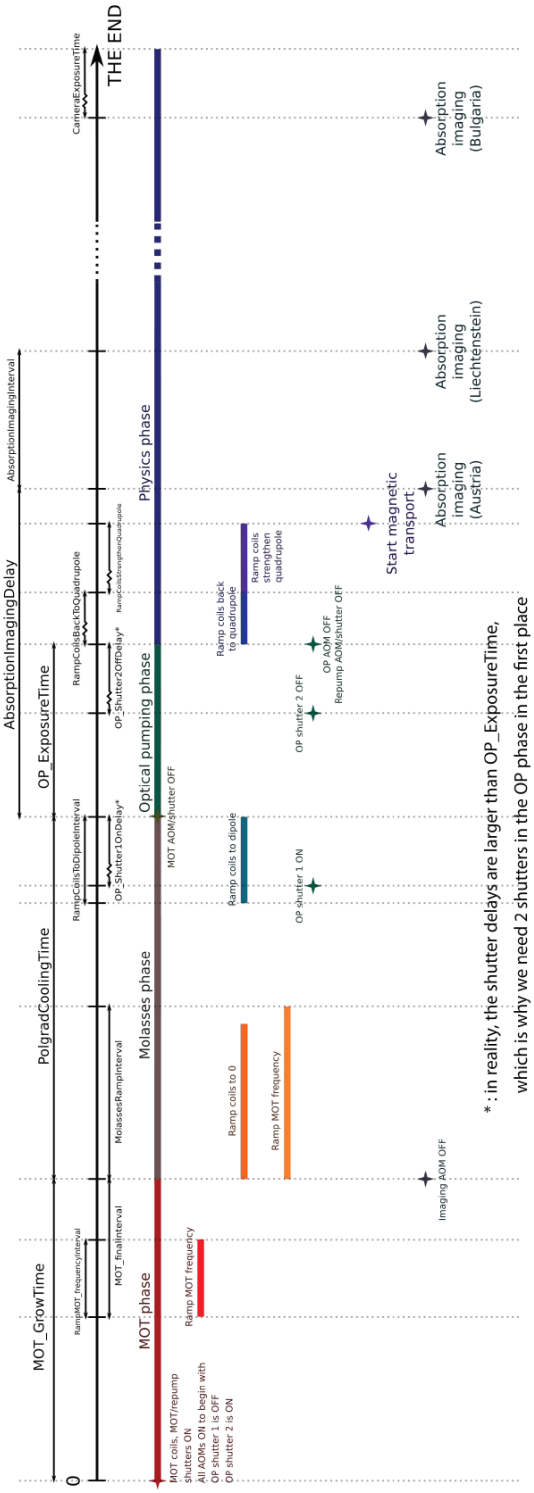
[7] T. Pyragius 2012. *Developing and building an absorption imaging system for Ultracold Atoms*, arXiv:1209.3408

[8] Daniel A. Steck, *Quantum and Atom Optics*, available online at http://steck.us/teaching (revision 0.13.16, 23 December 2022).

[9] *ADwin valósidejű folyamatvezérlő* - https://www.adwin.de/us/produkte/proII.html (link megtekintésének dátuma: 2023.01.08)

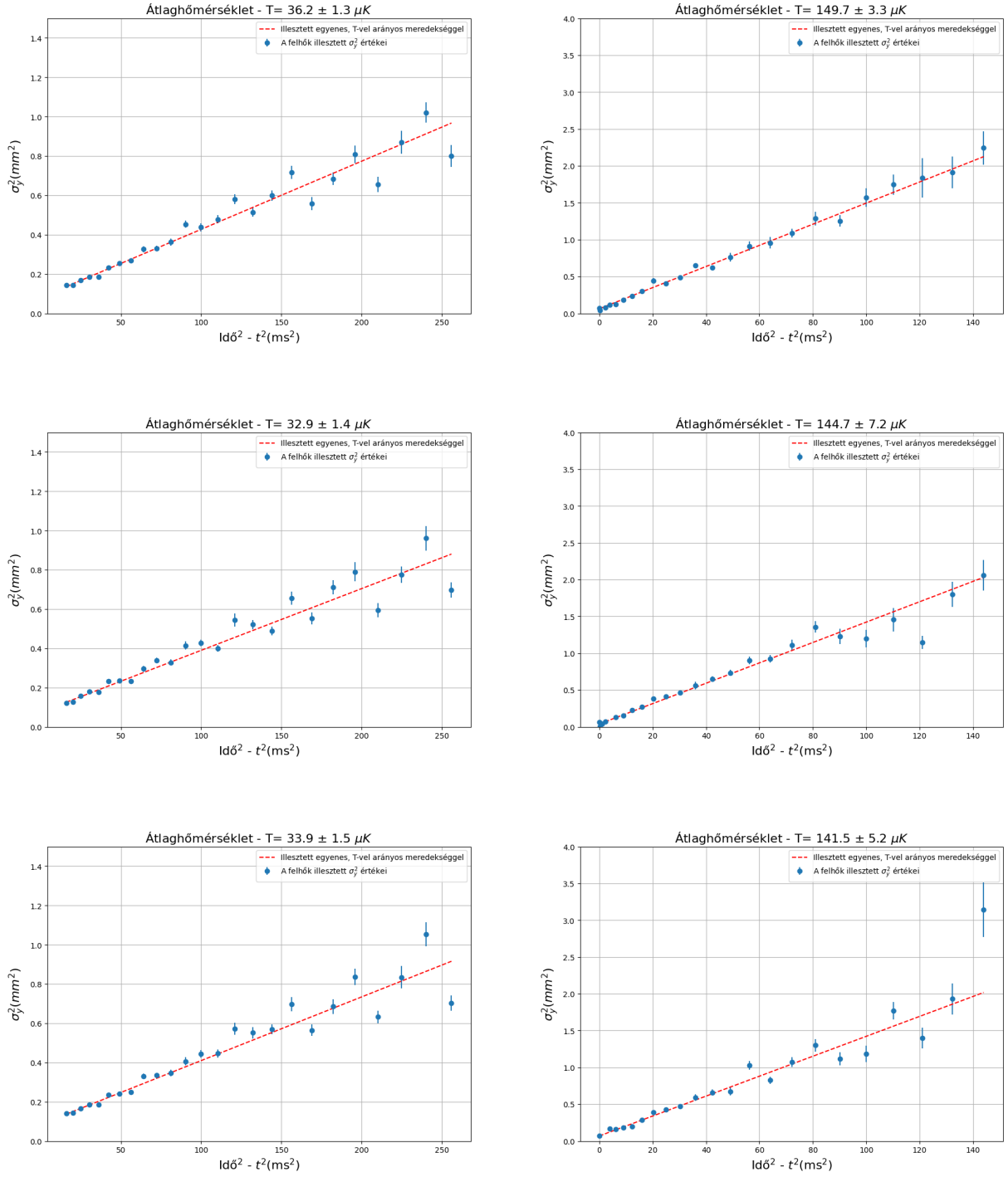
[10] *pypyueye wrapper python kódcsomag IDS kamerák használatához* https://github.com/galaunay/pypyueye (link megtekintésének dátuma: 2023.01.08)

1. sz melléklet - A teljes kísérleti ciklus folyamatainak idővonala

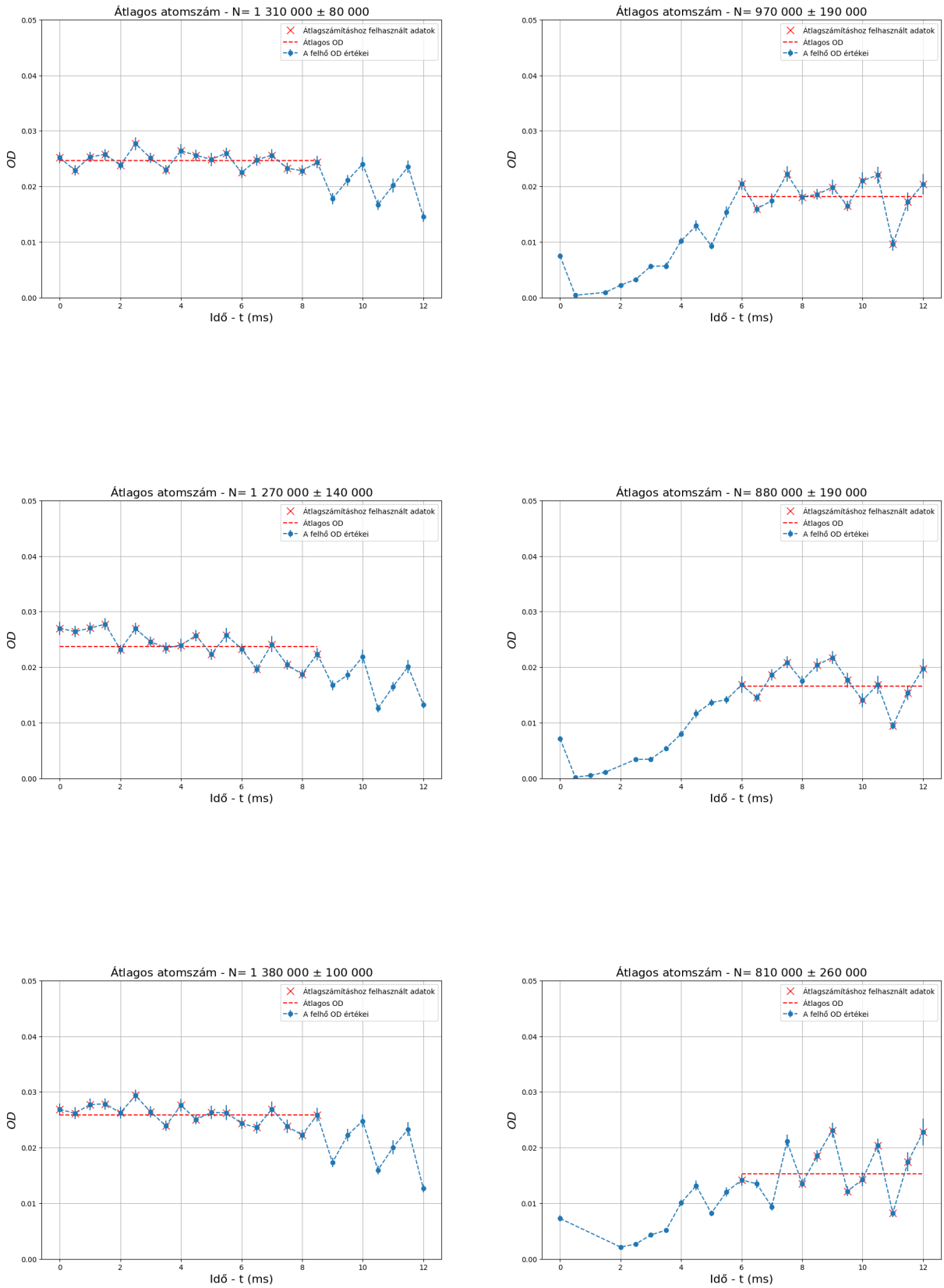


28. ábra. A hidegatomos kvantumoptikai kísérlet idővonala. [?]

2. sz. melléklet - Mágneses csapdázás adiabaticitásának vizsgálatához felvett adatsorok eredményei



29. ábra. Hőmérséklet összehasonlítása a mágneses csapdázás előtti (balra) és utáni állapotban (jobbra).



30. ábra. Atomszám összehasonlítása a mágneses csapdázás előtti (balra) és utáni állapotban (jobbra).