



**PÉCSI TUDOMÁNYEGYETEM**  
**UNIVERSITY OF PÉCS**

Természettudományi Kar

Fizika Doktori Iskola

**Többfotonos adiabatikus átmenetek alkalmazása rubídium  
atomok koherens gyorsítására**

Doktori disszertáció

Varga-Umbrich Károly

Témavezető: Dr. Kedves Miklós Ákos

Wigner Fizikai Kutatóközpont



2022. Pécs

## Tartalom

1. Bevezetés.....	4
2. Elméleti alapok: fény és atom koherens kölcsönhatása szemiklasszikus leírásban .....	5
2.1 A kétszintes atommodell .....	5
2.2 Felöltötött állapot .....	8
2.3 Adiabaticus átmenet .....	10
3. Irodalmi háttér .....	12
3.1. Atomok manipulációja koherens kölcsönhatásokkal .....	12
3.1.1 Kölcsönhatás csapdázott atomokkal és a magneto-optikai atomcsapda.....	17
3.2 Lézerek frekvenciastabilizálása.....	20
3.2.1. PID szabályozó.....	20
3.2.2 Lézerfrekvencia stabilizáló módszerek .....	21
3.3 Többfotonos adiabaticus átmenet szimulációja.....	23
3.3.1 Többfotonos adiabaticus átmenet keltése kétszintes atomon .....	23
3.3.2 Többfotonos adiabaticus átmenet rubídiumatomon .....	27
3.3.3 A rubídiumatom .....	27
3.3.4 Sűrűségoperátor formalizmus.....	28
4. Célkitűzés .....	31
5. Csapdázott rubídiumatomokon keltett többfotonos adiabaticus átmenet kísérleti vizsgálata .....	33
5.1. Lézerfrekvencia stabilizálása telítési spektroszkópiával .....	33
5.2. Frekvenciamodulált diódalézer stabilizálása .....	36
5.2.1 Stabilizáló mérési elrendezés .....	37
5.2.2. A stabilizált lézerfrekvencia változása .....	39
5.2.3. Mérés kiértékelése frekvenciamodulált lézer esetén .....	40
5.2.4. Az illesztés menete .....	41
5.2.5. A stabilizálási eljárás validációjának bemutatása.....	42
5.2.6. Stabilizáció eredménye.....	43
5.3. Lézerimpulzusok előállítása Mech-Zehnder amplitúdómodulátorral.....	44
5.3.1. Az amplitúdómodulátorok által okozott frekvenciamoduláció mérése .....	46
5.4. Többfotonos adiabaticus átmenet mérési összeállítása .....	51
5.4.1. A lézerimpulzusok kivágása.....	52
5.4.2. A mérés menete .....	55
5.4.3. A mérési eredmények kiértékelése .....	56
6. Többfotonos adiabaticus átmenet kísérlet szimulációs leírása.....	60
6.1. Ismert modellek numerikus eredménye.....	60
6.2. Mester-egyenlet - Spontán emisszió.....	61

6.3. Visszapumpáló lézer.....	62
6.4. A populáció stacionárius állapota.....	65
6.5. Szimulációs eredmények a kísérleti beállítások szerint .....	67
7. Összefoglalás.....	72
8. A dolgozat tézispontjai.....	75
9. Conclusion.....	76
10. Thesis points.....	79
11. Köszönetnyilvánítás .....	80
12. Publiációk jegyzéke.....	81
12.1. Referált folyóiratban megjelent publikációk .....	81
12.2. Poszterek .....	81
12.3. Egyéb publikációk.....	82
12.4. Szabadalmak.....	82
13. Irodalomjegyzék.....	83

*„Természetesen kellene az ismeretek,  
de ugyanilyen fontos azok alkalmazni tudása is.”*

*Dr. Kálmán Attila*

*„...nem azé, aki akarja, és nem is azé, aki fut,  
hanem a könyörülő Istené.”*

*Róma 9:16*

## 1. Bevezetés

A fény és anyag kölcsönhatása egy rendkívül fontos kutatási és technológiai terület a mai napig. Kezdve az orvostudománnyal, a fémmegmunkáló eszközökön keresztül [1] [2] [3], egészen a modern kvantumoptikai alap kutatásokig [4], ahol egyre fontosabb szerephez jutnak azok a technikák és módszerek, melyek segítségével manipulálhatóak az atomok, vagy molekulák állapotai. Célzott módon való atomi gerjesztés megfelelő lézersugárással érhető el. A lézerfizika fejlődése az utóbbi időben elengedhetetlen volt ahhoz, hogy megfelelően kiszolgálja a megnövekedett igényt. A lézerfény hasznos tulajdonságait (monokromaticitás, intenzitás, koherencia (interferencia jelensége)), nem csak a kvantumoptikai kutatások, hanem az ipar is előszeretettel használja: a nagyenergiás ágazatok (vágás, forrasztás), a mikroszenzorok világa [5](giroszkóp, nyomásszenzorok, stb.).

A mikroszkópikus jelenségek mélyebb megértése miatt vált kutatott témává a kvantumoptika területe. A cél az atomi szinten történő fény–anyag kölcsönhatások vizsgálata volt, amely rengeteg érdekes és legfőképp hasznos jelenséget eredményezett. A tudomány több területét nagyban befolyásolta úgy, mint a kvantumkémia [6], az atomok hűtése és csapdázása [7] [8] vagy a kvantumszámítógép alap kutatások [9]. Kiderült, hogy lézerfényvel manipulált atomok makroszkópikus tulajdonságai (abszorpciója, transzmissziója, törésmutatója) megváltozhatnak (beállíthatóak). Eredménye több nemlineáris optikai jelenség lett, mint a nemlineáris Faraday-effektus [10], EIT (electromagnetically induced transparency) [11] [12] vagy a többfotonos ionizáció [13] [14].

A dolgozatban ismertetett munkám során atomok lézerimpulzusokkal keltett koherens kölcsönhatásait, ezen belül az adiabatikus populációátvitelt vizsgáltam. A fő cél a folyamatok során lejátszódó mechanikai impulzusátvitel tanulmányozása és minél hatékonyabb megvalósítása volt. A továbbiakban először bemutatom a szükséges elméleti alapokat, majd a témában kapcsolódó irodalmi háttérrel, kitérve a Wigner FK eredményeire. Ezután a jelenség kísérleti oldalról való megközelítése következik – használva az irodalmi háttérből megismert szimulációs modelleket. Majd szimulációs oldalról fogom megvizsgálni a kísérletben kapott eredményeket, mert látni fogjuk, hogy az addigi modellek numerikus értékei eltérőek lesznek, mint amit a mérésből kaptam.

## 2. Elméleti alapok: fény és atom koherens kölcsönhatása szemiklasszikus leírásban

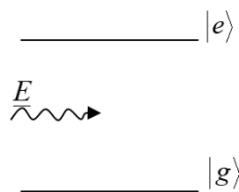
### 2.1 A kétszintes atommodell

Induláshoz az egyszerű modell a következő, feltételezek egy atomot, amelyben a kölcsönhatásban részt vevő elektronnak két állapota van. Az ezekhez tartozó két energiaszint között megengedett átmenet áll fenn [15]. Illetve egy kölcsönható lézertérrel, amit a dolgozatban végig klasszikusan fogok venni (szemiklasszikus tárgyalásmód).

Az így kialakult **kétszintes atomnak** legyen  $|g\rangle$  az alap-, és  $|e\rangle$  a gerjesztett állapota (1. ábra). A rendszer tárgyalásához az úgynevezett Schrödinger-képet használva a következő Hamilton-operátorral írható le az atom és a fény együttes jelenléte:  $\hat{H} = \hat{H}_a + \hat{H}_{af}$ , ahol  $\hat{H}_a$  a magára hagyott (lézertér kölcsönhatása nélküli) atom Hamilton-operátora.  $\hat{H}_{af}$  az atom és az elektromágneses tér közötti kölcsönhatás operátora, amely  $\hat{H}_{af} = -\hat{d}\vec{E}$  ahol  $\hat{d}$  az elektromos dipólus operátor, és  $\vec{E}$  a lézer elektromos térerőssége, amely általános alakban a következő:

$$\vec{E} = \vec{e}E_0 \cos(\omega t + kx_0) = \frac{1}{2}\vec{e}E_0(e^{i(\omega t + kx_0)} + e^{-i(\omega t + kx_0)}). \quad (1)$$

Amennyiben álló vagy lassan mozgó atomról van szó, akkor az argumentumban lévő  $kx_0$  csak egy konstans kezdőfázis, amit vehetünk nullának. Ekkor  $\vec{e}E_0 \cos(\omega t)$  ahol  $\vec{e}$  a lézertér irányába mutató egységvektor [16].



1. ábra - A kétszintes atom nívószerkezete a belépő lézertérrel.

A kétszintes atom kölcsönhatásmentes Hamilton-operátor ( $\hat{H}_a$ ) sajátérték-egyenlete a következő:  $\hat{H}_a|\phi_i\rangle = \varepsilon_i|\phi_i\rangle$ , ahol  $\varepsilon_i$  az  $i$ -edik sajátállapothoz  $|\phi_i\rangle = \begin{cases} |g\rangle \\ |e\rangle \end{cases}$  tartozó energia-sajátérték.

Ennek a kölcsönhatásnak az időbeli vizsgálatához a Schrödinger-egyenletet kell használni, amely ebben az esetben a következőképpen írható fel [17]:

$$i\hbar \frac{\partial |\psi_s\rangle}{\partial t} = (\hat{H}_a - \hat{d}\vec{E}) |\psi_s\rangle, \quad (2)$$

ahol  $|\psi_s\rangle = a_g|g\rangle + a_e|e\rangle$  Schrödinger-képbeli hullámfüggvény, illetve  $a_g, a_e$ , a két nívóhoz tartozó valószínűségi amplitúdók.

A tárgyalás egyszerűbbé tehető az úgynevezett kölcsönhatási képben. Ekkor a hullámfüggvény a következőképpen írható fel [4]:

$$|\psi_I\rangle = e^{\frac{iH_a t}{\hbar}} |\psi_s\rangle. \quad (3)$$

A  $|g\rangle = (1 \ 0)^T$ ,  $|e\rangle = (0 \ 1)^T$  vektorjelöléssel a kölcsönhatásmentes Hamilton-operátor alakja pedig a következő:  $\hat{H}_a = \begin{pmatrix} \varepsilon_g & 0 \\ 0 & \varepsilon_e \end{pmatrix}$ , a sajátértékek a diagonálisban találhatóak.

Behelyettesítve az így kapott operátort a kölcsönhatási kép hullámfüggvénye:

$$|\psi_I\rangle = \exp\left(\frac{i}{\hbar} \varepsilon_g t\right) a_g |g\rangle + \exp\left(\frac{i}{\hbar} \varepsilon_e t\right) a_e |e\rangle = c_g |g\rangle + c_e |e\rangle. \quad (4)$$

Ebben az esetben a Schrödinger-egyenlet a következő alakú, amelyben a jobb oldalon a kölcsönhatási tag transzformációjára is szükség van:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi_I\rangle = -e^{\frac{iH_a t}{\hbar}} (\hat{d}E) e^{-\frac{iH_a t}{\hbar}} |\psi_I\rangle. \quad (5)$$

Bevezetve a  $d_{eg} = \langle e | \hat{d} | g \rangle$  paramétert:

$$\langle e | e^{\frac{iH_a t}{\hbar}} (\hat{d}E) e^{-\frac{iH_a t}{\hbar}} | g \rangle = e^{i\omega_{eg} t} d_{eg} E, \quad (6)$$

ahol  $\omega_{eg}$  az átmenet frekvenciája:

$$\omega_{eg} = \frac{E_e - E_g}{\hbar}, \quad (7)$$

$E_e$  és  $E_g$  az atomi gerjesztett- és alapállapot energiája.

Az (5) egyenlet jobb oldalát átalakítva (identitás mátrixokkal beszorozva  $I = |e\rangle\langle e| + |g\rangle\langle g|$  majd felismerve a (6)-os egyenletben kapott azonosságot), és a nulla értékű tagokat elhagyva, mivel a dipól tagnak csak nem diagonális mátrixelemei vannak, ( $d_{eg} = d_{ge}$  esetén) a következőképpen módosul az (5) egyenlet:

$$i\hbar \frac{\partial |\psi_I\rangle}{\partial t} = -d_{eg} E (|e\rangle\langle g| e^{i\omega_{eg} t} + |g\rangle\langle e| e^{-i\omega_{eg} t}) |\psi_I\rangle. \quad (8)$$

A (4) egyenletet behelyettesítve a (8) egyenlet jobb oldalába:

$$i\hbar \frac{\partial |\psi_I\rangle}{\partial t} = -d_{eg} E (c_g e^{i\omega_{eg}t} |e\rangle + c_e e^{-i\omega_{eg}t} |g\rangle). \quad (9)$$

Majd a (4) egyenletet beírva a (9) egyenlet bal oldalába, ezután szeparálva a megfelelő nívó együtthatók szerint, a két állapot egymástól való függésére a következő egyenletek adódnak:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{dc_g}{dt} &= -d_{eg} E c_e e^{i\omega_{eg}t} \\ i\hbar \frac{dc_e}{dt} &= -d_{eg} E c_g e^{-i\omega_{eg}t}. \end{aligned} \quad (10)$$

A fény elektromos terének klasszikus módon való behelyettesítése után konstansok nélkül az egyenlet jobb oldala a következő:

$$\frac{1}{2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) e^{i\omega_{eg}t} = \frac{1}{2} (e^{i(\omega_{eg}-\omega)t} + e^{i(\omega_{eg}+\omega)t}). \quad (11)$$

A lézer  $\omega$  frekvenciája egyenlő vagy nagyon közeli  $\omega_{eg}$ -hoz, az eredményül kapott két tag egyike gyorsan oszcilláló (körülbelül kétszerese az átmeneti frekvenciának ( $\omega + \omega_{eg}$ )), a másik pedig lassan oszcillál a  $\Delta = \omega_{eg} - \omega$  elhangolás frekvenciájával. Az atomi hullámfüggvényben a gyorsan oszcilláló tagot elhanyagolhatjuk, mivel ez a kölcsönhatás ideje alatt kiátlagolódik. Ezt az egyszerűsítést a szakirodalom **forgóhullámú közelítésnek** [4] hívja (RWA - Rotating Wave Approximation), amely alkalmazása után, az állapotok valószínűségi amplitúdóinak az időfüggésére a következő egyenleteket kapjuk:

$$\begin{aligned} \frac{dc_g}{dt} &= -i \frac{\Omega}{2} e^{i\Delta t} c_e \\ \frac{dc_e}{dt} &= -i \frac{\Omega}{2} e^{-i\Delta t} c_g \end{aligned}, \quad (12)$$

ahol  $\Omega = -\frac{d_{eg} E_0}{\hbar}$ , amit **Rabi-frekvenciának** hívunk, amely állandó amplitúdójú tér esetén konstans. Rezonancia esetén  $\Delta = \omega_{eg} - \omega = 0$ , az egyenletek a következőképpen alakulnak:

$$\begin{aligned} \frac{dc_g}{dt} &= -i \frac{\Omega}{2} c_e \\ \frac{dc_e}{dt} &= -i \frac{\Omega}{2} c_g \end{aligned}. \quad (13)$$

Megoldva a kapott differenciálegyenleteket, a kezdeti  $t = 0$  időpillanatban  $c_g(0) = 1$  és  $c_e(0) = 0$  feltételekkel, a két szint populációjának időfüggése a következő lesz [18]:

$$\begin{aligned}
P_g(t) &= |c_g(t)|^2 = \cos^2\left(\frac{\Omega}{2} \cdot t\right) = \frac{1}{2}(1 + \cos(\Omega t)) \\
P_e(t) &= |c_e(t)|^2 = \sin^2\left(\frac{\Omega}{2} \cdot t\right) = \frac{1}{2}(1 - \cos(\Omega t)).
\end{aligned}
\tag{14}$$

Tehát a Rabi-frekvencia szemléletes jelentése állandó frekvenciájú terek esetén az, hogy a két állapot között a populáció  $\Omega$  frekvenciával oszcillál. Ha a kezdetben alapállapotú atom ezzel a térrel  $\frac{\pi}{\Omega}$  ideig hat kölcsön, akkor végül egységnyi valószínűséggel gerjesztett állapotba kerül.

Általánosságban a kölcsönhatás történhet nem konstans intenzitású lézertérrel hanem például lézerimpulzussal. Ekkor  $\Omega = \Omega(t)$ , és ha a tér amplitúdójának változása lassú az optikai frekvenciákhoz képest, akkor bevezethető az impulzusterület fogalma:  $A_{imp} = \int \Omega(t) dt$ , amely a (14) képletben az  $\Omega t$  helyett szerepel. Ha a  $A_{imp} = (2n + 1)\pi$  (ahol  $n$  egész szám) és a kétszintes atom teljes populációja az egyik állapotban volt, akkor a kölcsönhatás eredményeképpen a teljes populáció az atom másik állapotába kerül. Ha olyan impulzussal történik a kölcsönhatás, ahol ez fennáll, úgynevezett pi-impulzusoknak hívja a szakirodalom, melyekkel teljes populációátvitel kelthető.

Látható, hogy a pi-impulzusokkal keltett kölcsönhatás végállapota érzékeny az impulzusterület értékére, tehát a teljes populációátvitel csak abban az esetben jön létre, ha az említett összefüggés pontosan teljesül. A gyakorlati esetekben azonban ez a feltétel nehezen teljesíthető pontosan, mert például a lézernyalábok transzverzális intenzitáseloszlása miatt a nyaláb sugara mentén  $\Omega$  is változik, ezért a kívánt feltétel csak a nyaláb egy részén teljesíthető pontosan. Ezért ez a módszer a gyakorlati esetekben nem számít robusztus technikának.

## 2.2 Felöltöztetett állapot

A továbbiakban az atom és a fény együttes rendszerét vizsgálom, amely sajátállapotait a szakirodalom **felöltöztetett állapotoknak** (dressed-state) hívja [19]. Amennyiben a lézertérrel kölcsönható atomot leíró Hamilton-operátor a „csupasz” állapotok bázisában van felírva, a kapott mátrix nem diagonális lesz és a Schrödinger-egyenlet a következő általános alakú:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a_g \\ a_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_g & 0 \\ 0 & \varepsilon_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_g \\ a_e \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} H_I^{11} & H_I^{12} \\ H_I^{21} & H_I^{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_g \\ a_e \end{pmatrix}.
\tag{15}$$



Az így kapott differenciálegyenlet-rendszerben csak a "csupasz" állapotok Hamilton-operátora lesz diagonális, a kölcsönhatási tag ( $\hat{H}_I$ ) nem. A teljes egyenletrendszert ilyen formában megoldani bonyolult. Megtehető azonban, hogy a felöltöztetett bázisban fejezem ki a rendszer állapotát, amely a teljes Hamilton-operátor sajátvektor-rendszere:

$$\hat{H}|\chi_i(t)\rangle = b_i(t)|\chi_i(t)\rangle, \quad (16)$$

$|\chi_i(t)\rangle$  a felöltöztetett bázis [19].

Míg a "csupasz" bázisnál a bázisvektorok időfüggetlenek voltak, itt a bázis időfüggő lesz (mivel a teljes Hamilton-operátor a kölcsönhatás miatt időfüggő). Az atom hullámfüggvénye a felöltöztetett bázisban kifejtve:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_i A_i(t)|\chi_i(t)\rangle, \quad (17)$$

ahol  $A_i(t)$  az adott  $|\chi_i(t)\rangle$  állapothoz tartozó valószínűségi amplitúdó. Ebben a bázisban való kifejtéssel felírva a Schrödinger-egyenlet:

$$i\hbar \left( \sum_i \left( \frac{\partial}{\partial t} A_i \right) |\chi_i(t)\rangle + \sum_i A_i \frac{\partial}{\partial t} |\chi_i(t)\rangle \right) = \sum_i b_i A_i |\chi_i(t)\rangle, \quad (18)$$

ahol  $b_i$  a sajátértékek.

A baloldalon megjelentek a felöltöztetett állapotok idő szerinti deriváltjai. Ha a felöltöztetett vektorok időfüggése a valószínűségi amplitúdók időfüggéséhez képest elhanyagolhatóan kicsi:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} A_i \right) |\chi_i(t)\rangle \gg A_i \left( \frac{\partial}{\partial t} |\chi_i(t)\rangle \right), \quad (19)$$

akkor a nem diagonális (csatoló) tagok eltűnnek. Ebben a közelítésben az állapotvektor mozgásegyenlete a következő:

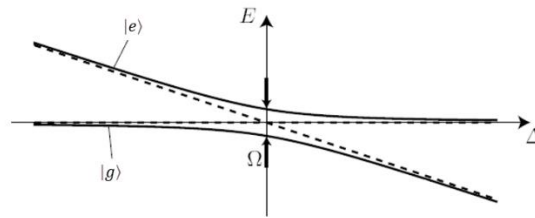
$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} A_g \\ A_e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_g(t) & 0 \\ 0 & b_e(t) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_g \\ A_e \end{bmatrix}. \quad (20)$$

Az előbb leírt (20) közelítést **adiabatikus közelítésnek** nevezzük, míg a (19) kifejezés az **adiabaticitás feltétele** [18]. Ebben a közelítésben a felöltöztetett állapotvektorok között nincs átmenet. A rendszer az időfejlődés során a kezdeti állapotából nem lép ki, ha az időfejlődés kezdetén és végén a felöltöztetett állapotok más-más atomi állapottal esnek egybe, a kölcsönhatás adiabatikusan átviszi az atomot az egyik állapotból a másikba.

## 2.3 Adiabaticus átmenet

Populációcsere megvalósításához az egyik módszer az úgynevezett pi-lézerimpulzusokkal vett kölcsönhatás mely fél periódus Rabi-oszcillációt jelent. A másik lehetőség az adiabaticus átmenet, ez megtehető frekvenciamodulált azaz csörpölt (chirped) lézerimpulzusokkal.

A frekvenciamoduláció ez esetben azt jelenti, hogy a lézer frekvenciája monoton módon változó, átfutva az atom rezonanciafrekvenciáján, és így okozva teljes populáció-átvitelt a két atomi nívó között. Kezdetben az alapállapotban levő atomot gerjesztett állapotba viszi vagy fordítva (2.ábra), mert a csörpölt impulzus által meghatározott adiabaticus állapotok a kölcsönhatás elején és végén más-más atomi állapotoknak felelnek meg.



2. ábra - Szemlélteti, hogy az atom a kezdeti állapotból nem lép ki, azonban a felöltötetett rendszerben kifejezett állapot a kölcsönhatás elején az atomi alapállapotnak, a kölcsönhatás végén az atomi gerjesztett állapotnak fog megfelelni. [4].

A korábbi fejezetben konstans frekvenciájú impulzus esetre vezettem le a kölcsönhatási Hamilton-operátort, azonban változó frekvenciájú impulzusokra a következőképp általánosítható [18]:

$$\hat{H}(t) = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \Omega(t)/2 \\ \Omega(t)/2 & \Delta(t) \end{pmatrix}. \quad (21)$$

A nem diagonális elemekben  $\Omega(t)$  az ismert Rabi-frekvencia jelenik meg, amely az atom és lézer közti kölcsönhatás erősségét mutatja meg.

Felírhatjuk a Hamilton-operátor adiabaticus állapotait forgó vonatkoztatási rendszerben [18], kifejtve a  $\hat{H}(t)$  operátor sajátállapotainak szuperpozíciójaként:

$$\begin{aligned} |\Phi_+(t)\rangle &= |\psi_1\rangle \sin \theta(t) + |\psi_2\rangle \cos \theta(t) \\ |\Phi_-(t)\rangle &= |\psi_1\rangle \cos \theta(t) - |\psi_2\rangle \sin \theta(t), \end{aligned} \quad (22)$$

ahol a  $\theta(t) = \frac{1}{2} \arctan[\Omega(t)/\Delta(t)]$ .

A két adiabaticus állapot energiája a Hamilton-operátor két sajátértéke:

$$\hbar\varepsilon_{\pm}(t) = \frac{1}{2}\hbar[\Delta(t) \pm \sqrt{\Delta^2(t) + \Omega^2(t)}]. \quad (23)$$

Az adiabaticitás feltételéből a  $|\Phi_+(t)\rangle$ ,  $|\Phi_-(t)\rangle$  állapotokra a következő feltétel kapható:

$$|\langle\dot{\Phi}_+|\Phi_-\rangle| \ll |\varepsilon_+ - \varepsilon_-|, \quad (24)$$

ahol a pont az idő szerinti deriváltat jelöli, amelyből a paraméterekre a következő feltétel [18]

$$\frac{1}{2}|\dot{\Omega}\Delta - \Omega\dot{\Delta}| \ll (\Omega^2 + \Delta^2)^{\frac{3}{2}}, \quad (25)$$

kell teljesüljön.

Tehát a kölcsönhatás adiabatikus lefutásához szükséges a viszonylag lassan változó impulzusalak, hosszú kölcsönhatási idő és a nagy Rabi-frekvencia, illetve a nagy kezdeti és nagy végső elhangolás. Ezen feltételek mellett, az atomi rezonancián átfutó frekvenciájú impulzus alatt  $\Omega^2(t) \gg \Delta^2(t)$ , és ekkor a (25) egyenlet egyszerűbb alakja [20]:

$$\Omega^2 \gg |\dot{\Delta}|. \quad (26)$$

Tehát az adiabaticitás csak akkor teljesül, ha a Rabi-frekvencia négyzete nagyobb, mint a frekvenciacsörp. Emellett az is fontos feltétel, hogy a csörpölés tartománya szélesebb legyen, mint az adott intenzitáshoz tartozó Rabi-frekvencia. A koherencia fenntartása érdekében pedig a lézerpulzusok időbeli hossza rövidebb kell legyen az atom gerjesztett állapotának élettartamánál.

### 3. Irodalmi háttér

Az alábbiakban röviden áttekintem a doktori munkám alapját képező irodalmi előzményeket. Először a dolgozat fő tárgyát képező téma, az atomok koherens kölcsönhatásokkal keltett manipulációjának idevágó szakirodalmi előzményeit foglalom össze. A fény és atom kölcsönhatását vizsgáló kísérletekhez ideálisan álló atomokra lenne szükség, erre egy közelítő megoldás a magneto-optikai csapdába összegyűjtött hideg atomok használata, ezért bemutatom az ilyen csapdák működésének alapjait. A kísérletekben használt keskenysávú lézerek frekvenciája kritikus paramétere a folyamatoknak, ezért a lézerek frekvenciastabilizációs eljárásaira is kitérek. Végül a többfotonos adiabatikus átmenetek szimulációjának területén korábban született eredményeket ismertetem.

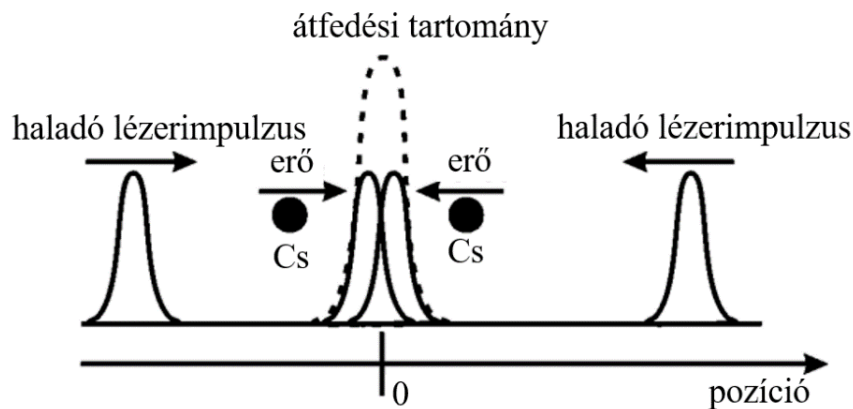
#### 3.1. Atomok manipulációja koherens kölcsönhatásokkal

Rezonáns lézersugárzás segítségével nemcsak az atom belső állapota manipulálható. Egy gerjesztés, illetve spontán vagy indukált emisszió az elnyelt vagy kibocsátott fotonlendület miatt az egész atom mozgását is befolyásolja. Ilyen módon az atomok célzottan lassíthatóak vagy gyorsíthatóak, illetve lehet őket hűteni és csapdázni.

Atomok koherens manipulálása csak indukált folyamatokon keresztül lehetséges (gerjesztés és indukált emisszió) - a spontán emisszió lerombolja a kvantumállapot koherenciáját. Lézerimpulzussal létrehozott indukált folyamatok sokféleképpen használhatóak atomok mozgásának manipulációjára (pl: atomnyalábok eltérítése vagy fókuszálása) és számos esetben lehetőséget nyújtanak az atomi hullámcsomagok koherenciájának megőrzésére. Ezek a módszerek gyakran két egymással szemben haladó lézerimpulzust használnak, melyek egymás után kölcsönhatva az atommal (az atom spontán élettartamánál rövidebb időn belül) kényszerítik az atomot populációváltásra (alapállapotból gerjesztett állapotba és vissza). Egy foton elnyelésével az alapállapotból a gerjesztett állapotba jutó atom a foton lendületét is elnyeli, és  $\hbar k$  impulzust kap. Amennyiben a gerjesztést követően egy másik ellentétes irányú, a gerjesztő impulzushoz hasonló lézerimpulzussal hat kölcsön az atom, akkor indukált emisszió jön létre. Ezáltal a rendszer ismét ugyanabban az irányban még egy  $\hbar k$  impulzust kap. Fontos, hogy addig történjen meg a második nyaláb kölcsönhatása az atomokkal, míg azok gerjesztése számottevően nem csökken a spontán emisszió miatt. Tehát a rendszer így összesen  $2\hbar k$

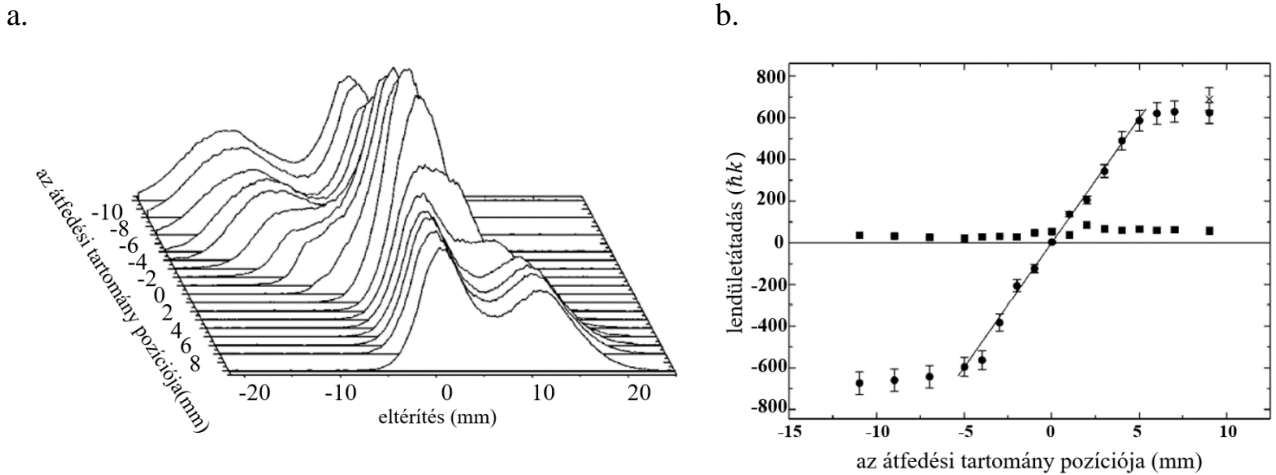
impulzushoz jut. A módszer jelentős előnye a spontán emisszió alapuló erőhatással szemben, hogy sokszorosán nagyobb effektivitás érhető el, mivel az indukált folyamatok lényegesen nagyobb ismétlődési gyakorisággal kelthetők, nem korlátozza a spontán élettartam a periódus idejét.

A legegyszerűbb módszer a pi-impulzusok használata, amelyek hatása pont akkora, hogy a teljes atomi populációt alapállapotból gerjesztett állapotba mozgassa vagy fordítva. Egymással szemben haladó, pikoszekundumos pi-impulzus-sorozattal lehetséges egy atomnyaláb manipulációja az atomok haladására merőleges irányokban [21] [22]. Goepfert és munkatársai lelassított cézium-atomnyaláb eltérítését és fókuszálását demonstrálták titán-zafír lézer impulzusainak megfelelően beállított, szembehaladó sorozatával [22] (3. ábra):



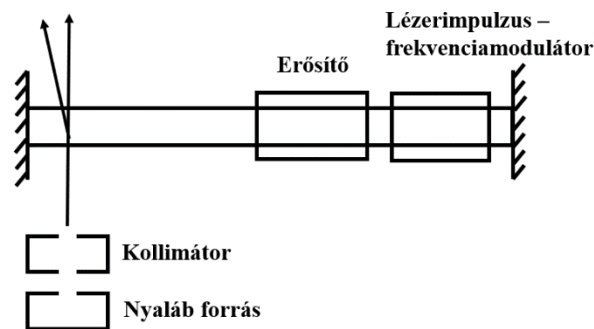
3. ábra – Cézium atomok mozgatása pi-impulzus-sorozattal, - a lézerimpulzusok az átfedési tartomány irányába kényszerítik az atomokat [22].

Mivel az atomok a pozíciójuktól függő sorrendben hatnak kölcsön az egyik, illetve másik irányból érkező impulzussal, helyfüggő visszatérítő erőhatás jön létre, amely a szembehaladó lézerimpulzusok átfedésének helye felé tereli az atomokat (4. ábra).

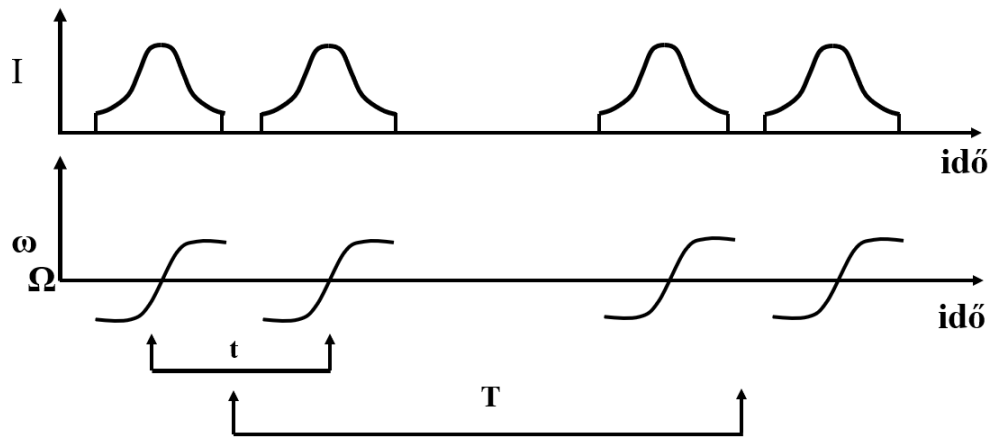


4. ábra – Keskeny atomnyaláb eltérítése pikoszekundumos pi-impulzussorozattal a) az atomi nyalábprofilok az átfedési tartomány különböző pozíciói esetén; b) lendületátadás az atomnyaláb közelében átfedő impulzusok részéről (körök: eltérített komponens; négyzetek: nem kölcsönható része az atomnyalábnak) [22].

Sokoldalúan használható módszer az adiabatikus gyors átmenet (**ARP** – Adiabatic Rapid Passage) [23] [24] [25] [26] [27] [28] [29], ahol a kölcsönhatásban résztvevő lézer elhangolása az atom átmeneti frekvenciájához képest időben változik, azaz frekvenciamodulált. Az adiabatikus populációátvitelt kísérő lendületátadás felhasználását javasolta atom-, és molekulanyalábok eltérítésére Nebenzahl és Szöke [30]. Az itt felvázolt kísérleti elrendezés és a lézerimpulzusok sematikusán a 5-6. ábrán láthatóak.



5. ábra – Az atom-, vagy molekulanyalábból érkező atomok (vagy molekulák) áthaladnak a lézerrezonátoron, amely során kölcsönhatnak a csörpölt lézerimpulzusokkal. Az ennek hatására szerzett lendületátadás miatt eltérnek az eredeti iránytól. [30]

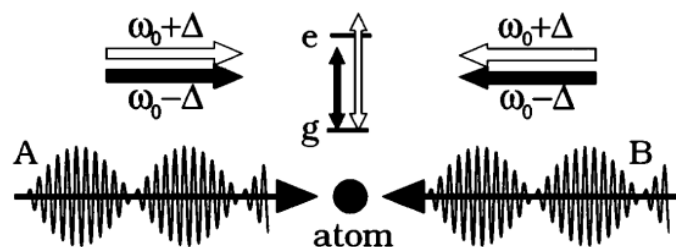


6. ábra – Az atomnyalábbal kölcsönható lézerpulzusok időzítése látható, illetve azok frekvencia modulációja. A két frekvenciamodulált impulzus közötti késés  $t$  míg a  $T$  az impulzuspárok között eltelt idő (repetíció) [30].

A szerzők az itt felvázolt kísérleti sémát elméletileg vizsgálták, és az energiahatékonyságát elemezték. Az eredményül kapott, viszonylag nagy effektivitás alapján a módszert izotópszeparációs alkalmazásra javasolták.

Hasonló módszer szerepel Djotyán, ill. Bakos és szerzőtársaik cikkeiben [29] [31], ahol atomok (kétszintes atommodellt használva) hűtésére használják a frekvenciamodulált lézerpulzus-sorozatok hatását. Az atomok lassítását azok sebesség szerinti szelektív gerjesztése okozza.

Léteznek olyan módszerek, amelyek nem impulzuslézereket használnak atomokkal való koherens kölcsönhatáshoz, hanem folytonos üzemű lézereket. Ilyen az intenzív erőhatást kifejtő bikromatikus állóhullám, amely hatását Williams és szerzőtársai kísérletei mutatják, hogy képes a pi-impulzus sorozat okozta effektust létrehozni [32] [33]. Bikromatikus azt jelenti, hogy két különböző frekvenciájú szuperponált állóhullám van jelen a kölcsönhatás során, amelyek jelen esetben  $\pm\Delta$ -val vannak elhangolva a rezonancia frekvencia alá és fölé (7. ábra).



7. ábra – Bikromatikus állóhullám kölcsönhatása az atommal [32]

Az imént ismertetethez hasonló effektus érhető el frekvenciamodulált, oda-vissza haladó lézersugárával, amellyel adiabatikus átmenet kelthető az atomokban. Cashen és munkatársai kísérleteikben metastabil He-atomnyaláb eltérítését vizsgálták az atomok haladási irányára merőleges megvilágítással [34] [35]. Az eltérítő erő megméréseivel demonstrálták, hogy adiabatikus fel-, és legerjesztés-párokkal sokkal nagyobb erőhatás kelthető, mint a hagyományos, abszorpciós és spontán emissziós lépéseken alapuló "spontán erő" felhasználásával.

Egy másik érdekes módszer a magneto-optikai csapdában összegyűjtött és igen alacsony hőmérsékletre hűtött atomok gyorsítására használt frekvenciamodulált állóhullámokkal keltett optikai rács [36], amely hatékonyan képes sokszoros fotonlendület átadására koherens módon, disszipáció vagy melegítés nélkül. Ugyanígy lehetséges atomnyalábra tükröt és nyalábosztót is készíteni [37].

Léteznek olyan módszerek, amelyek az atomok manipulását olyan lézerimpulzusokkal végzik amelyek, nem szeparáltak, hanem egymással átfedve hatnak kölcsön az atommal.

Robosztus „state-of-the-art” technológia az atomok mechanikai állapotának koherens manipulálására a stimulált Raman adiabatikus átmenet, amelyet Shore cikke részletesen szemléltet (**STIRAP** – Stimulated Raman Adiabatic Passage) [38]. Előnye, hogy az atomi populáció anélkül mozgatható egy  $\Lambda$  nívószerkezetű atomban, [39] [40] hogy az számottevő gerjesztést szenvedne. A populációtranszfert két részlegesen átfedő lézerimpulzus okozza (egy pumpa-, és egy Stokes-impulzus), amelyek közül a betöltetlen állapotokat csatoló sugárzás (Stokes-impulzus) érkezik először. A kölcsönhatás során a populáció adiabatikusan átvihető egy köztes állapoton keresztül a kezdő állapotból a célállapotba, mely utóbbiak között nincs direkt megengedett átmenet [20] [41] [42]. Mivel a folyamat kétfotonos abszorpció-emissziós (Raman) jelenségen keresztül játszódik le, az atom a kölcsönhatás végén  $\hbar(\vec{k}_p - \vec{k}_s)$  impulzushoz jut, ahol a  $\vec{k}_p$  és  $\vec{k}_s$  a pumpa és a Stokes kölcsönható lézerimpulzus hullámszámvektora. Ha a két impulzus ellentétes irányú akkor a kapott mechanika impulzus  $\hbar(k_p + k_s)$ . Noha az atomi koherencia megőrzése a STIRAP-technika fontos tulajdonsága, a lendület átadásának korlátot szab a gyorsulás során keletkezett Doppler-eltolódás [20] [41].

Adiabatikus átmenet kelthető olyan módon is, hogy az atom és a lézertér közötti elhangolást nem a lézer frekvenciamodulálásával, hanem az atomi nívó eltolásával pásztázzuk: ilyen módszer a Stark-csörpölt adiabatikus átmenet (SCRAP - Stark Chirped Rapid Adiabatic Passage; [43] [44]). A kölcsönhatásban az egyik lézerimpulzus közel rezonáns (pumpalézer).



A másik egy messze hangolt, de intenzív Stark lézerimpulzus, amely képes módosítani az átmeneti frekvenciát. A Stark-effektus miatt kicsit eltolja a két állapot közötti energiakülönbséget, így a pumpalézer képes lesz átmenetet kelteni.

Az adiabatikus átmenet keltése felhasználható akár atomcsapda előállításához is. Erős hűtő illetve gyorsító erő kelthető szembehaladó frekvenciamodulált folytonos üzemű lézerekkel is, mint a Fűrészfog-hullám adiabatikus átmenet (**SWAP** – Sawtooth-wave adiabatic passage) [45] esetén. Lényege, hogy a lézersugárzás lassan felfutó oldala kielégíti az adiabatikusság definícióját azonban a gyorsan lecsengő ága diabatikus. Az alábbi hivatkozás bemutatja stronciumatom tiltott dipólátmenetén a SWAP működését [46]. A módszer használható magneto-optikai csapdák előkészítéséhez.

A kvantumoptikai kísérletek sokszor csapdázott atomokon történnek. Atomok hűtésére és befogására szolgáló eszköz a magneto-optikai atomcsapda amely mára már bevett technológiának számít [47]. Többfajta atom is jól csapdázható ilyen módon pl: nátriumatomok [48] [49] de a később általam használt rubídiumatom is.

### **3.1.1 Kölcsönhatás csapdázott atomokkal és a magneto-optikai atomcsapda**

A magneto-optikai atomcsapdával [7] [50] [51](MOT - magneto-optical trap), az atomokat úgy lehet fogva tartani, hogy nincs vagy elhanyagolhatóan kicsi közöttük a kölcsönhatás. Ezzel a kísérleti berendezéssel jól megközelíthetők az elméleti számításoknál feltételezett körülmények.

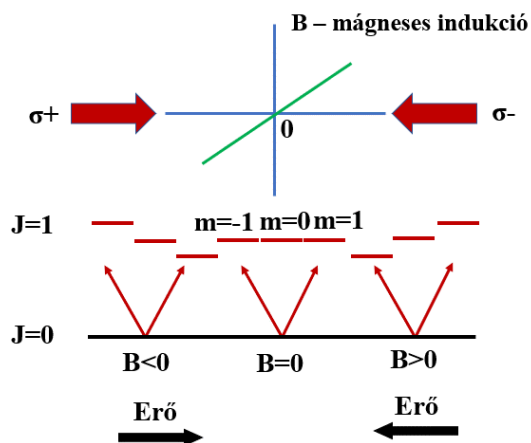
Egy ilyen csapda a következő módon állhat elő:

A cél az, hogy egy termikus sebességeloszlással rendelkező atomokból álló gőz lehűljön, azaz minden irányban nulla sebesség körüli keskeny sebességeloszlással rendelkező atomfelhővé alakuljon. A hangolható külső rezonátorral rendelkező diódalézereket a kis sávszélességük alkamassá teszi atomcsapda építésére (illetve a későbbiekben atomok manipulálására) [31] [52] [53] [54]. A csapdázáshoz szükséges egy csapdázó lézer, melynek a hullámhossza a csapdázandó atomok (például a gyakran használt rubídium esetén) felső alapnívói és a legfelső gerjesztett hiperfinom nívói közti átmeneti frekvencia alá van hangolva. Ez az elhangolás a természetes vonalszélesség kétszerese. A nyalábot hat részre bontva három egymásra merőleges irányban páronként úgy irányítjuk, hogy egymással szemben haladva menjenek keresztül a leendő csapda helyén. A Doppler-eltolódás miatt a nyalábokkal szemben haladó

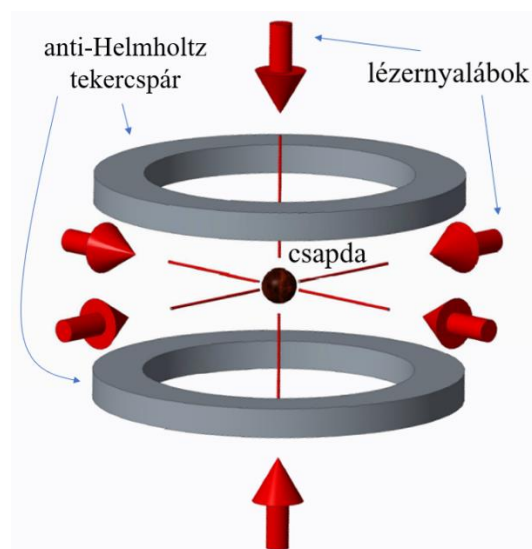
atomok rezonanciába kerülnek ezáltal gerjesztődnek, majd spontán emisszió útján alapállapotba jutnak, amely véletlen irányú foton kibocsátással jár. Az atomok, amelyek egy kályhából vagy egy úgynevezett diszpenzerből jutnak a megfelelő térrészbe fokozatosan elveszítik a sebességüket és lehűlnek.

A csapdához szükséges az atomokat egy meghatározott helyre gyűjteni. A megoldás egy inhomogén gyenge mágneses tér, melyet egy anti-Helmholtz tekercspár hoz létre (8.b.ábra).. A kijelölt térrész a minden irányban kifelé növekvő mágneses tér zérus helyére esik, ahol a lézernyaláboknak találkozniuk kell. Itt fog kialakulni a csapda. A mágneses tér gradiense miatt az atomok energianívói a mágneses kvantumszám szerint felhasadnak és helytől függően eltolódnak, középponttól kifelé növekvő mértékben. Amennyiben a szembehaladó lézernyaláb párok egymással ellentétesen cirkulárisan polarizáltak ( $\sigma^+$  és  $\sigma^-$ ), valamint a cirkuláció iránya a mágneses tér irányához képest megfelelően van beállítva, akkor a középponttól kifelé induló atomok mindig egy olyan nyalábbal kerülnek rezonanciába, amely visszafordítja őket (8.a.ábra). Az egyik irányból érkező nyaláb az  $m = -1$ , míg az ellentétes irányból jövő nyaláb az  $m = +1$  mágneses kvantumszámú nívót gerjeszti. Az erő mindig a középpont felé fog hatni, amely arányos lesz az atomnak a mágneses tér zérus helyétől vett távolságával, tehát egy visszatérítő erő keletkezik.

a.)



b.)

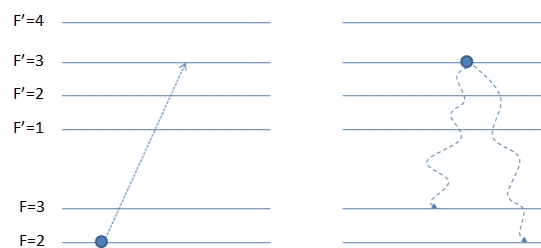


8. ábra – a.) A MOT 1D működési elve. A mágneses tér miatt  $m$  kvantumszám szerint felhasad az energia-nívó szerkezet. Látható a különböző polarizációjú lézernyaláb által keltett erők iránya. b.) Az atomcsapda 3D sematikus elrendezése [55].

A csapdázó lézernyalábokkal elméletileg csak a felső alapszintűn lévő atomok hatnak kölcsön, a gyakorlatban azonban egyéb átmenetek is létrejöhetnek. Több kölcsönhatás után az alsó

alapnívóra gyűlnek az atomok, ezáltal kikerülnek a rezonáns csapdázó lézer hatása alól. Az elveszett populáció miatt szükség van egy másik lézere, amely az alsó alapnívóról visszajuttatja az atomokat a második alapnívóra, az atom így ismét kölcsön tud hatni a csapdázó lézerrel. Ezt a második lézert hívjuk visszapumpáló lézernek.

A visszapumpáló hatásuk úgy működik (9. ábra), hogy az alsó alap nívóra elszökött populáció egy része a gerjesztett nívóra kerül, majd spontán emisszió során mindkét alapállapotra jut populáció. A nagy teljesítmény egy szint után nem is segít a visszapumpálásban, hiszen a pumpálás sebessége már csak a spontán relaxációtól függ, így intenzitásnövelésre csak a Rabi frekvencia növekedne meg.



9. ábra – A visszapumpálás során a folytonos üzemű rezonáns lézer  $F=2 \rightarrow F'=3$  állapotba gerjeszt, majd az atom a spontán emisszó hatása miatt az  $F=3$  és  $F=2$  alapállapotokba is relaxál.

Az előállt csapdába begyűjtött atomokat a megfelelő módon előállított lézerimpulzusokkal bombázva, megfigyelhető az atomfelhő elmozdulása, gyorsulása, valamint egyéb reakciói.

Komoly probléma, hogy a csapdázott atomok lézerrel való manipulációja során az atomfelhő ne melegedjen (atomi fázisok konzerválása). Ugyanez a probléma az atomi interferencia jelenségeknél [56] [57] [58] [59] [60] is.

A frekvenciacsörpölt lézerimpulzusok gyorsító hatását magneto-optikai csapdában összegyűjtött atomfelhőre a Wigner FK-ban Bakos és munkatársai vizsgálták [27] [28]. A cél az oda-vissza irányból megvilágított atomok adiabatikus fel-, és legerjesztésével indukált gyorsítása,  $2\hbar k$  lendületátadás megvalósítása volt. A csörpölt lézerimpulzusokat frekvenciamodulált diódalézer folytonos sugárzásából egy Fabry-Perot-interferométerrel vágták ki. Bekapcsolva hagyott atomcsapda mellett az időképletetés függvényében mérve a csapda elmozdulását, a számolásokkal közelítőleg leírható eredmény adódott, de a kívánt effektivitás nem volt elérhető [27]. A gyorsítást a frekvenciacsörp függvényében is tanulmányozták, és az oda-vissza haladó impulzuspárral keltett kölcsönhatásnak az egyirányú megvilágításnál nagyobb erőhatása kimutatható volt ugyan, de a vártnál kisebb mértékben [28].

A kísérletek eredménye alapján adiabatikus gyorsításra utaló jelek, a várakozásokkal ellentétben, csak a frekvenciacsőrök szűk tartományában voltak megfigyelhetők.

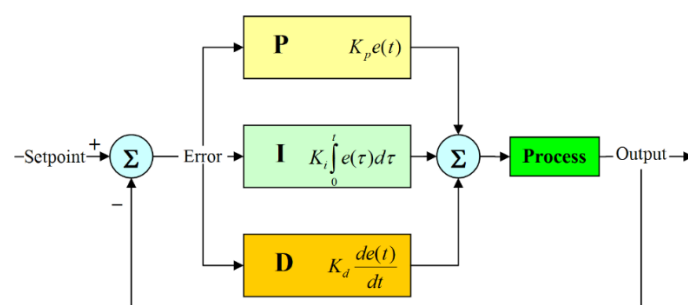
Az atomcsapdába fogott atomok koherens gyorsításának fontos további felhasználásai vannak. Például a többlépcsős atomcsapda-hűtési módszerek kezdő állapota, amely a Bose-Einstein-kondenzátum előállítására szolgál [8] [61] [62]. Szintén érdekes terület az atom-lézerek létrehozása, amelyekben koherens atomnyalábok és impulzusok kelthetők pl: atom-litográfia céljából [63] [64] .

### 3.2 Lézerek frekvenciastabilizálása

A fent bemutatott jelenségek kísérleti kimutatásához,- illetve a MOT-hoz használt lézertényforrások esetén felmerül a stabilitás kérdése. Bekapcsolás után magára hagyott lézer frekvenciája változni fog. Megfigyelhető egy lassú frekvenciaelcsúszás, valamint egy gyors fluktuáció. Ezek fő okozói lehetnek a külső hőmérsékletváltozása, az eszköz saját hőmérséklete, elektronikája, geometriája, illetve egyéb mechanikai ingadozás. Szükség van egy visszacsatoló stabilizációs eljárásra. Általános megoldás, hogy a stabilizálandó lézer frekvenciájától függő válaszjel generálódik, és ez fog visszacsatolásként szolgálni. Tehát először egy referencia-frekvencia értéket kell előállítani, amelyhez, leggyakrabban Lock-in erősítő vagy PID szabályzó segítségével elvégezhető a stabilizálás.

#### 3.2.1. PID szabályozó

Lineáris rendszerek szabályozásánál használt, párhuzamos kompenzáción alapuló szabályozótípus, felépítési sémája a 10. ábrán látható.



10. ábra - PID szabályzó elektronika [65].

Az arányos tag P (Proportional) válaszfüggvénye megkapható, ha a hibajel érték a  $K_p$  konstanssal van megszorozva. Ha az erősítés túl nagy, akkor a rendszer begerjedhet, míg ha túl kicsi, akkor a szabályozás kevésbé lesz érzékeny.

Az integráló tag I (Integral) arányos a hibajel nagyságával és az időtartamával. Összegezve a pillanatnyi hibát, időről-időre megadja az offset-hibát.  $K_i$  adja meg az integráló tag erősítését. Az integráló tag gyorsítja a visszaszabályozást a munkaponthoz.

A hiba változásának nagysága a hibajel meredekségéből határozható meg, ezt a differenciáló D (Derivative) rész adja. Tehát a hibajel idő szerinti deriváltját megszorozva a deriváló tag  $K_d$  erősítésével. A differenciáló-tag szerepe az, hogy fokozza a szabályozási folyamat stabilitását a hirtelen fellépő ingadozásokkal szemben. A differenciálás érzékeny a zajra, ha túl nagy, akkor instabilitási problémák léphetnek fel.

### 3.2.2 Lézerfrekvencia stabilizáló módszerek

Állandó frekvenciájú lézer stabilizálására több bevett módszer is fellelhető a szakirodalomban. Ezeknél gyakran használnak referenciaként egy Fabry-Perot-interferométert [66] vagy más rezonátor rezonanciafrekvenciáját. Rezonanciafrekvencia közelében a lézernyaláb transzmissziója, illetve reflexiója nagyon érzékenyen függ a lézerfrekvenciától, ennek detektálásával előállítható a visszacsatoláshoz szükséges jel. Ez azonban nem függ a frekvenciaeltérés irányától, ezért gyakran a lézerfrekvenciát modulálva, és pl. lock-in erősítővel történik a visszaszabályozás [67]. Használt módszer a Pound-Drever-Hall-technika [68], amelyben a stabilizálandó lézer fázismoduláción esik át. Így a spektrum a hordozó frekvenciából és két oldalsávból fog állni. A fázismodulált lézer ezután egy kéttükrös üregbe (Fabry-Perot) van vezetve, amely itt is a referenciát adja. Az innen visszaverődő lézerfényben az oldalsávok változatlanok azonban a hordozó komponens fázistolást szenved. Ezt egy fotodetektor rögzíti. A kapott jelet demodulálva az eredeti fázismodulációval egy elektromos hibajel az eredmény, amely lézer a vivőfrekvenciája és a referencia közti távolságról ad információt és visszacsatolásként használható egy PID vagy lock-in erősítőhöz.

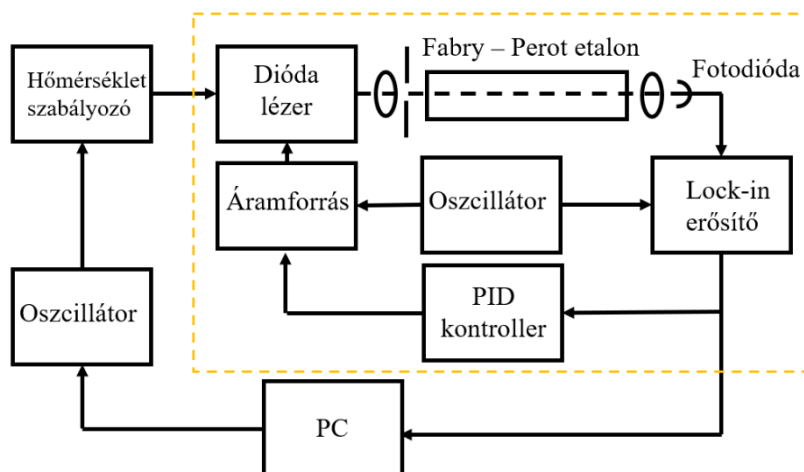
A rezonátorok által létrehozott frekvencia is függ a környezeti hatásoktól, azonban az atomi spektrumvonalak tudnak abszolút referenciaként szolgálni [69]. Ennek előnyét használja ki a

telítési spektroszkópián alapuló stabilizálási eljárás [70]. A dolgozatban használt állandó frekvenciájú lézereknél is ez a módszer lesz használva.

A stabilizálás egy másik lehetséges megoldása az atomok fluoreszcenciájának detektálásán alapul. A stabilizálatlan lézerfrekvencia változása miatt a megvilágított atomok rezonancia-fluoreszcenciája is változik, amelyből a frekvenciafüggő válaszjel egy fotoelektron-sokszorozó segítségével állítható elő. Egy keskeny spektrumú forrást, pl. atomnyalábot merőlegesen megvilágítva, majd a fluoreszcenciát a fotoelektron-sokszorozóval detektálva keskeny spektrumvonalakat kapunk, mivel a nyaláb merőleges irányú sebességének bizonytalansága kicsi [71].

Megemlíteném még az OPLL (Optical Phase Lock Loop) módszert, amely félvezető diódalézerek frekvenciastabilizálásra szolgál. A referencia ebben az esetben egy másik diódalézer (slave). A két lézer fáziskötésben tartása a módszer lényege. A környezeti hatások okozta instabilitások során fázishiba keletkezik, amely visszacsatolásként használható [72].

A frekvenciamodulált lézerek frekvenciájának stabilan tartása során is hasonló az elgondolás, mint a fentebb említett állandó frekvenciájú lézereknél. Ebben az esetben a frekvencia középértékét kell vizsgálni, amelyhez a visszacsatoló jel előállítása szükséges. Referencia etalonnak használható Fabry-Perot-rezonátor, amelyen a modulált lézer áthalad [73] [74].



11. ábra – Frekvenciamodulált diódalézer középfrekvenciájának stabilizálása Fabry-Perot-etalon felhasználásával (sárga szaggatott vonallal körülhatárolt rész). A cikkben ugyanerre a hibajelre hőmérsékletszabályozást is készítettek [74].

A lock-in erősítő, amelyet ugyanazzal a frekvenciával modulálnak, mint a lézert meghajtó áramot, egy hibajelet ad, amelyre a PID-kontroller szabályozni képes (11. ábra). (Az itt használt modulációs frekvencia csupán 10 kHz volt).

### 3.3 Többfotonos adiabatikus átmenet szimulációja

Az egymással átfedő és szembe haladó, frekvencia modulált lézerimpulzus-párok atomokra fejtett hatása a Wigner FK-ban kutatott terület volt. Kétszintes atomra készült numerikus szimulációt tartalmazó Demeter és szerzőtársai által bemutatott cikk [75] eredménye, hogy az atom képes  $2n\hbar k$  lendülethez jutni már egy impulzuspár hatására az impulzus átfedésének függvényében. Az itt szereplő eredmény azt mutatja be, hogy egy ilyen impulzuspár hatása  $2n\hbar k$  lendület átadására alkalmas anélkül, hogy az atom csapda melegedne.

A spontán emisszió figyelembevételét vizsgálja ugyanezen módszer hatására kétszintes atom esetén a következő cikk [76]. Itt eredményként az látható, hogy bár a többfotonos adiabatikus átmenet létrejön, így a kölcsönható frekvenciamodulált lézerimpulzusok hatására  $2n\hbar k$  momentumátadás lehetséges, azonban a spontán emisszió miatt (impulzussorozat hatása során) megállapítható az atomi sokaság melegedése.

A kísérletek során rubídiumatomot használtak azaz a kísérletek nem kétszintes nívószerkezettel rendelkező atomokkal történnek. A  $^{85}\text{Rb}$  D2 vonalának nívószerkezetét is figyelembe veszi a következő cikk [77]. Itt azokat a korábban bemutatott jelenségeket mutatja be a szerző, amelyek kétszintes atomra igazak. A kölcsönható impulzusok paramétereire feltételek adódnak ahhoz, hogy a többfotonos adiabatikus átmenet létrejöjjön. Ez cikk nem foglalkozik a spontán emisszióval.

#### 3.3.1 Többfotonos adiabatikus átmenet keltése kétszintes atomon

Egymással szemben haladó, szeparált lézerimpulzus-párral kölcsönható atom a folyamat során  $2\hbar k$  lendületet szerez. Az alább ismertetett leírás azt az esetet tárgyalja, amikor a két szembehaladó impulzus egymással részben átfedve hat kölcsön az atommal [75].

Ha bele vesszük a leírásba az atom mozgását is, akkor az atom és a szembehaladó lézerimpulzus-pár rendszerének Hamilton-operátorára az alábbi egyenlet adódik::

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{H}_a + \hat{H}_{af}, \quad (27)$$

ahol  $\frac{\hat{p}^2}{2m}$  a mozgási energia operátora. A jobboldalon lévő két Hamilton-operátor hasonlóan a korábban már felírt egyenletekhez a következőképpen fejezhető ki:

$$\hat{H}_a = \hbar\omega_g |g, p\rangle\langle g, p| + \hbar\omega_e |e, p\rangle\langle e, p|, \quad (28)$$

A (28)-ban az atom elektrotranszlációs állapotai szerepelnek amelyek egyszerre sajátállapotai  $\hat{H}_a$ -nak és  $\hat{p}$ -nek.

$$\hat{H}_{af} = -\hat{d}\vec{E}, \quad (29)$$

az atomnak a klasszikus elektromágneses térrel való kölcsönhatása,  $\vec{E}$  pedig a kölcsönható lézerterek együttes elektromos térereje.

Egy ilyen klasszikus lézerteret általánosan a következőképpen írhatunk fel:

$$E(x, t) = E^+(t) \cos(kx - \omega_{ge}t + \varphi^+(t)) + E^-(t) \cos(-kx - \omega_{ge}t + \varphi^-(t)), \quad (30)$$

$E^\pm$  a két lézertér amplitúdója,  $\omega_{ge}$  az átmeneti frekvencia az alap és gerjesztett állapotok között  $\omega_{ge} = \omega_e - \omega_g$ ,  $\varphi^\pm$  a fázisok. Az egyenletben jelölt  $\pm$  a két ellentétes irányba haladó lézersugárzást jelenti.

A koherens kölcsönhatás további számításához a Schrödinger-egyenletet használom. Kiszámíthatók az állapotok valószínűségi amplitúdói, amelyek a hullámfüggvény két komponensének együtthatóit adják:  $\alpha(p, t)$ ,  $\beta(p, t)$ . E két valószínűségi amplitúdó abszolút értékének négyzete a megfelelő két atomi nívóhoz tartozó populációt jelenti [76]:

$$|\Psi\rangle = \int [\alpha(p', t)e^{-i\omega_g t} |g, p'\rangle + \beta(p', t)e^{-i\omega_e t} |e, p'\rangle] dp', \quad (31)$$

ahol  $|g, p'\rangle$ ,  $|e, p'\rangle$  elektrotranszlációs állapota az atomnak.

Használva a Rabi-frekvencia fogalmát, amely a forgóhullámú közelítés esetében a következő [78]:

$$\hbar\Omega^\pm(t) = d_{ge}E^\pm(t), \quad (32)$$

ahol  $d_{ge} = \langle g | \hat{d} | e \rangle$  dipól mátrixelem.

A korábbi egyenleteket behelyettesítve a Schrödinger-egyenletbe a valószínűségi amplitúdók időfejlődését a következő differenciálegyenletek írják le [76]:



$$\begin{aligned}
i\hbar\partial_t\alpha(p,t) &= \frac{\hat{p}^2}{2m}\alpha(p,t) - \frac{\hbar\Omega^+(t)}{2}e^{i\phi^+(t)}\beta(p+\hbar k,t) \\
&\quad - \frac{\hbar\Omega^-(t)}{2}e^{i\phi^-(t)}\beta(p-\hbar k,t) \\
i\hbar\partial_t\beta(p,t) &= \frac{\hat{p}^2}{2m}\beta(p,t) - \frac{\hbar\Omega^+(t)}{2}e^{i\phi^+(t)}\alpha(p-\hbar k,t) \\
&\quad - \frac{\hbar\Omega^-(t)}{2}e^{i\phi^-(t)}\alpha(p+\hbar k,t).
\end{aligned} \tag{33}$$

A fenti egyenleteket megoldva megkapható egy kétszintes rendszer nívóinak populáció-változása, és egyúttal az atom mozgásának megváltozása is.

Amennyiben a lézerpulzusok időbeli lefutását Gauss-eloszlásúnak feltételezzük, a Rabi-frekvenciákkal a következőképpen írhatók le:

$$\Omega^+(t) = \Omega\sqrt{\frac{\pi}{2}}e^{-\frac{t^2}{2\tau}}, \tag{34}$$

$$\Omega^-(t) = \Omega\sqrt{\frac{\pi}{2}}e^{-\frac{(t-\tau_d)^2}{2\tau}} = \Omega^+(t-\tau_d). \tag{35}$$

$\tau_d$  az impulzuspár két tagja közötti késés, amelyre fontos feltétel, hogy a  $\tau$  impulzushossz nagyságrendjébe essen. Abban az esetben, ha  $\tau_d$  túl nagy, a két lézerpulzus nem fed át, visszakapjuk a két szeparált impulzusra ismert eredményt, amelynél az atom kezdeti elektrotranszlációs állapota  $|g,p\rangle$  és a  $|g,p+2\hbar k\rangle$  végállapotban köt ki. Ebben az esetben a szemben haladó terek között egy fotoncsere történik. Amikor ezek a lézerterek átfednek, a fotoncserek száma megnőhet és  $|g,p+2N\hbar k\rangle$  végállapotot jelenthet az atom számára, ahol  $N$  a fotoncserek száma.

Lineárisan csörpölt lézerpulzusok fázisának változása:

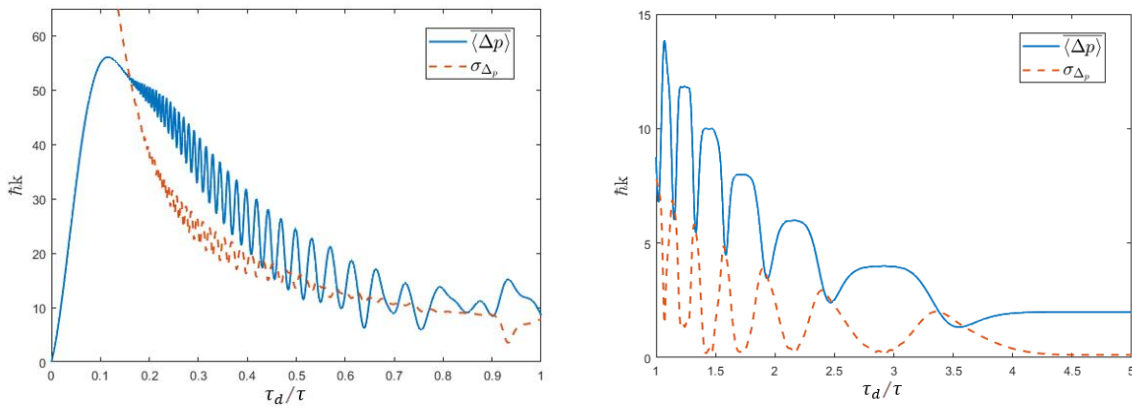
$$\begin{aligned}
\varphi^+ &= \frac{\beta}{2}t^2 + \varphi_0^+ \\
\varphi^- &= \frac{\beta}{2}(t-\tau_d)^2 + \varphi_0^-.
\end{aligned} \tag{36}$$

A modulált frekvencia az impulzusalak alatt szimmetrikusan söpör át az atom átmeneti frekvenciáján, ezt a sebességet a továbbiakban csörpsebességnek ( $\beta$ ) hívom.

Ahogy a fejezet bevezetőjében írtam az első impulzus hatására a rendszer teljesen gerjesztett állapotba kerül. Ha nem érkezne második impulzus, akkor spontán legerjesztődés történne véletlenszerű irányba, ezért sok abszorpció-spontán emisszió ciklus során ciklusonként

átlagosan  $1\hbar k$  lenne az atom lendületváltozása. A különleges jelenség abban az esetben történik, ha a gerjesztő és az indukált emisszióért felelős fényimpulzusok egyszerre hatnak kölcsön az atommal. Ilyenkor játszódhat le a többfotonos adiabatikus átmenet. A folyamat adiabatikussága miatt (a populációátvitel 100% bekövetkezése) a lézerezés során, mint fentebb említettem fotoncserek [79] történnek, a kölcsönhatás végén a rendszer alapállapotba kerül, azonban a közben létrejött fotoncserek száma befolyásolja az atomnak átadott impulzus nagyságát. Egy fotoncsere az atomokra nézve  $2\hbar k$  impulzust jelent, ami azt jelenti, hogy az atomok impulzusa  $2\hbar k$ -nak többszörösére is nőhet [75].

A (33) egyenletrendszer numerikusan megoldva adódik, hogy a kölcsönhatás során az atom mekkora gyorsulást szerez, vagyis mennyi impulzushoz jutott.



12. ábra - A kétszintes atom többfotonos adiabatikus átmenet során nyert impulzusa ( $\langle \Delta p \rangle$ ), valamint ennek szórása ( $\sigma_{\Delta p}$ ).  $\tau_d$  a késés míg  $\tau$  az impulzushossz [75].

A 12. ábrán látható, hogy az impulzusok közötti időközés nagyságától függően létrejönnek gyorsulási platók, melyek azt mutatják, hogy az atomok mekkora impulzusra tettek szert. A kísérleti bizonytalanságok miatt optimális beállítás lehet egy ilyen platónak megfelelő munkapont használata, hiszen így a numerikus szimuláció szerint az effektus egy hosszabb tartományon is érzékelhető.

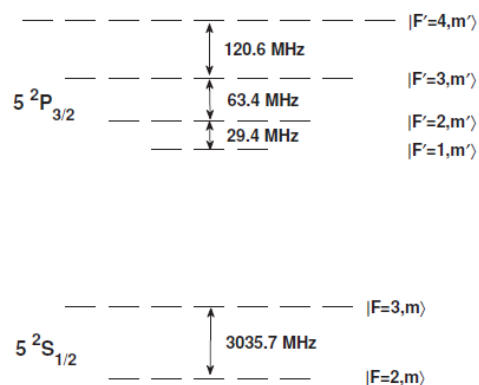
A kísérleteket csapdázott rubídiumatomokon végeztem el, amelynek azonban nem csak két nívója van, ezért a korábban bemutatott modell nem megfelelő, így a következő fejezetben a többszintes rubídiumatom rendszerére felírt modellt ismertetem.

### 3.3.2 Többfotonos adiabatikus átmenet rubídiumatomon

Teljes populációátvitelt adiabatikus átmenettel célszerű kísérleti úton létrehozni, mivel használatuk sokkal robusztusabb, mint a pi-impulzusoké. Pi-impulzusok használata esetén már akár egy kis paraméter bizonytalanságnál is megszűnhet a teljes átvitel, míg az adiabatikus átmenet, amely csörpölt lézerimpulzussal hozható létre sokkal robusztusabb. A rubídiumatom használata előnyös, mert a hiperfinom nívószerkezete között található  $F'=4$  gerjesztett állapotának megengedett átmenete csak az  $F=3$  alapállapotára van, így létrejöhet az áhított kétszintes atom. A rubídiumatom magneto-optikai csapdával befogható így ezek a kísérletek is elvégezhetőek rajta.

### 3.3.3 A rubídiumatom

A rubídium 37-es rendszámú, az I. főcsoportba, az alkálifémek közé tartozik. A  $^{85}\text{Rb}$  izotóp D2 vonalának hiperfinom szerkezete a 13. ábrán látható.



13. ábra A rubídiumatom D2 vonalának hiperfinom nívószerkezete, feltüntetve a szintek frekvenciában kifejezett távolságát [77].

Két egymástól távol lévő alapállapota és négy egymáshoz közeli gerjesztett hiperfinom nívója van. Ezek között három–három megengedett átmenet létezik. A kétszintes atomi konfigurációnak tekinthető átmenet tehát a rubídium  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  átmenete lesz.

Azt az intenzitásértéket, amikor az atomok közegének abszorpciós együtthatója a kisjelű érték felére csökken, telítési intenzitásnak hívja a szakirodalom. A kísérleteink során használt rubídium atomi átmenetre ez az érték  $I_{sat}(F = 3 \rightarrow F' = 4) = 1.669 \text{ mW/cm}^2$  [78].

Megemlíteném, hogy a Rabi-frekvencia és a **telítési intenzitás** [78] között a következő összefüggés áll fenn:

$$\frac{I}{I_{sat}} = \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}, \quad (37)$$

ahol  $I$  az intenzitás,  $I_{sat}$  a telítési intenzitás,  $\Omega$  a Rabi-frekvencia,  $\Gamma$  a természetes vonalszélesség.

### 3.3.4 Sűrűségoperátor formalizmus

A fentebb tárgyalt rubídiumatom D2 vonalának hiperfinom nívószerkezetét szükséges figyelembe venni a továbbfejlesztett modellben. A továbbiakban a sűrűségoperátor formalizmust használom, hogy a spontán emisszió hatását is számításba lehessen venni. Az atom sűrűségoperátorának diagonális elemei az adott  $F$  teljes impulzusmomentumú és  $m$  mágneses kvantumszámú nívójának populációját jelentik. A nem diagonális elemek pedig az úgynevezett atomi koherenciák.

A rubídiumatomra vonatkozó atomi Hamilton-operátor [77]:

$$\hat{H}_a = \sum_{F,m} \hbar\delta_F |F, m\rangle\langle F, m| + \sum_{F',m'} \hbar\delta_{F'} |F', m'\rangle\langle F', m'|, \quad (38)$$

itt  $|F, m\rangle$  jelöli az atom  $5^2S_{1/2}$  alapállapot hiperfinom vonalait,  $\delta_F$  az alap energiaszintek középvonaltól való eltérését jelenti [78], melyekre az alábbi érvényes  $\sum F\delta_F(2F+1) = 0$  és:

$$\delta_3 - \delta_2 = 2\pi * 3035.7MHz.$$

Illetve  $|F', m'\rangle$  jelöli az atom  $5^2P_{3/2}$  gerjesztett állapotának hiperfinom vonalait,  $\delta_{F'}$  a gerjesztett energiaszintek a középvonaltól való eltérését jelenti. Itt is fennáll az alábbi összefüggés  $\sum_{F'} \delta_{F'}(2F'+1) = 0$  és

$$\delta_{4'} - \delta_{3'} = 2\pi * 120.6MHz$$

$$\delta_{3'} - \delta_{2'} = 2\pi * 63.4MHz$$

$$\delta_{2'} - \delta_{1'} = 2\pi * 29.4MHz.$$

Dipól és forgóhullámú közelítést használva a kölcsönható Hamiltoni  $\hat{H}_{af}$  a következőképpen fejthető ki [4]:

$$\hat{H}_{af} = \frac{\hbar}{2} \sum_{F,m;F',m'} (\Omega_{F,m;F',m'} |F', m'\rangle \langle F, m| + \text{Hermitian conjugate}), \quad (39)$$

itt  $\Omega_{F,m;F',m'}$  az  $|F', m'\rangle \rightarrow |F, m\rangle$  átmenet közti Rabi-frekvencia:

$$\Omega_{F,m;F',m'} = D_{F,m;F',m'} \Omega_{m-m'}, \quad (40)$$

$$\Omega_{m-m'} = -\frac{2}{\hbar} \langle J || d || J' \rangle E_{m-m'}^{(+)}. \quad (41)$$

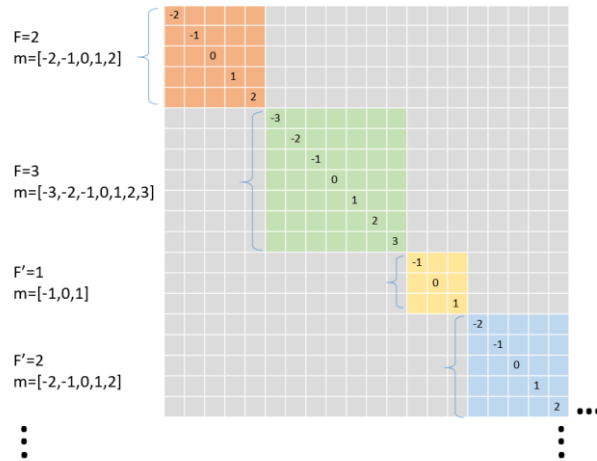
A térerősség megfelelő tagja és a redukált mátrixelem ( $\langle J || d || J' \rangle$ ), a  $D_2$  vonalnak megfelelően szerepel a fenti egyenletben.

A kölcsönható lézertér különböző polarizációs állapotai az atom más-más degenerált alnívóival hatnak kölcsön. A lézer polarizációjától függő megengedett átmeneti valószínűségi amplitúdóit a Clebsch-Gordan együtthatók adják meg [78] és  $D_{F,m;F',m'}$  tartalmazza.

Felírva a mester-egyenletet a sűrűségmátrix formalizmussal a következő adódik:

$$i\hbar \partial_t \hat{\rho} = [\hat{H}, \hat{\rho}]. \quad (42)$$

A rubídiumatom sűrűségmátrixa, egy 36x36-os mátrix, amely tartalmazza a két alap és négy gerjesztett állapot összes degenerált alnívóját (14. ábra).



14. ábra A rubídiumatom sűrűségmátrixának egy része. A diagonális elemekben szereplő számok jelölik, hogy melyik mágneses alnívóhoz tartozik az adott mátrixelem, amelyek a mágneses alnívó populációit jelentik.

A fellépő erő kiszámítása jelen esetben a következőképpen történik [77]:

$$\begin{aligned} \hat{F} = -\nabla \hat{H}_{af} = & -\frac{\hbar}{2} \sum_{F,m;F',m'} \{ |F, m\rangle \langle F', m'| (ik\Omega_{F,m;F',m'}^{-*} - ik\Omega_{F,m;F',m'}^{+*}) \\ & + |F, m\rangle \langle F', m'| (ik\Omega_{F,m;F',m'}^{+*} - ik\Omega_{F,m;F',m'}^{-*}) \}. \end{aligned} \quad (43)$$

A keletkező impulzus pedig a következő:

$$\langle \Delta p \rangle = \int \text{Tr}[\hat{\rho} \hat{F}] dt. \quad (44)$$

Ahhoz, hogy a kísérletben megfigyelt eredményeket a fenti modell használatával kiszámoljam, fontos a lézerimpulzusok több kezdőfázisára,  $[0, 2\pi]$  között, is kiszámolni a lendületátadást. Az így kapott eredmények átlagértéke lesz a keresett átlagos impulzusátadás. Így figyelembe véve azt, hogy az atomok pozíciója különböző és a relatív fázis a két szembe érkező lézernyaláb között más lehet az egyes atomokkal vett kölcsönhatások esetén.

## 4. Célkitűzés

Jelen dolgozatomban hasonlóan a megemlített módszerekhez, atomi kvantumállapotok közötti koherens gerjesztés és adiabatikus populációátvitel megvalósítása és vizsgálata volt a cél. Az átmenetek keltése frekvenciamodulált lézerimpulzusokkal történt, melyekben a frekvencia az impulzus alatt távolról indulva átsöpör az atomi átmenet frekvenciáján és okoz adiabatikus populációátvitelt. A lézersugárzás megfelelő paramétereinek eléréséhez és stabilan tartásához egyedi módszereket kellett kidolgozni, amelyek akár más spektroszkópai területen is jól használhatóak.

A motiváció annak kimutatása, hogy az elméleti modellben számolt különleges adiabatikus jelenség a kísérletek során, hogy valósul meg [75]. Az elmélet azt mondja ki, hogy miután az atomot egy frekvenciamodulált lézerimpulzus gerjesztett állapotba hozza, majd egy ellentétes irányú azonos fényimpulzus indukált emisszióra kényszeríti, akkor az átadott lendület a többszörösére nőhet, ha a fényimpulzusok időben átfednek. Ez a jelenség az atom gyorsulását eredményezi, amelynek kísérleti kimutatása, és minél nagyobb impulzusátadás elérése volt a cél. A jelenség neve a többfotonos adiabatikus átmenet [76].

A szükséges nanoszekundumos lézerimpulzusok kivágása egy folytonos üzemű, frekvenciamodulált lézersugárzásból történik. A kivágás a frekvenciafutás megfelelő részén kell történjen. Azért, hogy a kivágás során ne keletkezzen nem kívánt frekvenciamoduláció, a kivágást végző modulátorok nem kívánt hatásainak kimérése, illetve kiküszöbölése figyelmet igényel. Emellett a modulált lézer középfrekvenciájának stabilizálására is szükség lehet a frekvencia fluktuációjának vagy driftjének csökkentésére.

A dolgozat ezt a jelenséget hivatott körüljárni elméleti és kísérleti oldalról, valamint a közben felmerülő problémákat bemutatni és megoldani. A tézispontjaim megértéséhez a jelenlegi szakirodalomban elfogadott elméleteknek a jelenségre vonatkozó részleteit bemutattam. A cél, hogy egy egyszerű ismert modelltől indulva a dolgozat végére egy matematikailag és fizikailag alátámasztott új összetett modellig eljussak, amely a kísérletekkel megerősíthető. Több elméleti modellen is körbejártam a jelenséget, kezdve a kétszintes atommal, amely egy közismert elméleti modell, és bár kísérleti feladatunk szempontjából túl egyszerű, mégis az alapösszefüggések megértéséhez hozzásegít. Ezután az optikai csapdához jól használható rubídiumatom bemutatása következett, amelynek nívószerkezetét használom a későbbiekben egy újabb és összetettebb modell felírására. Ezt a modellt a kísérleti eredményekkel is

összevetem. Illetve a dolgozat végén a modellt tovább finomítva a cél, hogy a numerikus szimuláció a kísérlethez hasonló eredményeket adjon.



## 5. Csapdázott rubídiumatomokon keltett többfotonos adiabatikus átmenet kísérleti vizsgálata

Jelen fejezetben a céloom a korábban tárgyalt, szimulációval kapott effektus kísérleti úton való kimutatása. Ahhoz, hogy az egyes atomokon való kölcsönhatás megfelelően létrejöhessen az atomok átlagos mozgási energiáját minimálisra kell csökkenteni. Ezt a magneto-optikai atomcsapda segítségével tudjuk elérni. A kísérleteket az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont Részecske- és Magfizikai Intézet Plazmafizikai Osztályának lézertudományi laboratóriumában felépített MOT-berendezésen [27] [28] végeztem.

A lézerek frekvenciastabilizálására mint korábban láttuk több módszer is fellelhető a szakirodalomban. A jelen kísérletnél használt frekvenciamodulált lézerek esetén kidolgozott saját módszert következő fejezetekben ismertetem.

### 5.1. Lézerfrekvencia stabilizálása telítési spektroszkópiával

A kísérleteknél az állandó frekvenciájú csapdázó és visszapumpáló lézerek frekvenciastabilizálását telítési spektroszkópiával oldottuk meg, amelyhez a szükséges referenciát (atomi spektrumvonalakat) üvegcellába zárt rubídiumgőz atomjai szolgáltatták (15. ábra).



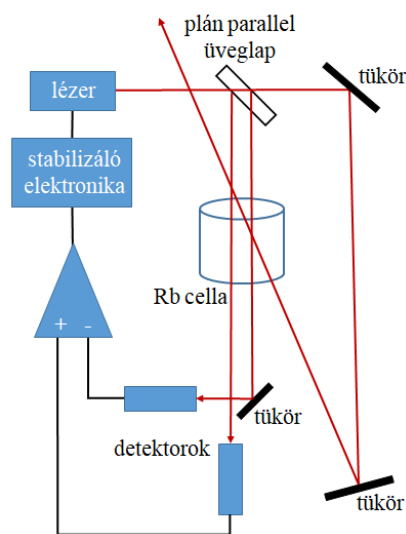
15. ábra – Üvegcellába zárt rubídium, amelyet a stabilizáláshoz használtam.

A szobahőmérsékletű gázmintát megvilágítva a stabilizálandó lézer egy kicsatolt nyalábjával az abszorpciós spektrumalak széles lesz. Az atomok sebességeloszlása miatt fellép a Doppler-kiszélesedés, ezért stabilizálás céljából így egyelőre nem megfelelő. A telítési spektroszkópia (16. ábra) a Doppler-kiszélesedést küszöböli ki.

Az atomi átmenettel rezonáns  $\nu_0$  frekvenciájú gyenge lézervény hatására a cellában lévő gáz gerjesztődik. Ezt a változást mutatja a következő egyenlet, amennyiben a rendszer kétszintesnek tekinthető:

$$\frac{dN_2}{dt} = (N_1 - N_2) \cdot \sigma(\nu) \cdot F, \quad (45)$$

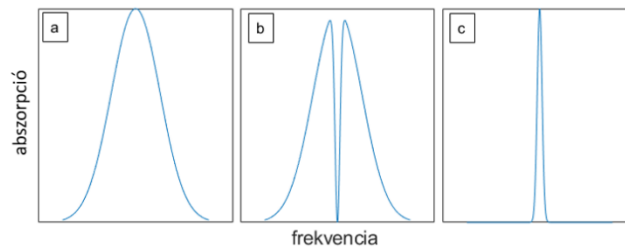
ahol  $N_1, N_2$  az alap és gerjesztett állapot populációja,  $\sigma$  az abszorpció hatáskeresztmetszete,  $F$  a fotonfluxus. Amikor a két szint populációja megegyezik az egyenlet jobb oldala zérussá válik ( $N_1 = N_2$ ). Ez azt jelenti, hogy a populáció fele vihető csak gerjesztett állapotba, mert ekkor az abszorpció telítésbe megy.



16. ábra – Telítési spektroszkópia kísérleti elrendezése.

Ekkor a minta átlátszóvá válik a  $\nu_0$  frekvenciájú fény számára. Ezt kihasználva, egy  $\nu_0$  frekvenciájú gyenge (a telítő lézernyalábból osztótükörrel kicsatolt) lézernyalábbal a másik irányból megvilágítva a gázmintát, lecsökken az abszorpció, mivel a 0 sebességű, a lézervénnyel rezonáns atomok gerjesztett állapotban vannak. Ebben az elrendezésben, ha a lézer frekvenciája megváltozik és eltér az átmenet frekvenciájától, akkor megszűnik a telítés. Ekkor az egymással szembe haladó telítő és gyenge nyalábok nem ugyanazokkal az atomokkal hatnak kölcsön, mivel ellenkező irányban mozgó atomok kerülnek a Doppler-eltolódással rezonanciába. Csak az átmenet keskeny tartományában, ahol a 0 sebességű atomokkal rezonáns a lézervény, mérhető a lecsökkent abszorpció. A gázmintán a lézer két nyalábját kell keresztül vezetni úgy, hogy az egyik a telített, míg a másik a teljes abszorpciós tartományon haladjon. Ezt a két nyalábot külön detektálva, majd egy kivonó erősítőt alkalmazva, kivonva egymásból a kapott

jeleket egy keskeny különbségi spektrum keletkezik (17. ábra). Ez a csúcs használható a stabilizáláshoz.



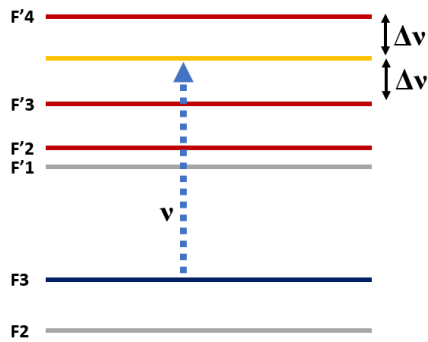
17. ábra - A telítési spektroszkópia során kialakult spektrum magyarázata. a.) A teljes abszorpció. b.) A telítő nyaláb mentén kapott abszorpciós görbe, amely eloszlás közepén látható az abszorpciósökkenés. c.) A két görbét egymásból kivonva a stabilizáláshoz már jól használható éles csúcs keletkezik.

Ha a stabilizáló elektronikában egy lock-in erősítő adja a visszacsatoló jelet, akkor a lézer frekvenciáját egy nagyon kicsit modulálni kell (szinuszosan, kb. 1 MHz tartományon), így a referenciacsúcs körül a lézer frekvenciája periodikusan változni fog. A lock-in erősítő fázisérzékeny válaszelet biztosít, így előjelhelyesen detektálja a frekvenciaváltozást, ezáltal teszi lehetővé a spektrumvonal csúcsertékeire történő stabilizálást. Amennyiben nem alkalmazunk lock-in technikát, az előjelhelyes válaszjel érdekében a vonalak monoton fel-, vagy lefutó szakaszára tudjuk stabilizálni a frekvenciát.

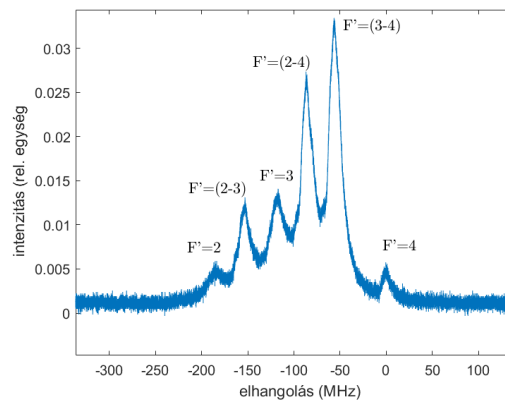
A rubídium hiperfinom spektrumának kiméréséhez, a kívánt spektrumvonal kiválasztásához a lézer frekvenciáját pásztázzuk úgy, hogy kb. 250 MHz tartományon átsöpörjön. Mivel a frekvencia átfut a rubídium hiperfinom nívóihoz szükséges gerjesztési frekvenciaértékeken, így az alapállapotról több nívóra is gerjesztődhetnek az atomok, ezért a szembejövő nyaláb számára több frekvenciaértékre is átlátszó lesz a rendszer. A spektrumban megjelennek még az atomi hiperfinom nívók „cross-over” vonalai is (18. ábra).

Ha a lézer  $\nu$  frekvenciájú, amely egyenlő távolságra helyezkedik el az  $F' = 3$  és  $F' = 4$  gerjesztett állapottól, akkor a  $v = \pm c \cdot \Delta\nu/\nu$  sebességű atomok az egyik irányú lézernyalábbal az  $F = 3 \rightarrow F' = 3$  átmeneten, a másik nyalábbal az  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  átmeneten kerülnek rezonanciába a Doppler-eltolódás miatt. Tehát a gerjesztett állapotnak az egyik az  $F' = 4$ , a másiknak az  $F' = 3$  állapotot tekinti.

a.)



b.)



18. ábra a.) Rubídiumatom "cross-over" csúcsainak helyei a nívószerkezetben. b.) A mérés során ténylegesen kialakult spektrum.

Bármely két gerjesztett állapot között található egy ilyen frekvenciaérték. Ezen értékek megtalálhatóak a spektrumban mivel a változó frekvencia áthalad rajtuk is. Ezeket, a két átmenet számtani közepének helyén megjelenő csúcsokat hívjuk "cross-over" rezonanciáknak.

## 5.2. Frekvenciamodulált diódalézer stabilizálása

Az állandó frekvenciájú lézerek frekvenciája stabilan tartható, a szakirodalomban több megoldás és módszer is található, például az általam használt telítési spektroszkópia. Ezen módszerek mind azon alapszanak, hogy egy abszolút referenciához (pl. atomi vonal átmenet vagy ehhez kialakított rezonátor módus) képest dinamikusan visszazabályozzák a lézer frekvenciáját a megfelelő értékre.

A folyamatosan változó frekvenciájú lézereknél a frekvencia középértékét kell stabilan tartani. A cél az, hogy a középfrekvencia esetleges elcsúszása vagy szórása kisebb legyen a kölcsönhatásban fontos szerepet játszó frekvenciaértékeknél, mint például a további atomi nívók távolsága, vagy a frekvenciamoduláció tartománya.

Az állandó frekvenciájú lézerek stabilizálásához hasonlóan ebben az esetben is keresni kell egy referenciaértéket, amelyhez a stabilizálás elvégezhető. A referencia ebben az esetben egy másik állandó frekvenciájú diódalézer lesz.

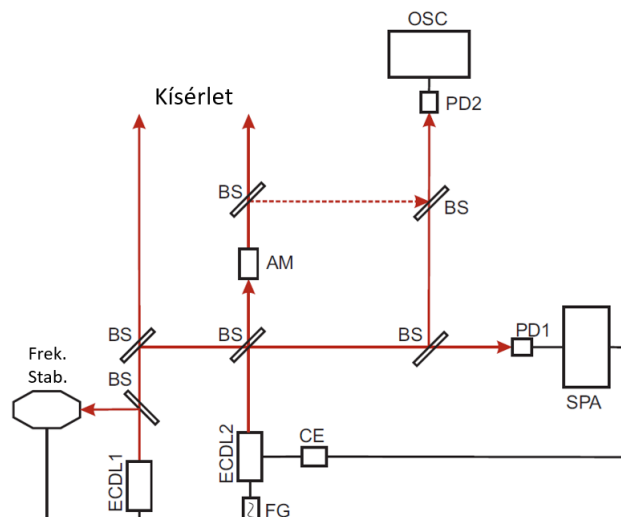
A lézerimpulzusok előállítása során folytonos lézerből kerülnek az impulzusok kivágásra egy amplitúdómodulátorral, amely csörpmentes (lásd később) illetve szükséges, hogy a frekvencia

futása vagyis a csörpsebessége 10-100 MHz/ns tartományban legyen egy 3-10 ns hosszú lézerimpulzus alatt, hogy a rubídium atomokon végzett koherens kölcsönhatás létrejöhesse. Ez a frekvenciasebesség elérhető úgy, ha a diódalézer áramát szinuszos jellel vezérem. Ekkor az így létrejött lézertény frekvencia változása is szinuszos jellegű lesz.

### 5.2.1 Stabilizáló mérési elrendezés

A mérési összeállításban két egymódusú diódalézer szerepel, ezek segítségével szemléltethető az általam kidolgozott stabilizációs módszer. A referencia lézer egy EOSI 2001 (sávszélessége: 100 kHz) külső rezonátoros diódalézer, amelyet a korábban már bemutatott telítési spektroszkópiával stabilizáltam állandó 780 nm hullámhosszra. Kis, rubídiumgőzzel töltött üvegcella szolgáltatja az atomi referencianívót, amelyre egy lock-in erősítő stabilizál. A frekvenciamodulált lézer egy Toptica DL 100 szintén külső rezonátoros diódalézer. Ennek az árama AC jellel van vezérelve. A diódalézer működési DC szintje 60–70 mA, az AC amplitúdója 10 mA, a modulációs index ( $10\text{mA}/70\text{mA}=0.14$ ) 0.1-0.15 lehet. Az eredmény a frekvenciára nézve 200 MHz kimozdulást okoz, ez egy nagyságrenddel nagyobb, mint a modulációs AC frekvencia, amely 20 MHz. Emellett egy 10-30% intenzitásmoduláció is keletkezik.

A mérési összeállítás a 19. ábrán látható.



19. ábra – A frekvenciamodulált külső rezonátoros diódalézerek frekvencia stabilizációjához használt mérési elrendezés sematikus ábrája. **ECDL1**: referencia diódalézer amely telítési spektroszkópiával stabilizált (Frek.Stab.); **ECDL2**: frekvenciamodulált diódalézer melyre a stabilizálást elvégzem; **FG**: függvénygenerátor; **SPA**: spektrumanalizátor; **CE**: vezérlő elektronika (tartalmazza a PID regulátort) az ECDL2 középfrekvenciájának stabilizálásához; **AM**: amplitúdómodulátor, amely előállítja a lézerimpulzust a folytonos üzemi lézertáplálásból ECDL2; **OSC**: gyors digitális oszcilloszkóp; **PD1, PD2**: gyors fotodiódák; **BS**: nyalábosztók.

A lézer egy Peltier-elemmel együtt egy hűthető fémlapra van szerelve. Fontos, hogy a lézer 18-19°C fokos legyen, hogy az egymódusú működése megmaradjon.

A két fény egy nyalábosztón van összebegettetve majd kettéosztva 0.1 és 1 mW arányban. A kisebb részt egy Menlo Systems APD110: 1–800 MHz, a nagyobb részt pedig New Focus 1591: 4.5 GHz sávszélességű detektor érzékeli. A kapott jelekből az egyiket egy Tektronix DPO7104 digitális oszcilloszkóp (1.0 GHz sávszélesség; OSC), a másikat pedig egy Takeda Riken 110 spektrumanalizátor (120 MHz sávszélesség; SPA) rögzíti. A keresett referenciajel előállt az interferenciajel spektrumanalizátoron megjelenített Fourier spektruma képében, amely keskeny vonalalakja a szükséges visszaszabályozó jelként használható.

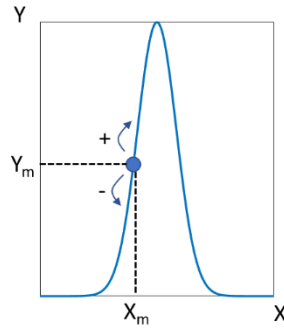
A fő kimente a nyalábnak keresztülhalad egy Lítium-niobát amplitúdómodulátoron (AM: Photline NIR-MX800), amely a megfelelő helyen kivágja a folyamatosan érkező nyalábból az impulzust. Ez a nyaláb fog egy erősítő után a későbbi kísérletben részt venni. A kapott fényimpulzus paramétereit (hosszát, alakját és időzítését) szintén monitorozni kell. Ennek érdekében az 19. ábrán látható módon féligáteresztő tükrökkel a nyaláb egy részét egy fotodetektorra (PD2) vezetjük és az időfüggő jelet az oszcilloszkóppal mérjük.

Először a két folytonos lézer interferenciajele van megmérve hiszen a lebegési frekvencia egy pár nanoszekundumos impulzus alatt nehezen meghatározható. Az amplitúdómodulátor frekvenciacsörp hatása ebben a mérésben nincs benne, mivel "X-cut" elrendezésű (lásd később) így elvben csörpmentes, de egy minimális hatása lehet.

A spektrumanalizátoron látható Fourier-spektrum csúcsok nagyon keskenyek és zajosak voltak, így a stabilizáláshoz nem szolgálhatnak megfelelő referenciaként, így az analizátor beépített elektronikai szűrőjével egy szűrt spektrumot állítottunk elő. Az így kapott spektrum kicsit szélesebb és állandó lett, megfelelő ahhoz, hogy a stabilizáló eljárást elvégezzem vele.

A csúcsok alkalmasak lehetnek lock-in erősítővel való stabilizáláshoz is, azonban a lézer beépített stabilizálóelektronikája egy PID modul (proportional, integral, differential szabályozó). Ehhez szükséges munkapont az egyik csúcs oldala lesz. A stabilizáláshoz bármely spektrumcsúcs kiválasztható. Előfordul, hogy a középső csúcs nem elég nagy, ez esetben a stabilizálás nem biztos, hogy sikeres lesz, ezért célszerű egy másikat választani. Választható csúcsot a legtöbb esetben találunk, mivel a méréseket a rezonancia közelében végezzük, így még nagy frekvenciamoduláció esetén is lesz olyan spektrumcsúcs, ami az analizátor sávszélességébe esik.

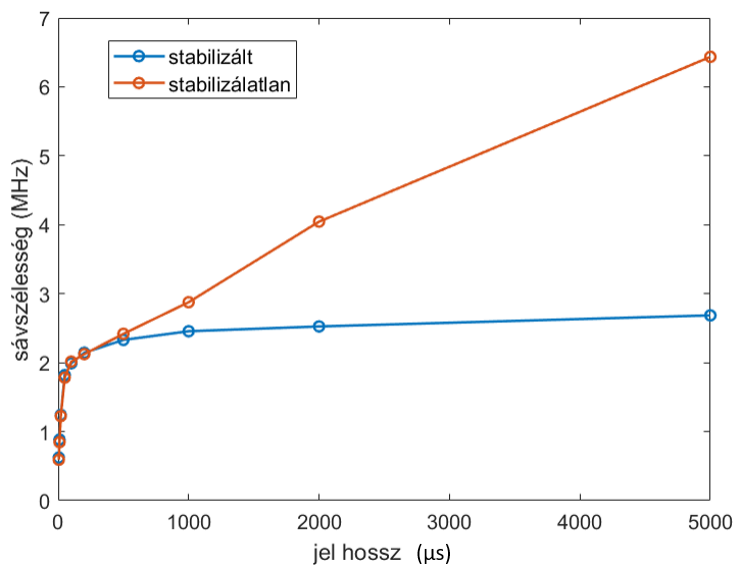
A spektrumanalizátor kimenete a csúcs Y koordinátáját adja vissza (20. ábra), amelyet a lézer PID bemenetére csatlakoztattam.



20. ábra – Munkapont beállítása a frekvenciaspektrumban.

### 5.2.2. A stabilizált lézerfrekvencia változása

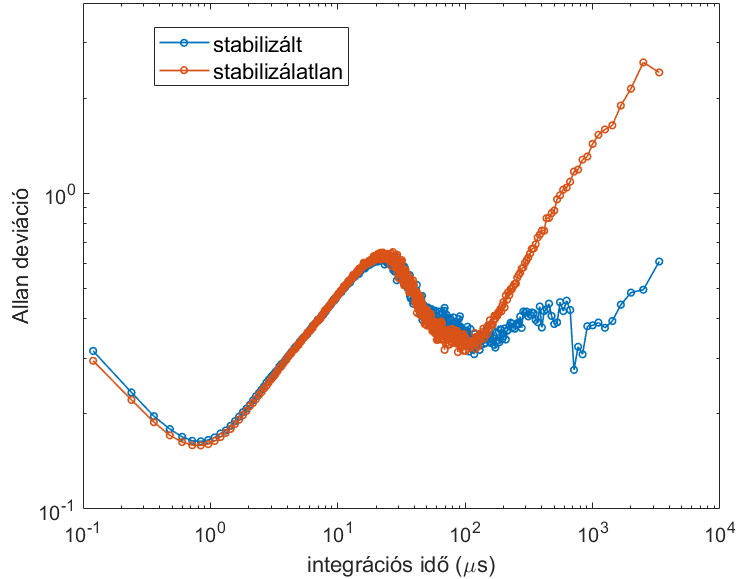
A módszer működését először moduláció nélküli lézere próbáltam ki. A stabilizációs eljárást egy hosszú idejű lebegési jelen vizsgáltam. A Fourier-spektrumot a mért jel egyre hosszabb szakaszaira számoltam ki, majd ezen darabok sávszélességét egy Lorentz-függvény illesztéssel határoztam meg. A kapott sávszélesség és a hozzá tartozó jelhossz egy időskálát ad. Így a stabilizáló eljárás hatása a 21. ábrán látható módon ábrázolható.



21. ábra - A stabilizációs eljárás eredményének ábrázolása a különböző jelhosszakra kapott sávszélességek szerint. Megfigyelhető a stabilizált esetben konstans sávszélességhez való tartás míg az e nélkül készült felvételnél ez folyamatosan növekszik.

Ugyanez bemutatható a gyakran használt Allan deviációval is, amely az egymás után következő értékek egymástól való eltérését használja fel a szórás kiszámításához és ábrázolható a frekvenciamérés átlagolási idejének függvényeként (sigma - tau ábrázolás).

$$\sigma_{\text{Allan}} = \sqrt{\frac{\sum_i^n (x_i - x_{i-1})^2}{2(n-1)}}. \quad (46)$$



22. ábra - Az integrációs idő függvényében ábrázolt Allan-deviáció.

Itt is megfigyelhető (22. ábra), hogy a stabilizált és a stabilizálatlan esetben a két görbe nagyjából 200-300  $\mu\text{s}$ -ig együtt fut, mint a korábbi ábrázolásnál, utána viszont a stabilizálatlan eset kezd eltávolodni.

### 5.2.3. Mérés kiértékelése frekvenciamodulált lézer esetén

A detektált interferencia intenzitás matematikai leírása a következő:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Phi_2 - \Phi_1), \quad (47)$$

$I_1$  az állandó frekvenciájú modulálatlan lézer intenzitása.  $I_2$  a frekvenciamodulált lézerfény intenzitása:

$$I_2 = I_{21} + I_{22} \cdot \cos(2\pi \cdot f_{\text{mod}} t + \varphi_3), \quad (48)$$

ahol  $I_{21}$  a modulált lézerintenzitás DC szintje,  $I_{22}$  a szinuszos intenzitásmoduláció amplitúdója,  $f_{\text{mod}}$  a modulációs frekvencia,  $\varphi_3$  az intenzitásmoduláció, valamint a szinuszos vezérlés közötti fáziskülönbség.

A (47)-ban szereplő fázisok:

$$\Phi_1 = 2\pi(\nu + \Delta f)t - \varphi_1, \quad (49)$$

$$\Phi_2 = \frac{A_m}{f_{\text{mod}}} \cos(2\pi \cdot f_{\text{mod}} t - \varphi_2) + 2\pi\nu t, \quad (50)$$



ahol  $\nu$  a modulált lézer frekvenciájának középvértéke és  $\Delta f$  a referencialézer ettől mért különbsége, amire a továbbiakban lebegési frekvencia néven hivatkozom.  $\varphi_1$  a két lézer közötti fáziskülönbség,  $\varphi_2$  a szinuszos árammoduláció és a frekvenciamenet közötti fáziskülönbség.

Visszahelyettesítve az alábbi egyenletet adódik:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot W \cdot \cos\left(\frac{A_m}{f_{mod}} \cos(2\pi \cdot f_{mod} t - \varphi_2) - 2\pi \Delta f t + \varphi_3\right). \quad (51)$$

Az egyenletbe bekerült egy  $W$  együttható, amely jellemzi a két nyaláb hullámfrontjának az egymás fedését, lényegében egy hatásfok paraméter.

A lebegésjelre illesztve a fenti egyenletet meghatározható  $I_1$ ,  $I_{21}$ ,  $I_{22}$ ,  $f_{mod}$ ,  $\Delta f$ ,  $A_m$ ,  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$ ,  $\varphi_3$ , illetve a korábban említett  $W$  az interferencia hatásfoka.

#### 5.2.4. Az illesztés menete

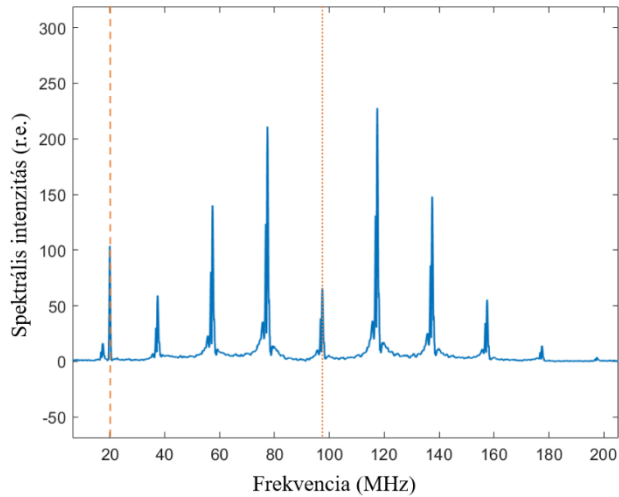
A függvényillesztés elvégzése a sok paraméter miatt nehézkes, az illesztő algoritmusok nem konvergálnának a megfelelő globális minimumra. Viszont néhány paraméter külön méréssel meghatározható, ezeket aztán egy kis toleranciájú paraméterként definiálva az illesztés sikerét nagyban segítik.

Megmértem modulálatlan esetben a két lézernyaláb intenzitását  $I_1$  és  $I_2$ , levonva a hozzájuk tartozó offset-et.

Ezek ismeretében a hatásfok a következő képlettel számolható,  $W = \frac{A}{2\sqrt{I_1 I_2}}$ , ahol  $A$  a moduláció nélküli lebegés amplitúdója (koszinusz illesztéssel meghatározható).

Ezután külön detektálva a modulált lézer szinuszos intenzitásmenetét meghatározható a jel DC szintje, az intenzitásmoduláció amplitúdója, a modulációs frekvencia, valamint a fázis.

Ezután rögzítettem a modulált lebegési jelet (a stabilizálandó lézerfrekvencia modulált). A lebegés Fourier-spektrumában a középső csúcs a lebegési középfrekvenciát jelenti (23. ábra).

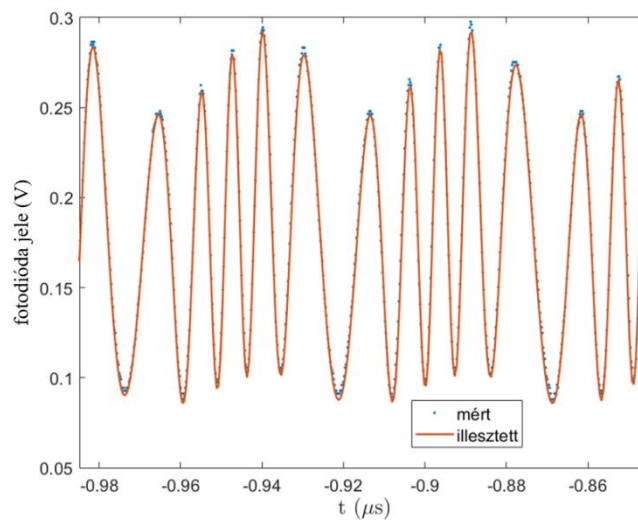


23. ábra - A lebegési jel spektruma. A pontozott vonallal jelölt csúcs a lebegési frekvenciát és a szaggatott a modulációs frekvenciát jelöli.

A maradék paraméterek meghatározásához, a korábban leírt (51) matematika formulát illeszttem a modulált lézer és a referencialézer detektált lebegésére, a már korábban meghatározott értékek felhasználásával.

### 5.2.5. A stabilizálási eljárás validációjának bemutatása

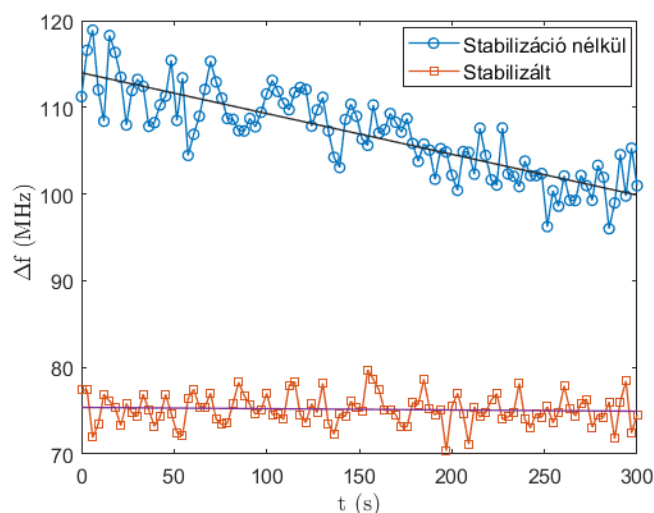
A lézereket néhány percig magára hagytam, majd másodpercenként rögzítettem a lebegési jeleket. Először a stabilizáló eljárás használata nélkül, majd a stabilizáló módszer bekapcsolásával. A kapott lebegési jelekre a fentebb leírt módon függvényt illesztettem (24. ábra) így meghatározva a középfrekvencia stabilitását.



24. ábra - Mérési pontok és az illesztett függvény egy beállításra.

## 5.2.6. Stabilizáció eredménye

A két darab 100 mérési pontból álló adatsoron elvégeztem a korábban bemutatott függvény illesztését és ábrázoltam (25. ábra) a kapott lebegési frekvencia értékeket.



25. ábra – Frekvenciamodulált lézer középfrekvenciájának időbeni változása, stabilizált és stabilizálatlan esetben. Egyenest illesztve az eredményekre, amely szemlélteti a frekvencia csúszását.

Látható, hogy a stabilizáció használata nélkül az idő múlásával a frekvencia elmozdul, amelyre egy egyenest illesztve  $47 \text{ kHz s}^{-1}$  meredekség adódik, és a teljes frekvenciaesés 5 perc alatt  $14.1 \text{ MHz}$  lesz, amely befolyásolhatja a későbbi kísérletek eredményét. A stabilizált esetben viszont ezek a paraméterek sokkal kisebbek: meredekség  $1.4 \text{ kHz s}^{-1}$ , teljes esés  $440 \text{ kHz}$ . A frekvencia szórását is megvizsgáltam. A standard deviáció tartalmazza a frekvenciaelcsúszást is, hiszen az átlagtól való eltérésként számolódik, de célszerű itt is Allan deviációt számolni.

	<b>Stabilizálatlan</b>	<b>Stabilizált</b>
<b>Standard deviáció</b>	4.93 MHz	1.77MHz
<b>Allan deviáció</b>	2.37 MHz	1.66MHz

1.táblázat – A kiértékelt frekvencia értékek szórása, stabilizált és stabilizálatlan esetben. Standard és Allan deviációs módszerrel.

Az értékek azt mutatják, hogy az alkalmazott stabilizálási megoldás lényegében kiküszöbölte a frekvenciacsúszást, és emellett a frekvencia szórását is csökkentette.

A későbbi kísérletek során vizsgált hiperfinom átmenet melletti következő átmenet  $120 \text{ MHz}$ -re van. Az ennél lényegesen kisebb frekvenciaelcsúszás érdekében nem érinti az eredményt. A

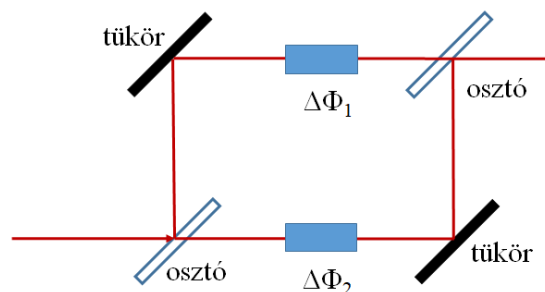
többórás mérési idők esetén a 14 MHz/5 perc már jelentős, míg a 0.44 MHz/5 perc nem jelentős frekvenciacsúszásnak tekinthető. Így kijelenthető, hogy az eljárás a frekvenciamodulált lézer esetén megfelel a rubídiumatomokon tervezett kísérletek által támasztott követelményeknek.

## 1. TÉZISÁLLÍTÁS

Egy analóg spektrumanalizátor felhasználásával egyszerű és praktikus módszert dolgoztam ki, amellyel egy frekvenciamodulált diódalézer középfrekvenciájának csúszása és szórása lecsökkenthető. A stabilizálandó és egy referencialézer sugárzásának lebegési jelét a spektrumanalizátoron megjelenítve, a lebegési spektrum tetszőleges oldalsávjának elektronikusan kicsatolt jelére stabilizálható a modulált lézer [S1].

### 5.3. Lézerimpulzusok előállítása Mech-Zehnder amplitúdómodulátorral

A Mach-Zehnder interferométer (26. ábra) a bemenő folytonos lézernyalábot két részre bontja, majd újból összecsatolja, miközben a két optikai útszakaszon a nyalábok fázisát a modulátor vezérlésével meghatározott módon eltolja.



26. ábra - Mach - Zehnder amplitúdómodulátor általános sematikus ábrája.  $\Delta\Phi_1$ ,  $\Delta\Phi_2$  a modulátor két ágán történő fázistolást jelentik.

A két ágban a lézernyalábok elektromos térerősségei az alábbi képletekkel írhatóak le [80]:

$$\begin{aligned} E_1 &= A_m \cdot \sin(\omega t + \varphi_1 + \gamma_1 u(t)), \\ E_2 &= k \cdot A_m \cdot \sin(\omega t + \varphi_2 + \gamma_2 u(t)), \end{aligned} \quad (52)$$

ahol  $A_m$  az ágak térerősségének amplitúdója,  $k$  a két ág térerősségének aránya. Ez az arányossági tényező elméletileg 1, más esetben a modulátor nem tudna kioltani, azonban mégis külön változóként tekintem, mert a polarizáció nem megfelelő beállítása okozhat eltérést.  $\varphi_1$  és  $\varphi_2$  fázistolást jelenti zérus vezérlő feszültség mellett.  $u(t)$  a vezérlő feszültség, illetve a két ág feszültségfüggő fázistolás együtthatói  $\gamma_1$  és  $\gamma_2$ .

A kimeneten, egy újabb osztón a két nyalábot összeengedve  $E_m = E_1 + E_2$ . Behelyettesítve a korábban felírt térerősségeket, majd a számolás közben elhanyagolva a kiátlagoló  $2\omega$ -val oszcilláló részeket (mivel a detektor nem elég gyors), a következő adódik a kimeneten lévő intenzitásra:

$$I_m = A_m^2 \left( \frac{1+k^2}{2} + k \cdot \cos(\varphi_1 - \varphi_2 + (\gamma_1 - \gamma_2)u(t)) \right). \quad (53)$$

Ha jó a beállítás és ezért  $k = 1$  akkor:

<b><math>I_m = 0</math>, modulátor lezár</b>	<b><math>I_m = 2 \cdot A_m^2</math>, modulátor teljesen kinyit</b>
$\varphi_1 - \varphi_2 = -\pi$ $u(t) = 0$	$\varphi_1 - \varphi_2 = -\pi$ $(\gamma_1 - \gamma_2)u(t) = \pi$

2.táblázat – A modulátor lezárt és nyitott állapotának feltételei.

Ebből látszik, hogy az impulzusalakot a két ág fáziskülönbsége adja meg. A teljes fázistolás ismeretéhez a térerősségek képletét szorzattá alakítom:

$$E_m = 2A_m \cos\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2 + (\gamma_1 - \gamma_2)u(t)}{2}\right) \sin\left(\frac{2\omega t + \varphi_1 + \varphi_2 + (\gamma_1 + \gamma_2)u(t)}{2}\right). \quad (54)$$

A szinuszos tag adja meg a frekvencia időfüggését, amely látszik, hogy a két ág fázistolásának összegétől függ. A kimenő jel időfüggő fázisa:

$$\varphi(t) = \frac{1}{2} [(\gamma_1 u(t) + \varphi_1) + (\gamma_2 u(t) + \varphi_2)]. \quad (55)$$

A frekvencia változása és ennek sebessége (csörp) [81]:

$$\omega(t) = \frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{(\gamma_1 + \gamma_2)}{2} \frac{du(t)}{dt}, \quad (56)$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{2\pi} \frac{(\gamma_1 + \gamma_2)}{2} \frac{d^2u(t)}{dt^2}. \quad (57)$$

Az eredmény azt mutatja, hogy ha  $\gamma_1 \neq -\gamma_2$  akkor az amplitúdómodulátor is okozhat frekvenciamodulációt.

Ez a jelenség az optikai telekommunikációban jól ismert. A nem kívánt frekvenciamodulációk kompenzálása, amennyiben lehetséges, vagy legalábbis detektálása fontos feladat. Csörp paraméternek hívjuk az adott eszköz frekvenciaeltolását, amely a fázismoduláció és az amplitúdómoduláció arányát mutatja [81] [82]:

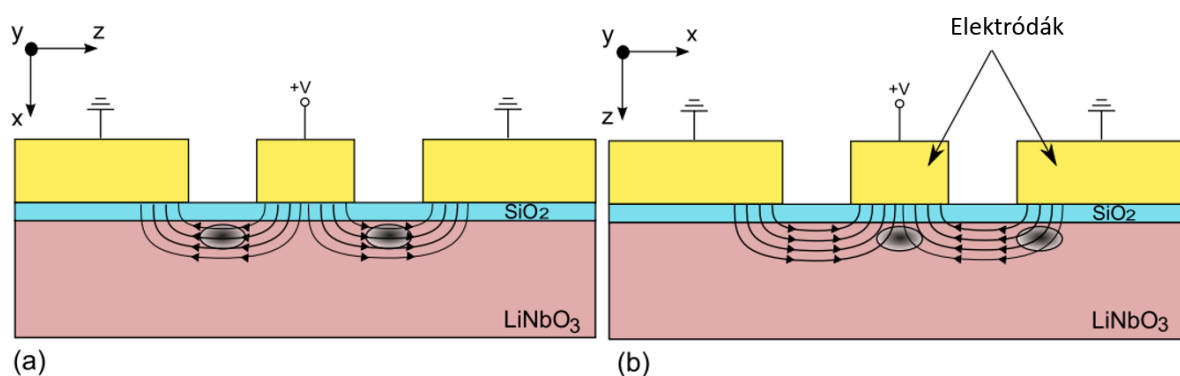
$$\alpha = \frac{\frac{d\varphi}{dt}}{\frac{1}{E} \frac{dE}{dt}}. \quad (58)$$

A feszültségfüggő fázistolások együtthatóival a következőképpen fejezhető ki (kis modulációt feltételezve) [80]:

$$\alpha_0 = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2}. \quad (59)$$

### 5.3.1. Az amplitúdómodulátorok által okozott frekvenciamoduláció mérése

Lényegében két típusú elektro-optikai Mach-Zehnder amplitúdómodulátort (AM) különböztetünk meg (27. ábra). Az egyik az úgynevezett X-cut típusú szimmetrikus elrendezésű a másik a Z-cut típusú, amely elrendezése viszont aszimmetrikus.



27. ábra - a.) X-cut, b.) Z-cut Mach-Zehnder amplitúdómodulátor elektródakonfigurációja [83].

Az X-cut esetben a fényvezeték két oldalról öleli körbe az elektródák. A Z-cut esetben az egyik Mach-Zehnder ág a +V potenciálon lévő elektróda alá kerül, míg a másik az egyik föld elektróda alá.

A későbbi, többfotonos adiabatikus átmenetet vizsgáló kísérletnél két lítium-niobát amplitúdómodulátort használtam fel, konstrukciósan különbözőket. Az X-cut szimmetrikus felépítése hasznos a későbbi kísérletekhez, hiszen így nem kerül plusz frekvenciacsörp a lézerpulzusba, amely nagyban befolyásolná a végső effektus kimutatását. Azonban az eszköz kontrasztja nem volt megfelelő. Ezért volt szükség egy második modulátorra is, amely Z-cut típusú volt megfelelő kontraszttal. Viszont ennél az eszköznél már számottevő frekvenciamodulációt szenvedhet a fény.

A cél, hogy a későbbi kísérlet szempontjából, jó kontraszttal rendelkező (az atomcsapda ne reagáljon az átszivárgó lézerefényre) lézerpulzus álljon elő, a kivágás során számottevő plusz frekvenciaellökődés nélkül.

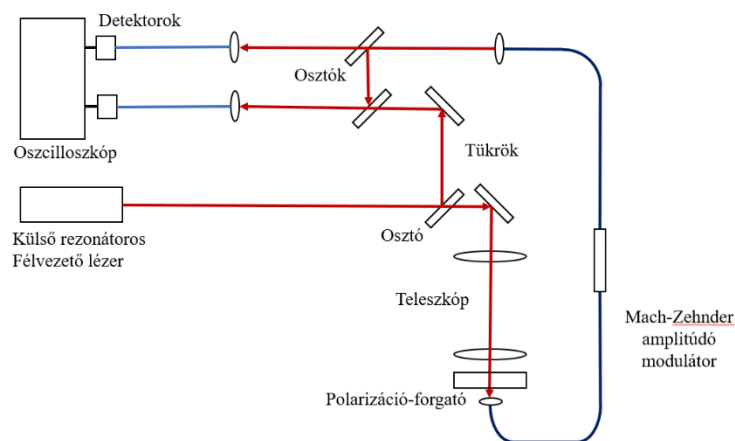
Ahhoz, hogy az esetleges hozzáadott frekvenciamodulációt kompenzáljam szükséges a csörp kimérése, amelyet a következőkben tárgyalt módon tettem meg, illetve az X-cut eszközt is megvizsgáltam ugyanezzel az eljárással.

A frekvenciafutás tényleges megméréséhez egy interferenciajelet kell előállítani. Ez megoldható egy másik frekvenciájú referencialézer segítségével (heterodin), vagy egy nyalábosztóval kettéosztva a fényt és az egyik ágat átvezetve az AM-en a másikat pedig referenciaként használva (homodin).

Korábban már említettem, hogy az X-cut elrendezésű Photline NIR-MX800-LN-10 AM konstrukciósan nem okozhat számottevő frekvenciamodulációt, azonban a Z-cut felépítésű Eospace AZ-0K5-10-PFU-PFU-780 igen [82]. Itt a két ág feszültségfüggő fázistolása nem azonos ( $\gamma_1 \neq -\gamma_2$ ), így magyarázható az extra csörp.

A nyalábok detektálásához itt is a két New Focus 1591 típusú gyors (4.5 GHz sávszélességű) fotodetektort használtam. A két modulátort HP 8082A típusú impulzusgenerátorral vezéreltem. Az adatok rögzítését itt egy Tektronix DPO7354 oszcilloszkóp végezte (sávszélessége 3.5 GHz).

A mérési elrendezés a 28. ábrán látható.



28. ábra – A homodin mérési módszer kísérleti elrendezésének sematikus ábrája.

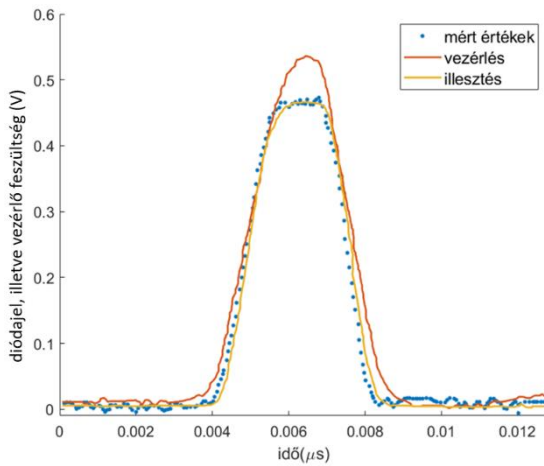
Amellett, hogy a fényjeleket detektálom, fontos rögzíteni az impulzussorozatot, illetve szükség van a vezérlőjelre is a későbbi kiértékeléshez.

A felvett fényimpulzusokra egy matematikailag kiszámolt függvény illesztek. A két ágból érkező nyalábok interferencia képlete módosul a két modulátor konstanssal:

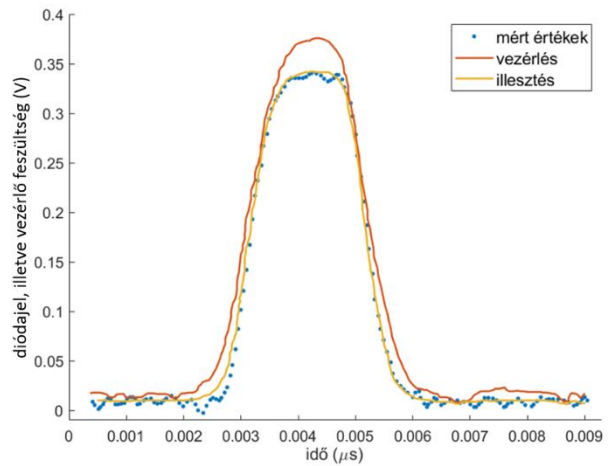
$$I_p = A_0 + A_0 \cos(\varphi_1 - \varphi_2 + (\gamma_1 - \gamma_2)u(t)). \quad (60)$$

Az itt lévő paraméterek jelentése a korábbiakban definiáltak szerint.

Az  $u(t)$ -t vagyis az AM-t vezérlő impulzussorozatot az illesztésbe numerikus tömbként helyettesítve használom. Az illesztés eredménye a 29-30. ábrán látható, ahol a mért értékek alatt a fényimpulzust detektáló gyors fotodióda jele értendő, a vezérlés pedig a modulátort vezérlő feszültség jele osztva kb. 5-tel, melyek így azonos skálán jól ábrázolhatóak (ugyanaz igaz a 31-32. ábrára), míg az illesztéssel meghatározott paramétereket a 3. táblázat tartalmazza.



29. ábra – Photline modulátorral kivágott fényimpulzus, illesztése és a vezérlő jel.



30. ábra - Eospace modulátorral kivágott fényimpulzus, illesztése és a vezérlő jel.

	<b>Photline</b>	<b>Eospace</b>
$A_0$ (V)	0.428	0.947
$\gamma_1 - \gamma_2$ (1/V)	0.874	1.525
$\varphi_1 - \varphi_2$	4.085	3.221

3. táblázat – Illesztéssel meghatározott paraméterek.

AM modulátorokra jellemző paraméter a:

$$V_\pi = \frac{\pi}{\gamma_1 - \gamma_2}. \quad (61)$$

$V_\pi$  a modulátorok lezárt és nyitott állapotai közti feszültséget jelenti.

Az illesztésből kiszámolt értékek a 4. táblázatban találhatóak.

	<b>Mért <math>V_\pi</math></b>	<b>Adatlap <math>V_\pi</math></b>
<b>Photline</b>	3.6 V	3.5 V
<b>Eospace</b>	2.0 V	1.6 V

4. táblázat –  $V_\pi$  a modulátorok mért és adatlapok szerinti értékei.



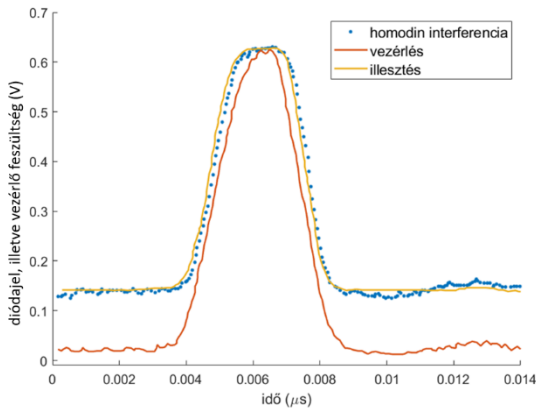
A fenti illesztéssel meghatározott paraméterek segítségével ( $A_0, \gamma_1 - \gamma_2, \varphi_1 - \varphi_2$ ), a homodin interferenciajel függvény illesztése következik. Az interferenciaképletbe behelyettesítve a következő egyenlet adódik [80]:

$$I(t) = I_p(t) + A_r + 2\sqrt{2A_0A_r}W \cos\left(\frac{1}{2}(\varphi_1 - \varphi_2 + (\gamma_1 - \gamma_2)u(t))\right) \cdot \cos\left(\frac{1}{2}(\varphi_1 + \varphi_2 + (\gamma_1 + \gamma_2)u(t) - 2\psi)\right), \quad (62)$$

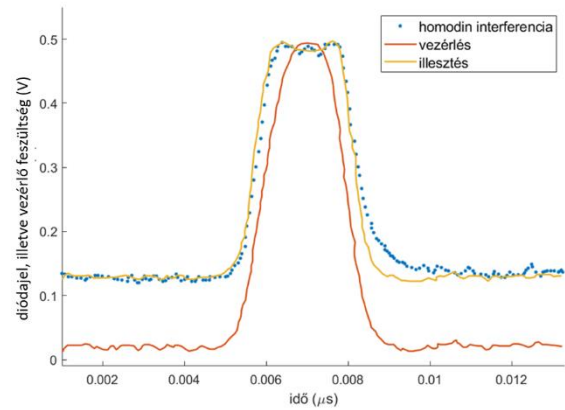
$\psi$  a két interferáló nyaláb elektromos tere közötti fázis különbség,  $W$  érték ugyanúgy a határfokot jelenti, mint a stabilizálás esetében. Az értéke 0.56 volt mindkét modulátor esetén.

	<b>Photline</b>	<b>Eospace</b>
$A_0$ (V)	0.525	0.525
$\gamma_1 + \gamma_2$ (1/V)	0.013	1.601
$\varphi_1 + \varphi_2 - 2\psi$	4.389	-1.348

5. táblázat – Homodin illesztéssel meghatározott paraméterek.



31. ábra – Photline modulátorral kivágott fényimpulzus homodin interferenciája, illesztése és a vezérlő jel.



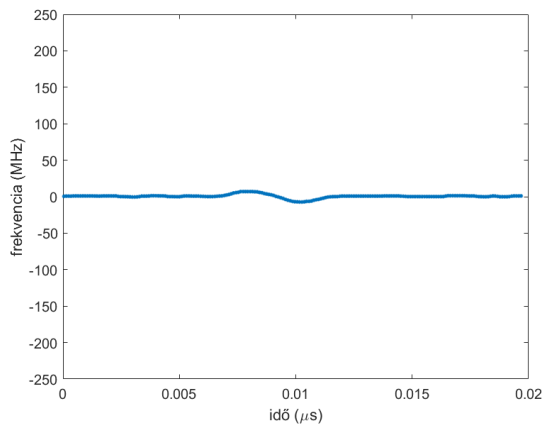
32. ábra - Eospace modulátorral kivágott fényimpulzus homodin interferenciája, illesztése és a vezérlő jel.

Az (59) képlet alapján a két modulátor csörp-paraméterére a következő értékek adódtak:

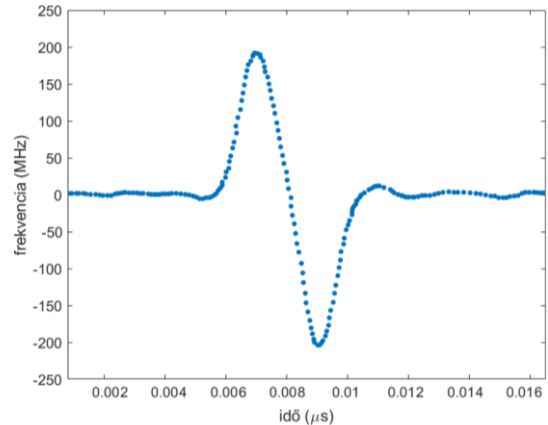
$$\alpha_{photline} = 0.015, \quad \alpha_{eospace} = 1.049$$

A két AM csörp-paraméterének aránya hasonló az adatlapjaik szerinti értékeikhez.

A frekvencia ellökődését a két AM-ra 33. és 34. ábra mutatja.



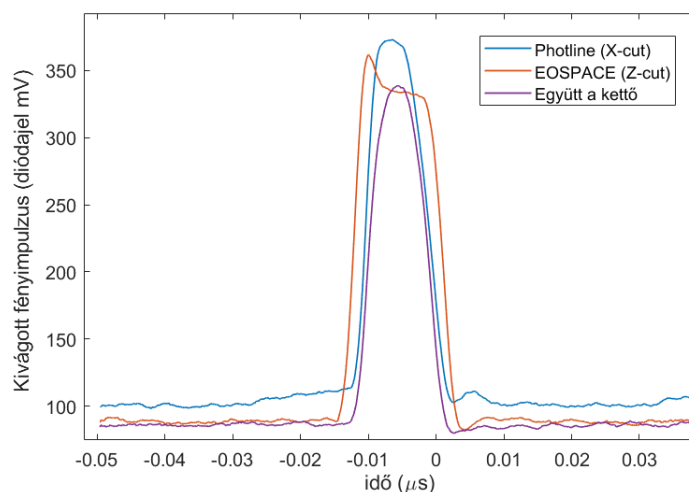
33. ábra – Photline modulátor frekvenciafutása



34. ábra - Eospace modulátor frekvenciafutása

Az EOSPACE amplitúdómodulátor által okozott frekvencia ellökődése 180-200 MHz, Photline modulátor csörpje azonban alig éri el a 10 MHz-et, tehát lényegesen kisebb.

Az adiabatikus átmenet-keltés kísérlete során a fényimpulzust először a Z-cut eszközzel vágtuk ki, amelyet egy hosszabb impulzussal vezéreltünk. És mivel a plusz frekvenciacsörp a kivágás fel-, és lefutásán történik, ezért figyeltünk arra, hogy a vezérlő impulzus tetejét ebben az esetben egy rövid ideig konstans értéken tartsuk (35. ábra) így hozva létre egy csörpmentes tartományt, amelyből a második X-cut AM fogja a végleges impulzust kivágni. Ez a modulátor rövidebb impulzussal van vezérelve így a Z-cut kivágás fel-, és lefutási részén az X-cut már zárni fog, ezáltal a csörp mértéke lecsökken.



35. ábra – Az AM modulátorok időzítése és impulzushossza (kék és piros görbe), illetve a kettő együtt hatása (lila) során kialakult fényimpulzus, amely a kísérletek során használható

A kapott lézerimpulzus frekvenciaellökődése ebben az esetben a Photline modulátor nagyságrendjébe esik, amely a továbbiakban megfelelő volt. A kapott kontraszt pedig a csapdával magával ellenőrizhető volt, tehát a lezárt modulátoron keresztül a kölcsönható lézernyalábnak nem volt detektálható hatása, azaz az átszivárgó lézersugárzás elhanyagolható volt.

## 2. TÉZISÁLLÍTÁS

Bemutattam, hogy folytonos üzemű lézersugárzásból két különböző típusú Mach-Zehnder amplitúdómodulátorral - megfelelő időzítéssel - kivágható egy néhány nanoszekundumos lézerimpulzus, amely jó kontraszttal rendelkezik és hozzáadott frekvenciamodulációtól mentes. Az így kialakult impulzus frekvenciaparamétereinek nyomon követésére kidolgoztam egy módszert, amelynek lényege, hogy az impulzus mellett folyamatosan felvételre kerülnek a kicsatolt diagnosztikai nyalábok referencialézerrel vett lebegési jelei, amelyekre matematikai formulát illesztve a keresett paraméterek meghatározhatók. [S1].

### 5.4. Többfotonos adiabatikus átmenet mérési összeállítása

A dolgozat fő célja, hogy a fejezetcímben szereplő többfotonos adiabatikus átmenetet kísérleti úton is kimutassa. A korábbi fejezetben az itt használni szándékozott eszközök és azok problémát okozó hatásait már bemutattam (stabilizálás, AM-ok frekvenciacsörpje és kontrasztja).

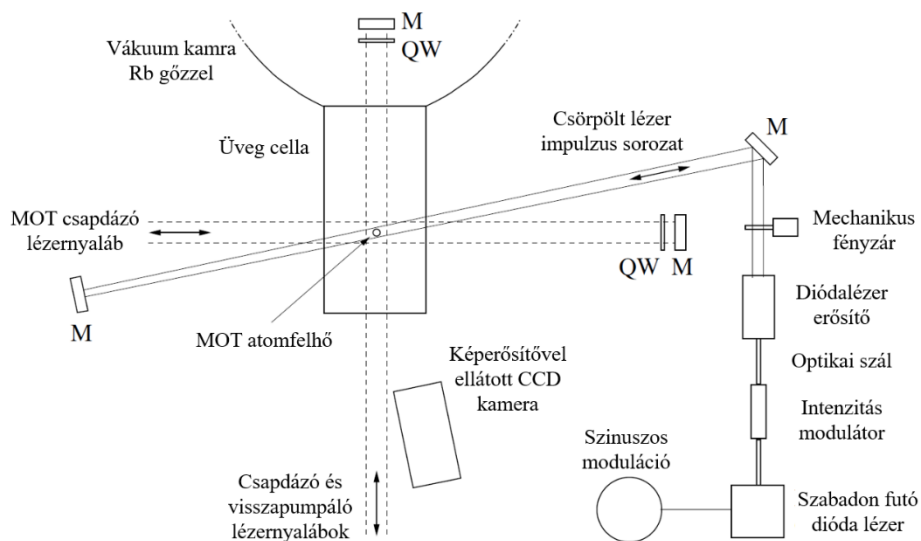
Mint azt korábban említettem a kísérletet magneto-optikai atomcsapdában tartott rubídiumatomokon végeztem el. A rubídiumgőz a vákuumkamrába egy alkálifém diszpenzerből (SAES Getters) került (36. ábra).



36. ábra – SAES Getters [84].

Ez egy rubídium vegyületet tartalmazó vékony szál, amely áram hatására izzani kezd és rubídiumatomok lépnek ki belőle. Ezáltal a vákuumkamra üvegfejében kellő sűrűségű rubídiumgőz keletkezik. A csapdához egy külső rezonátoros diódalézer (EOSI 2001) szolgál, amelyet 2x3 nyalábra osztva a tér három irányából hatott kölcsön az atomokkal. A nyalábok az  $5S_{1/2}F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}F' = 4$  atomi átmenet alá lettek hangolva 10 MHz-cel. A visszapumpáló lézerként egy Sanyo DL7140 diódalézert használtunk, amely az  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  átmenetre volt hangolva, hogy a populáció a csapdázó átmeneten maradjon. Mind a csapdázó, mind a visszapumpáló lézer a már bemutatott telítési spektroszkópiával volt stabilizálva.

A lézerre, amellyel az atomi kölcsönhatást végrehajtom a továbbiakban kölcsönható lézerként fogok hivatkozni. Ezt a lézernyalábot szintén a MOT pozícióján kell keresztülvezetni. Az atomcsapdán áthaladó nyalábot egy tükör úgy veri vissza, hogy visszafele is áthaladjon rajta, azonban az idefele érkező lézerfényhez képest egy kis szög alatt, hogy ne legyen direkt visszaverődés a fényforrás felé (37. ábra). A 3 ns késés a két impulzus között akkor lesz, ha a visszaverő tükör és a csapda között 45 cm a távolság.



37. ábra - Mérési elrendezés felülnézeti sematikus ábrája. M a tükröket, QW pedig a  $\lambda/4$ -es lemezeket jelöli. Pár elem az egyszerűség kedvéért most nincs feltüntetve (a függőleges csapdázó és visszapumpáló nyalábok, az anti-Helmholtz tekercspár, a diagnosztikai nyaláb kicsatolások).

#### 5.4.1. A lézerimpulzusok kivágása

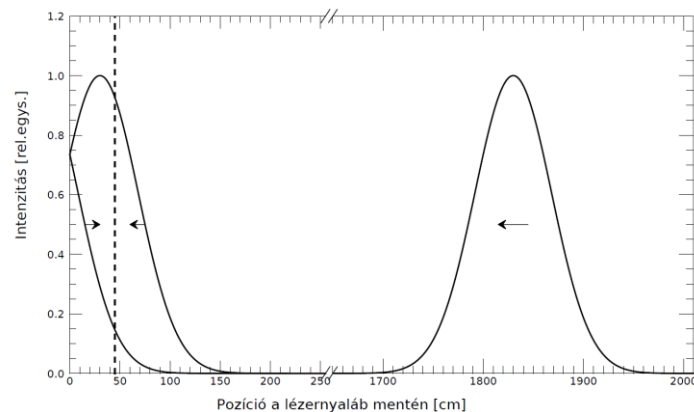
A frekvenciamodulált lézerimpulzusok, amelyek pár nanoszekundumos tartományba esnek, folytonos lézerfényből kerülnek kivágásra. Ehhez a már jól ismert elektro-optikai amplitúdómodulátorokat használtam. A megfelelő nagyságú frekvenciamoduláció a diódalézer

áramának szinuszos vezérlésével érhető el. Jelen esetben Sanyo DL-7140 szabadon futó diódalézert használtunk, amely hullámhossza 780 nm, így a megfelelő rubídium átmenetet tudja gerjeszteni. A lézer modulációs frekvenciája 16.7 MHz-re lett beállítva, így a repetíciós ráta egy impulzuspár esetén 60 ns, ami hosszabb, mint a rubídiumatom spontán emissziós rátája, amely  $\sim 27$  ns, azonban elegendő egy jó hatásfokú kölcsönhatáshoz.

Az impulzuskivágást tehát a már bemutatott lítium-niobát kristályt használó Mach-Zehnder amplitúdómodulátorokkal hajtottam végre. A csörpmentes kivágás eléréséhez az amplitúdómodulátorokat az előírtaknak megfelelően időzítettem, hogy megfelelő kontraszt és a legkevesebb plusz csörp jelenjen meg a kölcsönható lézerimpulzusban.

Az adiabatikus átmenethez kellő intenzitás eléréséhez két lézerezősítő (Toptica BoosTA) is beépítésre került, így megkapva a szükséges  $\sim 1$  W impulzus csúcsteljesítményt.

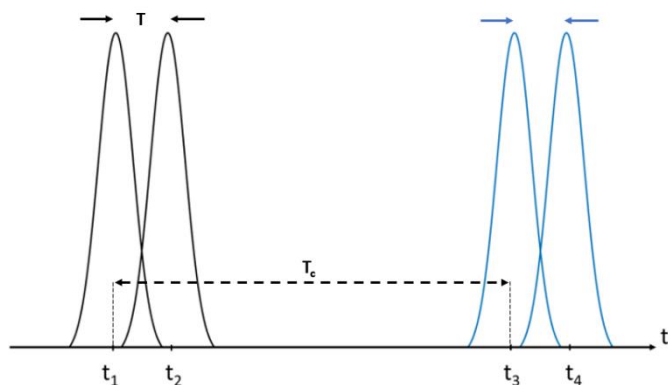
A kölcsönhatás során az impulzussorozatból egy elektromos reléből készített mechanikus fényzár szelektál 5000 impulzuspárt amelyek 60ns repetícióval érkeznek egymás után (38. ábra).



38. ábra – Az egymással átfedő, oda-, és visszafutó impulzusok szemléltetése. Az ábrán az origó a tükör helyét mutatja, illetve a szaggatott vonal a MOT pozíciója. Az érkező impulzus jobbról balra halad. Az időkézés 3 ns-ra van beállítva.

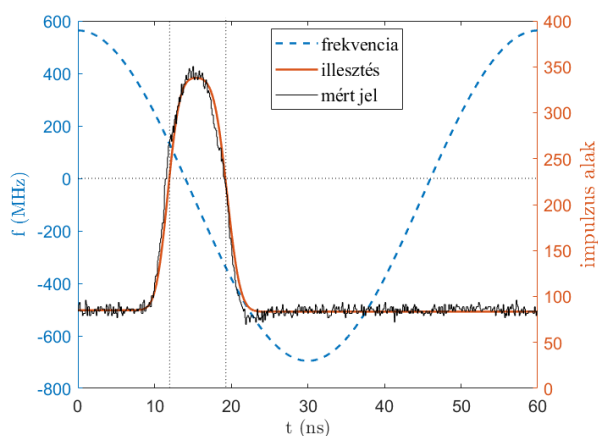
Ez a fényzár a kísérlet során egy pillanatra egy triggerjel hatására fog kinyílni, ekkor beengedve a kölcsönható lézerimpulzusokat. A kiértékelés során figyelni kell arra, hogy nem egy, hanem 5000 impulzuspár érkezett az atomcsapdához.

Az impulzussorozat ismétlődési idő intervallumnál ( $T_c = t_3 - t_1$ ) mind az impulzushossz mind a késés kisebb kell legyen, hogy előálljanak az átfedő impulzus párok, mely látható a 39.ábrán.



39. ábra - Két impulzuspár sematikus ábrája mely mutatja az impulzuspárok időzítését [76].

A mérés során a csörpölt lézerfrekvencia futását is folyamatosan detektáltuk. A nyalábból, illetve a stabilizált csapdázólézerből egy-egy osztótükörön kicsatolt nyalábok interferenciajele rögzítve volt az egyes mérésekkel együtt. Ezt a lebegést a már korábban bemutatott New Focus 1591NF 4.5 GHz sávszélességű fotodióda detektálta és a felvétel a Tektronix DPO7354 3.5 GHz sávszélességű oszcilloszkóppal készült. Az interferenciajel mellett rögzítésre került a fényimpulzus alakja is. Az időzítése és a frekvenciafutása az adott mérési felvételnél függvényillesztéssel meghatározható (ahogy tettem a lézerstabilizálás esetén). A 40. ábra szemlélteti a lézerimpulzus alakját és a kivágott frekvencia futását.



40. ábra - A szaggatott vonallal ábrázolt szinusz jel mutatja a frekvenciamodulációt. A nulla szint a rubídiumatom rezonanciafrekvenciáját jelenti az  $5S_{1/2}F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}F' = 4$  átmenetre. Illetve a minimumfrekvencia-érték is egy pontozott vonallal jelölve van. A narancssárga görbe mutatja a fényimpulzust, amely alatt a fény frekvenciája átsöpör kvázi-lineárisan a rezonanciafrekvencián. Ennek meghatározása illesztéssel történt, a fekete görbére, amely a mért fényimpulzus alak. Az amplitúdómodulátorok által okozott fel-, és lefutást két hibafüggvény (Erf) szépen leírja. Jelen esetben az impulzus félértékessége 7.74 ns, a frekvencia futása az impulzus alatt pedig  $+145.7 \text{ MHz} \rightarrow -349.5 \text{ MHz}$ .

### 5.4.2. A mérés menete

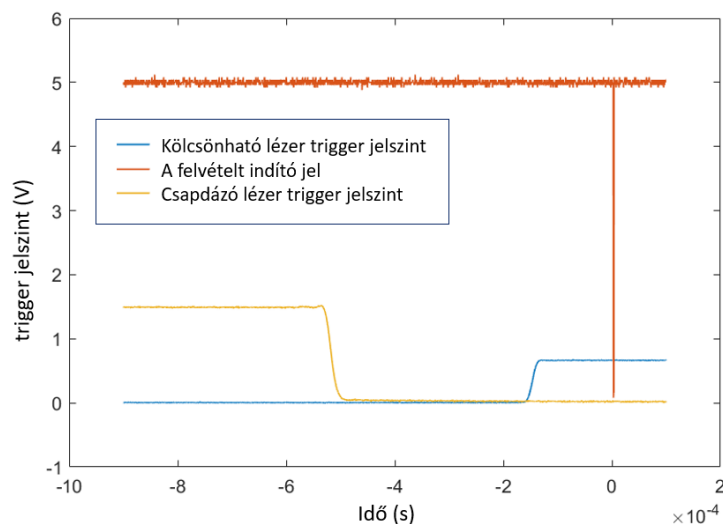
Az impulzusok megfelelő módon való előállítása után több mérési sorozatra volt szükség, amely során több különböző beállításon készültek felvételek. A szinkron beállításához több emberi beavatkozás szükséges, ezeket a kísérleteket segítséggel végeztem.

A mérési elrendezésben több mechanikus fényzár működött, mindegyik a kamerával szinkronizált jellel volt triggerelve. A kölcsönható lézer előtt lévő fényzár alapállapotban zárva van, azonban a kísérletnél kinyit, beengedve a kölcsönható fényimpulzusokat (5000 db). A csapdázó lézer előtt lévő alapállapotban mindig nyitva van. Amikor a kölcsönhatás indul, a relé lezár és így a csapdázó lézernyalábokat kitakarja, hogy a kísérleti eredményben ne szerepeljen hatásuk, azonban egyúttal a MOT is megszűnik egy rövid időre.

A kamera indítását erre a pillanatra időzítve, a megfelelő expozíciós időt (125  $\mu$ s) beállítva rögzíti a csapda elmozdulását. A rendszerben a magára hagyott csapda élettartama  $\sim$ 100 ms, amely alatt a mérés elvégezhető.

Az atomcsapda elmozdulásának felvétele egy képerősítővel ellátott CCD kamerával történt, amely időzítése fontos. Az eszköz trigger késése 150-160  $\mu$ s körüli, amely az impulzussorozat kezdetéhez képest értendő. Így már biztosan maximális lézerfényvel kölcsönhatott atomok fluoreszcens fényét fogja rögzíteni, emellett az oszcilloszkópon az interferencia jel is rögzítődik.

A triggerjel viszonyok szemléltetése az alábbi 41. ábrán látható.



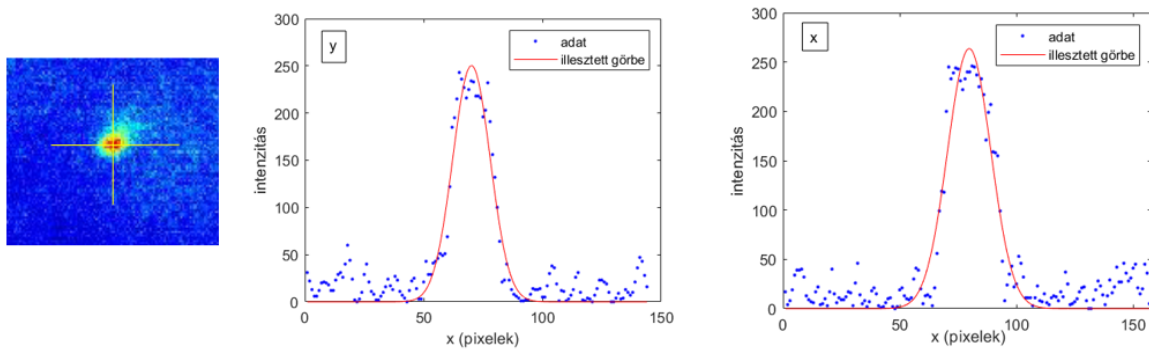
41. ábra – A kamera felvétel során használt triggerjel időzítések.

A méréseket több frekvenciabeállításra lassan hangolva végeztem el, így keresve meg a maximális jelenséget.

Fontos megemlíteni, hogy a visszapumpáló lézerek végig bekapcsolva maradnak, hatásuk nélkül a kölcsönhatási tartományból az atomok gyorsan elfognának így a kölcsönhatás és az effektus is elmaradna.

### 5.4.3. A mérési eredmények kiértékelése

Az alábbi képen egy elmozdulásmentes atomfelhő fluoreszcens fényének intenzitása látható. X-Y keresztmetszetei jól közelítéssel Gauss-eloszlást követnek (42. ábra).



42. ábra – A csapda és az x és y keresztmetszeti fluoreszcens intenzitásának jellege látható, amelyre Gauss-eloszlást illeszttem, igazolva a profil Gauss jellegét.

A kapott CCD kamera képek kiértékelése során feltételeztem, hogy az atomfelhő gyorsulása egyenletes, tehát minden atom egyenletesen ugyanakkora impulzushoz jut. A csapda 2D profil intenzitás jó közelítéssel 2D Gauss-eloszlást követ.

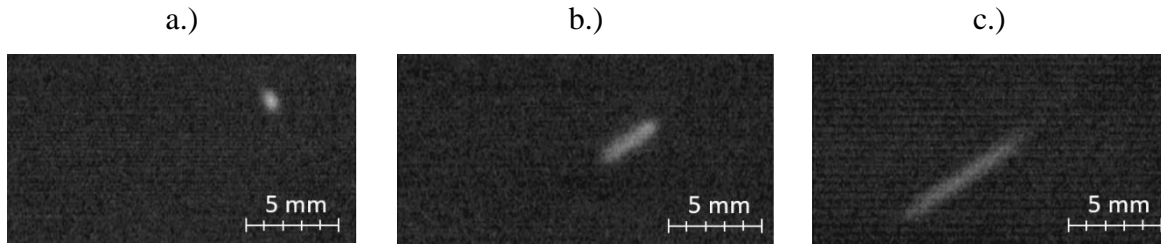
Cél volt kiszámolni a csapda intenzitáseloszlását a gyorsulás során. Az x irány az elmozdulás és ezáltal a gyorsulás iránya, míg y az erre merőleges irány, amelynél nem feltételezek elmozdulást. A kölcsönhatás időtartamára numerikusan kiintegrálva idő szerint a 2D Gauss-eloszlást megkapható az  $I(x, y)$  intenzitáseloszlás:

$$I(x, y) = A \int_{t_1}^{t_2} e^{-\frac{(x-x_0+a/2t^2)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}} dt, \quad (63)$$

ahol  $(x_0, y_0)$  a csapda kezdeti pozícióját jelenti,  $(\sigma_x, \sigma_y)$  a Gauss-eloszlás szélessége (szórása) illetve  $a$  a gyorsulás.

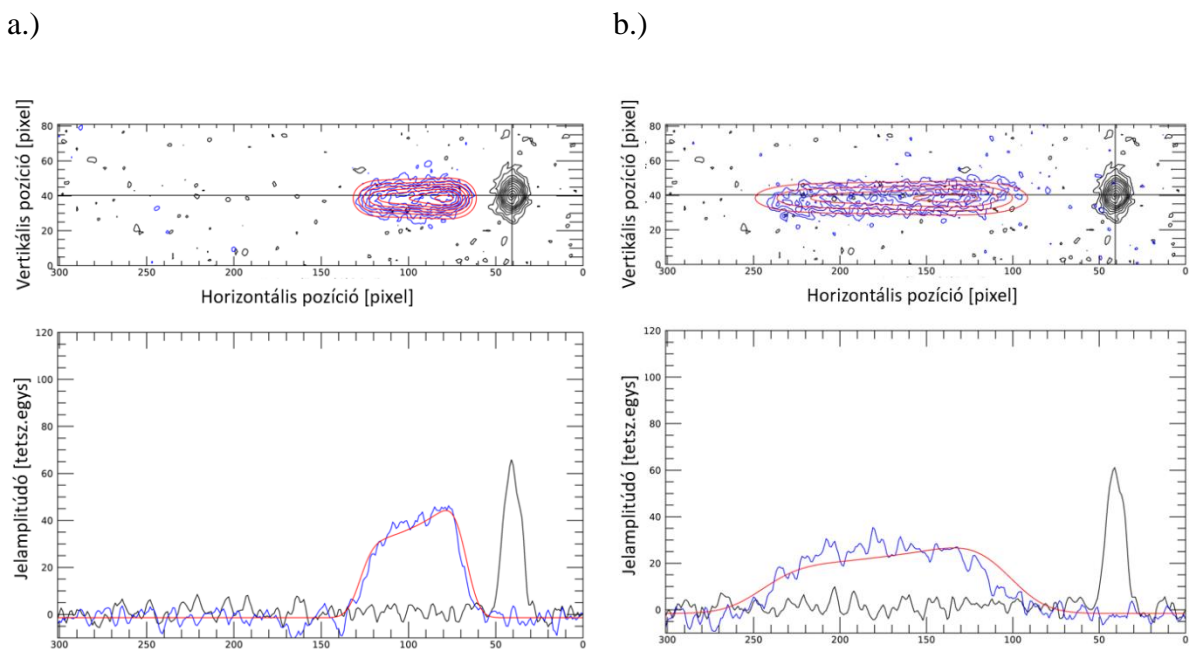
Egy másik feltételezés, hogy az atomcsapda mérete, tehát a Gauss függvény szélessége nem változik az elmozdulás során, megegyezik azzal az állítással, hogy az adiabatikus átmenet során az atomfelhő gyorsulni fog, viszont melegedni nem.





43. ábra – Csapda képe a képerősítővel rendelkező CCD kamerával lett készítve. a.) a nyugalomban lévő MOT. b.) egy irányból kapott lézerimpulzussal vett gyorsítás. c.) átfedő lézerimpulzusok okozta gyorsulás. (20 felvétel átlaga)

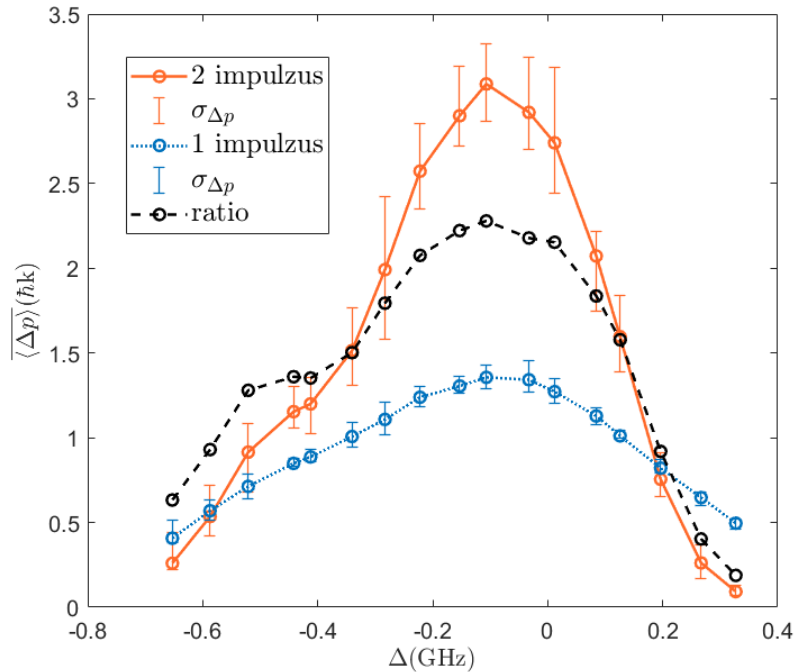
Az így kapott csapda kamerafelvételeket (43. ábra) értékeltem ki az előbbi függvényt illesztve az atomfelhőintenzitásra. A függvény tartalmazza a gyorsulást, amely illesztési változóként adódik. A gyorsulásból pedig már a lézerimpulzus-sorozat által átadott lendület kiszámolható. Az eredmény a beengedett 5000 impulzus pár által okozott eredő lendület átadása, amelyből visszakapható az egy impulzus pár hatása. A 44. ábrán látható egy beállításra kapott csapdafelvétel kiértékelése.



44. ábra – a.) egyirányú impulzussorozattal kölcsönható csapda elmozdulásának b.) az átfedő fényimpulzusok keltette többfotonos gerjesztésből adódó atomcsapda elmozdulás kamera képei. Látható a nyugalomban lévő csapda képe amely a referencia pozíciót adja (fekete görbe). A kék görbék az elmozdult atomcsapda képe, illetve a piros a kétdimenziós Gauss eloszlás illesztett eredménye.

A mérés célja az volt, hogy a többfotonos adiabatikus átmenet szimulációja által kapott eredményeket kísérletileg is kimutassam, illetve a legnagyobb effektust megtaláljam. Ehhez a lézerimpulzus paramétereit: a frekvenciafutását, impulzushosszát, csörpsebességét is optimalizálni kellett. Egy adott impulzushosszra és csörpsebességre beállított méréssorozat

készült, amely során a frekvenciafutás középértéke volt változtatva (elhangelve). Ez megtehető a diódaáram DC komponensének változtatásával. Egy beállítás során a csapda képe kétszer kerül felvételre. Először, amikor csak egy nyaláb halad keresztül rajta (kitakarva a reflexióért felelős tükröt), másodszor pedig amikor az oda-, és visszafelé haladó impulzus egyszerre van jelen. Ezen kívül a mérési sorozat elején a kölcsönhatásmentes atomcsapda is felvételre került. A kiértékelés után kapott eredmény egy elhangolás - impulzusátadás ( $\Delta - \hbar k$ ) grafikon. A gyorsulás  $\hbar k/T_c$  -ként értelmezhető ( $T_c$  - egy lézerpulzus párral vett kölcsönhatás idejét jelenti). A grafikonon az egy-, és kétnyalábos gyorsítás, illetve ezek aránya is szerepel. Az elhangolás függvényében így láthatóak a maximális effektus paraméterei is (45.ábra). Amelyhez a következő kezdeti paraméterek tartoztak:  $I_{peak} = 100 \text{ W/cm}^2$  impulzus csúcsteljesítménye,  $\tau = 7.7 \text{ ns}$  impulzushossz,  $\beta = -2\pi \cdot 62 \text{ MHz/ns}$  csörpsebesség,  $\tau_d = 3 \text{ ns}$  impulzusok közötti késés, illetve a visszapumpálás teljesítménye  $P_p = 7.5 \text{ mW/cm}^2$ . A beállított lézerpulzus-paraméterekre ellenőriztem, hogy kielégítik-e az adiabaticitás feltételét (26). A (37)-es egyenletből kiszámolva a Rabi-frekvencia impulzus alatti csúcs értékét a jelen esetre:  $\Omega = 2\pi * 1.05 \frac{1}{\text{ns}}$ , amely négyzete :  $\Omega^2 = (2\pi * 1.05)^2 \frac{1}{\text{ns}^2}$  a  $|\beta| = 2\pi * 0.062 \frac{1}{\text{ns}^2}$ -nál sokkal nagyobb, így a (26) egyenlet teljesül.



45. ábra – 7.7ns hosszú és  $100 \text{ W/cm}^2$  csúcsteljesítményű csörpölt lézerpulzusok hatása: az impulzus átadás ( $\hbar k$ ), a frekvenciaelhangelés ( $\Delta$ ) függvényében. Tartalmazza az egy-, és kétnyalábos esetet, illetve a kettő arányát.

Látható, hogy ebben az esetben az elért maximális lendületátadás  $3.09 \pm 0.24 \hbar k / T_c$  a két nyalábbal való kölcsönhatás során, amely a rezonanciafrekvenciára szimmetrikusan átsöpörő frekvenciatartomány esetén jött létre. Míg az egynyalábos gerjesztés esetén ez  $1.36 \hbar k / T_c$ . Az arány a két eset között 2.3. Az a tény, hogy az átfedő impulzusok során létrejövő effektus  $3 \hbar k / T_c$  fölött van, bizonyítja a többfotonos átmenet jelenlétét. Látható továbbá, hogy az érték nem egyenlő egy  $2n\hbar k$  értékkel, így nem magyarázható egy tiszta adiabatikus folyamattal. Az egynyalábos kölcsönhatás során az eredmény nagyobb, mint a várt  $1 \hbar k / T_c$ . Ez azt jelenti, hogy a használt impulzushossz (7.7 ns) nem elhanyagolhatóan rövid az atom spontán emissziós élettartamához képest (~26 ns). Ennek ellenére a két egymással szembe haladó impulzus lendületátadása az atomnak több mint kétszer effektívebb, mint az egyedüli lézerimpulzus, ami egyértelműen mutatja, hogy többfotonos átmenet játszódtott le.

Az illesztés során próbáltuk az atomfelhő melegedését (a Gauss eloszlás szélességének változását) is vizsgálni, azonban a kapott értékek nem mutattak konzisztens eredményt, 0 körül szóródó értékeket kaptunk. Valószínűleg a hatása nem számottevő ahhoz, hogy a jelen mérés korlátozott felbontása ezt szignifikánsan kimutassa.

### 3. TÉZISÁLLÍTÁS

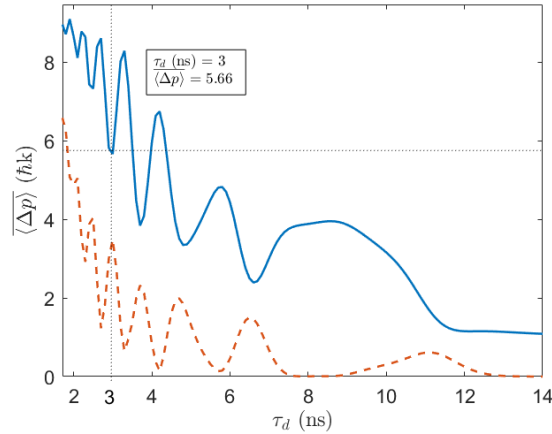
Mageto-optikai csapdába összegyűjtött rubídiumatomokon csörpölt átfedő lézerimpulzus párok segítségével gyorsítási kísérleteket végeztem. Bemutattam, hogy az általam ismertetett kísérleti paraméterekkel a  $2\hbar k$ -t meghaladó átlagos impulzusátadás mérhető. Ez a tény bizonyítja, hogy többszörös fotoncsere megy végbe a kölcsönhatás során [S2].

## 6. Többfotonos adiabatikus átmenet kísérlet szimulációs leírása

Ebben a fejezetben a többfotonos adiabatikus átmenet kísérleti úton való kimutatása során kapott eredményeket szeretném szimulációs módon is alátámasztani. Ezt a szakirodalomban fellelhető modellek finomításával próbálom elérni, a kísérleti körülmények minél pontosabb figyelembevételével. A numerikus szimulációkat Matlabban írt programmal készítettem, amellyel az egyre több tényezőt tartalmazó differenciálegyenlet-rendszert oldottam meg numerikusan. A fejezetben látni fogjuk, hogy a meglévő modellek nem elég pontosak, hogy a kísérlethez hasonló eredményeket adjanak, így azok korrigálásra szorulnak. Illetve a kísérletben 5000 impulzuspár együttes hatása látható, amely numerikus szimulációban figyelembe véve meghaladta a rendelkezésemre álló számítási kapacitást. A szimulációk azt mutatták, hogy a rendszer időfejlődése során stacionárius állapotba jut, ezt kihasználva készítettem a numerikus számolásokat, amelyek számításigénye már megfelelő volt.

### 6.1. Ismert modellek numerikus eredménye

A korábban ismertetett (42) mester-egyenletet használtam és a kétszintes atom esetén már bemutatott impulzusátfedés – átadott impulzus grafikont előállítottam a kísérletben használt paraméterekkel. A számoláshoz a teljes rubídium nívószerkezet sűrűségmátrixát használtam. Míg az egyenletben lévő Hamilton-operátor jelen esetben nem tartalmazza a spontán emisszió és a visszapumpáló lézerek hatását. A szimulációt egy lézerimpulzuspár gyorsító hatására végeztem el. A mester-egyenlet függ a lézernyalábok kezdőfázis értékétől ezért a számolást több kezdőfázisra is elvégeztem, így a kapott átlag  $\langle \Delta p \rangle$  a releváns eredmény. Numerikusan kiszámolva a kísérleti paraméterekkel ( $I_{peak} = 100 \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau = 7.7 \text{ ns}$ ,  $\beta = -62 \text{ MHz/ns}$ ,  $\Delta = 0$ ):



46. ábra – Az átadott impulzus a visszavert lézertimpulzus késleltetésének függvényében. A grafikonon, hasonlóan a kétszintes atommodell ábrájához (3. ábra), a kék görbe az atomnak adott átlagos impulzust jelenti, a narancssárga görbe pedig ennek a kezdőfázisokból számolt szórása, amely az atomfelhő esetleges melegedését jellemzi.

A 3 ns-os impulzuskésés esetén a szimuláció 5  $\hbar k$  fölötti eredmény mutat (46. ábra), ez a rezonanciafrekvenciára szimmetrikus frekvenciacsörp esetében látható, ez az érték az elhangolás függvényében változhat.

A kísérletben kapott eredmények nem közelítették meg az ezen modell által jósolt effektus nagyságát, amely 5-6  $\hbar k$  helyett csupán kb. 3  $\hbar k$ -t mutatott..

Ezért a szimulációs modellt felülvizsgáltam, hogy a kísérletben használt elhagyhatatlan eszközök és jelenségek befolyásolhatják-e a számolt eredményeket.

## 6.2. Mester-egyenlet - Spontán emisszió

A kísérleti leírásban szerepelt, hogy egy mechanikus fényzár 5000 impulzuspárt enged be, hogy kölcsönhasson az atomcsapdával. A spontán legerjesztődés ebben az esetben már nem elhanyagolható, így a modellt pontosítani kell, hiszen a kölcsönhatások során az atom spontán legerjesztődése is meg fog jelenni, és ez destruktívan is befolyásolhatja az effektust. Ennek érdekében az előző fejezetben használt mester-egyenletet ki kell egészíteni az adott atom tapasztalati spontán legerjesztődési állandójával. Az atomi nívók populációját itt is az egyenletben szereplő sűrűségmátrix elemei tartalmazzák.

$$i\hbar\partial_t\hat{\rho} = [\hat{H}, \hat{\rho}] - \Gamma D[\hat{\sigma}]\hat{\rho}, \quad (64)$$

$\hat{H} = \hat{H}_a + \hat{H}_{af}$  a korábban már felírt egyenlet,  $\Gamma$  a spontán emissziós ráta,  $\hat{\rho}$  az atom sűrűségmátrixa,  $\hat{\sigma}$  polarizációfüggő Clebsch-együtthatókat tartalmazó operátor. Az egyenlet jobb oldalán szereplő  $D[\hat{c}]$  az úgynevezett Lindblad szuperoperátor [4] amely hatása egy tetszőleges  $\hat{c}$  operátorra függés esetén a következő:

$$D[\hat{c}]\hat{\rho} = \hat{c}\hat{\rho}\hat{c}^\dagger - \frac{1}{2}(\hat{c}^\dagger\hat{c}\hat{\rho} + \hat{\rho}\hat{c}^\dagger\hat{c}). \quad (65)$$

### 6.3. Visszapumpáló lézer

A mester-egyenlet ebben a formában már tartalmazza a spontán relaxáció hatását, mint ahogy ez a kísérlet során is tapasztalható. Ez azzal jár, hogy folyamatos legerjesztődés figyelhető meg a hosszú számolás során, így a populáció az atomi átmenetből egy másik alnívóra kerülhet. A kísérletben, amit már korábban említettem, ez a jelenség egy visszapumpáló lézer használatával van kiküszöbölve. Olyan mérést is elvégeztem, amely során a visszapumpáló lézert is kikapcsoltam, ebben az esetben a MOT megszűnt és semmilyen effektus nem volt tapasztalható. Ez azt jelenti, hogy a jelenség kimutatásához ennek a lézernek a fénye is szükséges, így a szimulációs modellnek is tartalmaznia kell a hatását.

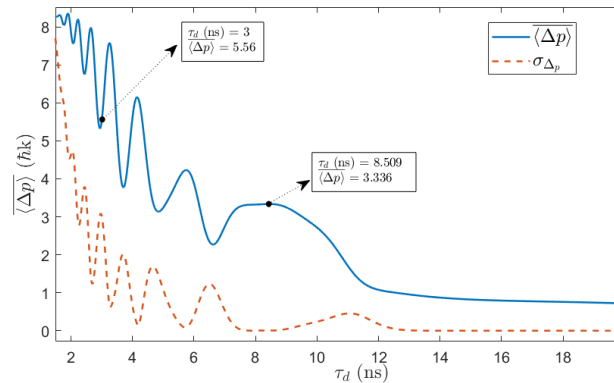
A visszapumpáló lézer 2x2 nyalábra van bontva, amelyek cirkulárisan polarizáltak. Ezek egymásra merőlegesek, így a kvantálási tengelynek megfelelően definiálva kell polarizációjukat megadni a modellben. A kvantálási tengellyel párhuzamos pumpáló nyalábok  $\sigma$  polarizációs módusnak felelnek meg, míg az arra merőlegeseknek  $\pi$  polarizációs állapotuk is van.

A nyalábok teljesítménye nem lehet túl nagy, hogy ne okozzanak számottevő Rabi-oszcillációt, mivel rezonánsak az  $F=2 \rightarrow F'=3$  atomi átmenetre.

A populáció fogyása a kölcsönhatási tartományból a többfotonos adiabatikus átmenet hatásfokát csökkenti, így az átadott impulzus is várhatóan kevesebb lesz, ezzel közelebb kerülve a kísérletben tapasztaltakhoz.

A 47. ábrán látható az átadott impulzus a késleltetési idő függvényében, többszintes atomra kiszámolva, a spontán emisszió és a visszapumpáló lézernyalábok jelenlétének figyelembevételével. A grafikonon szereplő eredmény hasonló, mint a korábban használt

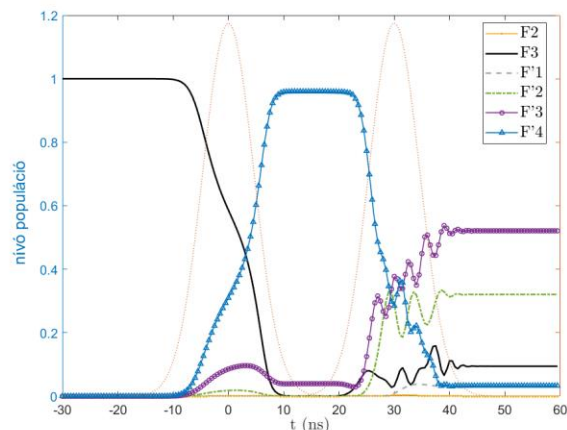
modell esetén ugyanazokkal a paraméterekkel ( $I_{peak} = 100 \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau = 7.7 \text{ ns}$ ,  $\beta = -62 \text{ MHz/ns}$ ,  $\Delta = 0$ , valamint a visszapumpáló lézer:  $P_p = 7.5 \text{ mW/cm}^2$ ).



47. ábra – Az átadott impulzus függése a késleltetési időtől, a spontán emisszió és a visszapumpáló nyalábok figyelembevételével.

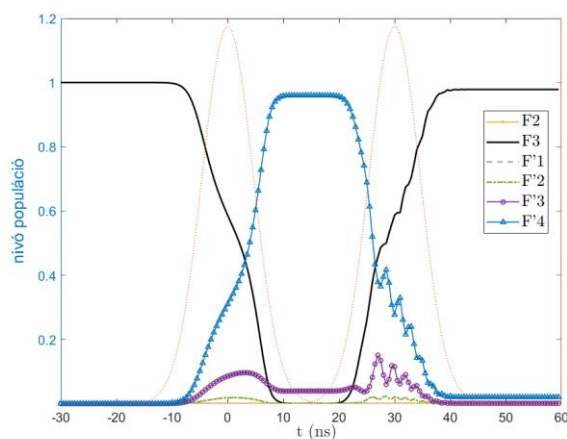
Itt is látható, hogy a többfotonos adiabatikus átmenet keltette platók, csúcsok megjelentek, azonban ezek nem annyira hosszúak és egyenletesek, mint a sokkal egyszerűbb kétszintes modell esetén. A leghosszabb plató esetén, amely 8.51 ns impulzusok közötti késésnél jelenik meg, az átadott impulzus 3.4  $\hbar k$ . A folyamat nem teljesen tökéletes hiszen a 7.7 ns impulzushossz és 8-9 ns késés is az atomi gerjesztett élettartam nagyságrendjébe esik.

Megfigyelhető még, hogy amíg a kétszintes modell esetében az egymástól távol lévő (szeparált) lézertimpulzusok esetén a várt 2  $\hbar k$  átadott impulzus adódik, addig a rubídiumatom esetén ez az érték lecsökkent (ez a korábbi modellnél is látható volt). Egy ilyen esetre kiszámoltam a populációk változását (a spontán emisszió és a visszapumpáló lézerek figyelmen kívül hagyásával), amely a 48. ábrán látható.



48. ábra – A rubídiumatom nívóinak időbeli, az azonos irányban frekvenciamodulált impulzuspár hatása során bekövetkező populációváltozása.

A magyarázat a csörpölt impulzusok frekvenciafutásában rejlik. A két ellentétes irányból érkező lézertény frekvenciafutása azonos. A fény frekvenciája a rezonancia fölhangolásból aláhangelésbe fut. A szeparált esetben az első lézerimpulzus a teljes populációt a felső gerjesztett nívóra juttatja. A második azonban miután átseper az atomi átment rezonanciáján, a többi átmenetet is érinti így a populáció egy részét szétosztja a gerjesztett nívóra. Ezt bizonyítja, hogy ha a második impulzus frekvenciafutásának irányát megváltoztatva számolom ki a populációk időfejlődését, a  $2 \hbar k$  lendület valóban megkapható, illetve a teljes atomi populáció visszakerül a felső alapnívóra (g3):



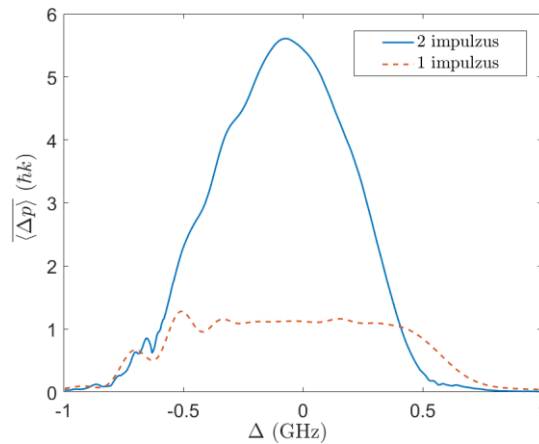
49. ábra Ellentétes irányú csörpsebességgel rendelkező, de szeparált lézerimpulzusok hatására az atomi nívók populációváltozása.

Az eltérő futású csörp hatására mindkét irányban adiabatikus átmenet kelthető ezért akár célszerű lenne különböző irányú frekvenciafutással használni a két lézerimpulzust (49. ábra).



Azonban a többfotonos adiabatikus átmenet egyik feltétele az, hogy a két lézertény frekvenciája közti fáziskülönbség állandó legyen, ami ebben az esetben nem teljesülne [76].

Az impulzusátadást a frekvencia-elhangolás függvényében,  $\tau_d = 3 \text{ ns}$  impulzuskésleltetési időre (a korábban említett többi impulzusparaméterrel) kiszámolva a 50. ábrán látható eredményt kaptam.



50. ábra - Az új összetett modellben  $5.59 \hbar k$  a maximum, amelyet  $-0.085 \text{ GHz}$  elhangolás során vesz fel. 1 impulzus az egy irányú lézertimpulzust jelenti, a 2 impulzus az ellentétes irányból érkező átfedő lézertimpulzuspárt.

A lendületátadás csak egy irányból történő megvilágítás esetén a várt  $1 \hbar k$ , ugyan néhol meghaladja ezt, ami magyarázható szintén azzal, hogy az impulzushosszak nem sokkal kisebbek, mint a spontán emissziós élettartam. Ugyanakkor az átfedő impulzusok a vártak megfelelően többfotonos adiabatikus átmenetet okoznak, annak ellenére, hogy a  $3 \text{ ns}$  értékhez nem tartozik momentumtranszfer-csúcs az impulzuskésleltetés függvényében.

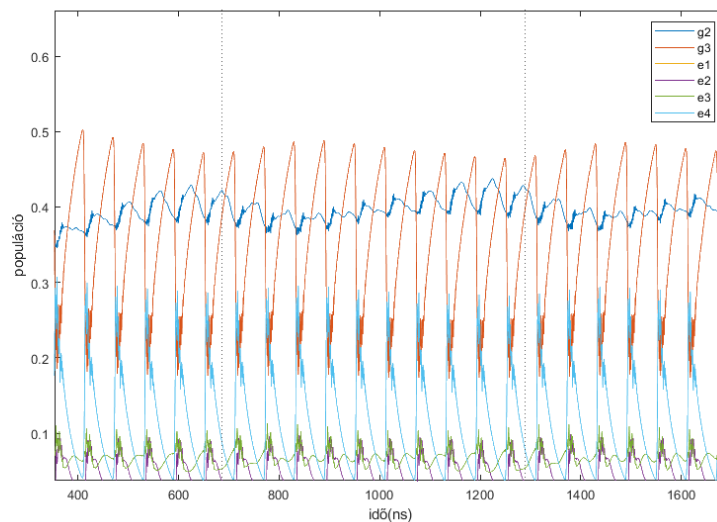
Az így kapott kb.  $5.6 \hbar k$  impulzusátadás még mindig meghaladja a kísérletben megfigyelt  $3 \hbar k$  értéket.

#### 6.4. A populáció stacionárius állapota

A kísérlet során egy lézertimpulzuspár hatását nem tudtuk megvizsgálni, mivel az atomfelhő elmozdulása túl kicsi lett volna a mérés felbontóképességéhez képest. Ezért hosszabb impulzussorozattal végeztük az atomokkal való kölcsönhatást, amely esetünkben 5000 lézertimpulzuspár együttes lendületátadását jelentette.

Így viszont a szimulációs modellt sem elegendő egy impulzuspárra megoldani (ahogy ezt a korábbi két modell esetén tettem), hanem ezt a teljes kölcsönhatásra szükséges elvégezni. Ez azonban nagyon számolásigényes, mert minden egyes beállításon, minden fázisra 5000 impulzuspárra kell kiszámolni a bővített mester-egyenletet.

Az eredmények vizsgálata során észrevettem, hogy a populációváltozás 20-30 impulzuspár után egy stacionárius állapotot érhet el, ami azt jelenti, hogy az ezután következő lézerimpulzusok hatására az atomi szintek populációi a kezdeti állapotba érkeznek vissza. A kezdeti beállításoktól függően a szimulációk azt mutatták, hogy ez a stacionárius állapot egy vagy akár 10 impulzuspár periodicitású is lehet (tíz impulzuspár után érkezik vissza a kezdeti állapotba).



51. ábra – A numerikus szimulációk közül példaként egy olyan esetet ábrázolok, ahol 10 impulzuspár a stacionárius állapot periódusa. A g2, g3 atomi alapállapotok és az e1, e2, e3, e4 atomi gerjesztett állapotok populációinak változása látható az impulzussorozat hatása során. Szaggatott függőleges vonallal jeleztem a stacionárius állapot periodikusságát.

Azzal a feltételezéssel éltem, hogy miután a stacionárius állapotba kerül a rendszer, elegendő egy periódusra kiszámolni a kölcsönhatásokat. A periódusra és a különböző kezdőfázisokra kiátlagolva a kapott eredmény megfeleltethető annak, mintha 5000 impulzuspárra történt volna meg a számolás és abból számoltam volna vissza egy impulzuspár hatását. Így a számolási igény két nagyságrenddel csökkent. A 51. ábrán látható, hogy a visszapumpáló lézer a populáció kb. 60%-át tartja a kölcsönhatási tartományban.

További befolyásoló tényező a mágneses tér jelenléte. A kölcsönhatás során a csapdázó nyalábok ki vannak kapcsolva, hogy a csapdázó erők ne befolyásolják a gyorsító erőt, azonban a mágneses tér továbbra is jelen volt. Ez azt jelenti, hogy a hiperfinom nívók felhasadnak a

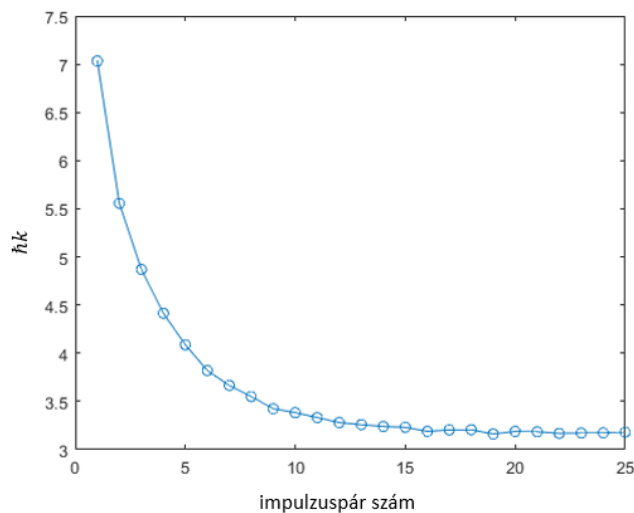
Zeemann-effektus miatt és a rezonanciafrekvencia eltolódik. Végezetül az atomcsapda gyorsulása miatt szintén rezonanciafrekvencia-tolódás történik (Doppler-effektus), így ennek hatása is befolyásolja a végső impulzusátadás mértékét. Ezen jelenségek hatását a szimulációban teljesen pontosan figyelembe venni nem volt lehetséges.

## 6.5. Szimulációs eredmények a kísérleti beállítások szerint

Elvégeztem a fent bemutatott szimulációt újra (ugyanazokkal a bemeneti paraméterekkel) azonban a mester-egyenletet annyi impulzus párra számoltam ki, amíg a rendszer a stacionárius állapotba nem jut. Az atomok gyorsulása során okozott frekvencia elhangolódástól való függés vizsgálatához több Doppler-elhangolás értékkel is elvégeztem a szimulációt.

16 különböző kezdőfázisra számoltam ki egy beállítást, amelyeket a  $[0, \pi]$  intervallum egyenletes felosztásával választottam ki, majd a kapott eredmények átlagértékét vettem.

Először a stacionárius esetet kerestem meg, amely már 25 impulzuspár után beállt, ez a 52. ábrán látható.



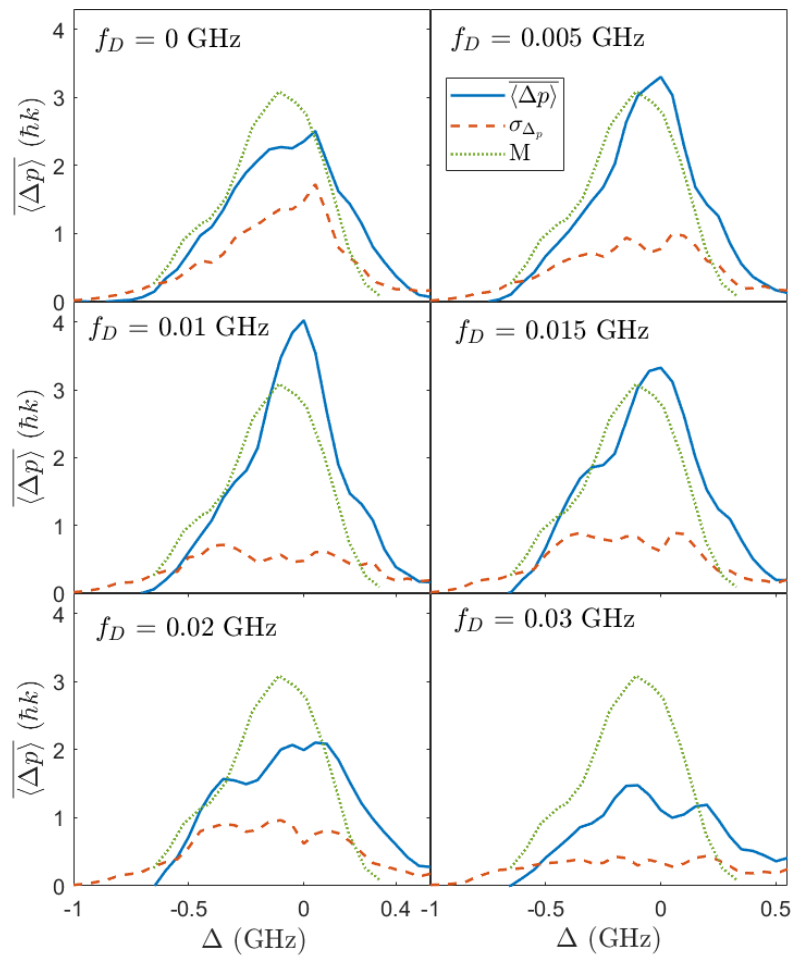
52. ábra – A stacionárius állapot.

Az így kialakult stacionárius állapot periódusára (amely jelen esetben 2 impulzuspár) számolva az impulzusátadást és annak az átlagát vizsgáltam.

Az atomok a kölcsönhatás során az érkező impulzuspárok hatására folyamatosan gyorsulnak, ezért a Doppler-eltolódás is folyamatosan változik. Ahhoz, hogy ezt pontosan figyelembe

vegyük, a teljes kölcsönhatási időre a szimulációt le kellett volna futtatni, amire a számítási kapacitás korlátai miatt nem volt lehetőség. Ezért néhány konstans Doppler-eltolódás értékre végeztem a számolásokat olyan módon, hogy az oda-, és visszafelé haladó lézerpulzusokra azonos nagyságú, de ellentétes előjelű frekvencia-eltolódást vettem számításba. Ezeket az értékeket tekinthetjük a gyorsulás során átlagos Doppler-eltolódásoknak, amelyek a kölcsönhatás eredményét befolyásolják.

A stacionárius állapot elérése után az atomok számára az átlagos impulzusátadása egy lézerpulzuspárnak az 53. ábrán látható, több átlagos Doppler-eltolódás értékre megvizsgálva.



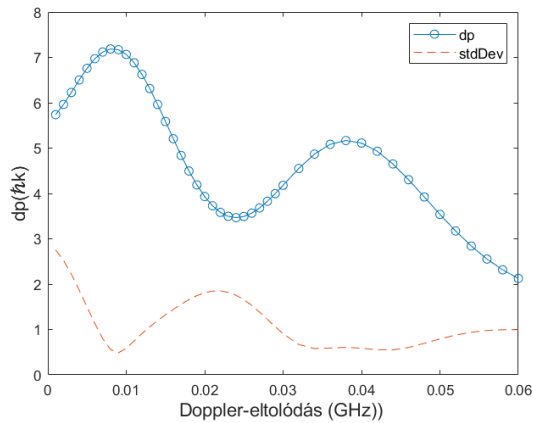
53. ábra - Az ábrán különböző Doppler-eltolódásoknál ( $f_D$ ) vizsgáltam meg a szimulációs eredményeket. Az ábrákon az elhangolás ( $\Delta$ ) függvényében a kapott átlagos impulzusátadás ( $\langle \Delta p \rangle$ ) illetve ennek szórása ( $\sigma_{\Delta p}$ ), valamint a mérési (M) eredmény látható.

Ezen eredmények közül látható, hogy két esetben a méréshez már hasonló szimulációs eredményt kaptam ( $f_D = 0.005$  GHz,  $f_D = 0.015$  GHz), noha teljes mértékben egyik ábra sem tud megfelelni a kísérletben tapasztalt eredményeknek. Az atomok a teljes kölcsönhatás során az érkező impulzuspárok hatására folyamatosan gyorsulnak, ennek hatására a Doppler-eltolódás

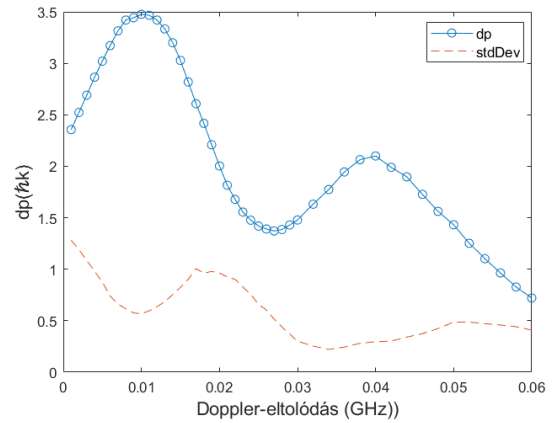
is folyamatosan változik. Ebből adódik az is, hogy az átadott lendület is más és más lesz az időben, ez is látható az 53. ábrán. A kísérletben mért görbe egy átlagértéke az ábrázolt szimulációs eredményeknek.

Elvégezve egy szimulációt az átlagos impulzusátadásra  $\langle \Delta p \rangle$  egy bizonyos elhangolás esetén, de egy nagyobb Doppler-tartományon [0 GHz, 0.06 GHz] megfigyelhető, hogy az atomok a gyorsulásuk során egyes Doppler-értékeknél szélső értékeket, lokális maximum, illetve minimum impulzusátadást tapasztalnak. Ez az 54. ábrán látható.

a.)



b.)



54. ábra - Impulzusátadás egy átfedő impulzuspár hatására, illetve ennek szórása  $\Delta=0$  elhangolás esetén a Doppler-eltolódás függvényében. a.) Az első impulzuspár hatása. b.) Miután a rendszer stacionárius állapotba került. Az átfedő impulzusok közti késés  $\tau_d = 3$  ns, illetve a többi paraméter is a korábbiakkal megegyező volt.

A görbéket összevetve a korábbi momentumátadás–impulzuskésés ( $\tau_d$ ) grafikonnal (47. ábra), megállapítható, hogy hasonlóságot mutatnak és valóban szoros kapcsolatban állnak. Mivel a csőrp az impulzus maximumánál közel lineáris, egy kis Doppler-frekvenciaeltolódás eredményeképpen az előre haladó lézerpulzus a rezonanciát egy kicsit korábban fogja elérni, míg a visszavert impulzus egy kicsit később. Ez a Doppler-jelenség a bejövő és a visszavert impulzusok közötti effektív késést növeli.

Összehasonlítva az 53. ábrán lévő görbéket elmondható, ha  $\langle \Delta p \rangle$  nagy, a melegedés többnyire kisebb, és ez igaz több  $\Delta$ -ra is, nem csak  $\Delta=0$  esetén. Ez, azzal együtt, hogy az impulzusátadás hosszabb időre vett átlaga nagyobb mint  $2\hbar k$ , egyértelműen jelzi, hogy a többfotonos adiabatikus folyamatok, tökéletlenül bár, de megvalósulnak az atomi transzlációs állapotok hosszú távú evolúciója alatt. Az impulzussorozat során valószínűsíthető, hogy egymás után különböző rendű többfotonos adiabatikus átmenetek következnek be.

A koherens gyorsítás egy-egy többfotonos plató mentén időben limitált, amit az impulzusok közötti effektív késés időben való változása okoz, a változó Doppler-elhangolódás miatt. Ez az atomok felmelegedéséhez is vezet, így mindenképp behatárolja a módszer használhatóságát. A kísérleti eredmények alapján az atomok átlagosan legfeljebb kb. 3 fotonlendületet kapnak impulzuspáronként (ahol egy fotontól létrejövő Doppler-elhangolódás 7.7kHz), amely ~23kHz-et jelent. Ez 5000 impulzus pár során 115 MHz amely már nem elhanyagolható azonban az átseper frekvenciatartományánál kisebb érték miatt úgy gondolom nagyságrendi eltérés nem várható.

Fontos még megemlíteni, hogy amikor az atomok elhagyják a csapda középpontját, a növekvő mágneses tér egyre jobban eltolja a rezonanciafrekvenciát, ezért az atomok időben változó erőt érzékelnek. A mágneses tér változása nagyjából 30 Gauss/cm [27] amely értékkel kiszámolva a Zeemann-eltolódást a csapda szélén (~ 1mm) néhány MHz-et jelent. Az atomcsapda elmozdulása során (1-2cm) ez pár 10 MHz frekvenciaelhangolódás. Ez az érték jóval kisebb, mint a hiperfinom nívók távolsága, és szintén sokkal kisebb, mint az átseper frekvenciatartomány. Ez a további bonyolító tényező jelen dolgozatban nincs figyelme véve a szimulációban. Mindazonáltal jelentős különbség a mágneses tér figyelembevételével nem várható.

Megmutattuk, hogy az egymással szembe haladó és az atommal kölcsönható átfedő lézerimpulzuspárokkal keltett többfotonos adiabatikus átmenet egy hatásos módszer atomok gyorsítására. Az átfedő impulzusok esete több okból is hatékonyabb, mint egy sorozat egymással szemben haladó, de nem átfedő lézerimpulzus. Először, a kölcsönhatás ideje sokkal rövidebb egy impulzuspárra (kevesebb idő áll rendelkezésre spontán emisszióra), így a koherencia fenntartása könnyebb. Másodsor, a lendületátadás, egy átfedő lézerimpulzuspárra  $2n\hbar k$ , amely n-szer nagyobb, mint amennyit, egy nem átfedő pár okozni tud. Hiszen míg a külön érkező impulzusok esetén egy fotoncsere történik, addig az átfedő esetben több, amiből adódik a nagyobb impulzusátadás. Ennek a nagysága a beállított kölcsönhatási paraméterektől függ (impulzushossz, átfedés nagysága, csőrpsebesség, csúcsintenzitás). Harmadsor, a többfotonos adiabatikus átmenet keltése átfedő lézerimpulzusokkal sokkal robusztusabb, amikor a lézerimpulzus frekvenciatartománya elég széles ahhoz, hogy több gerjesztett átmenetet is felöleljen (tehát az impulzus frekvenciája átsöpörjön ezeken), de az impulzushosszból adódó sáv szélessége kisebb, mint az alnívók távolsága. Ebben az esetben szeparált impulzusok kölcsönhatása során a populáció nem a megfelelő atomi nívókra oszlik szét, így az átadott impulzus drasztikusan lecsökkenhet. Ilyen beállításnál az átfedő impulzusok nem csak hogy nagyobb effektust okoznak, de az egyetlen megoldást jelentik az atomok

adiabatikus gyorsítására. Végezetül az is látható, hogy a növekvő Doppler-hatás miatt az atomok gyorsulása során az átfedő impulzusok közötti effektív késés változik. Ez behatárolja az időtartamot, amíg egy adott rendbeli többfotonos kölcsönhatás le tud játszódni.

#### **4. TÉZISÁLLÍTÁS**

Új, kibővített modellt dolgoztam ki rubídiumatomokon keltett többfotonos adiabatikus átmenet numerikus szimulációjához, mivel a korábbi elméleti modellekkel végzett numerikus szimulációk jelentősen eltértek a kísérleti eredményektől. Ez a modell tartalmaz a kísérlet során nélkülözhetetlen elemeket – a spontán emisszió és visszapumpáló lézerek hatását, valamint az atomok mozgásából adódó Doppler-effektust. Az új modell numerikus megoldásai jól írják le a kísérletben tapasztaltakat [S2].

## 7. Összefoglalás

Az értekezésben ismertetett munka célkitűzése magneto-optikai csapdában összegyűjtött atomok minél hatékonyabb koherens gyorsításának kísérleti megvalósítására irányult. A koherens impulzusátadással az atomfelhő számottevő melegedés nélkül gyorsítható, ezért az a hideg atomokkal végzett különféle kísérletekben jól használható technikát jelentene. A konkrét megvalósítás motivációjaként az a korábbi elméleti, szimulációs eredmény szolgált, amelyben kimutatható volt, hogy egymással szembehaladó és az atomfelhőben részben átfedő, csörpölt lézerpulzusokkal többfotonos adiabatikus átmenet kelthető, amelyben az impulzuspáronkénti lendületátadás a  $2\hbar k$  érték többszöröse is lehet.

A dolgozat elején bemutattam a kétszintes atom és a rezonáns fény koherens kölcsönhatásának alapfolyamatait, illetve az adiabatikus átmenet keltésének feltételeit. Ezután tárgyaltam a többfotonos adiabatikus átmenet leírását a kétszintes atommodellben. Mivel a kísérleteket rubídiumatomokon végeztem, a kétszintes elméleti modell után a rubídium teljes nívószerkezetét tartalmazó modellt is bemutattam. Ezt követően a sűrűségoperátor formalizmust vezettem be, amelyre a tényleges kísérleti környezetben nem elhanyagolható spontán emisszió figyelembevételéhez volt szükség.

A dolgozat második felében az elvégzett munka és a kapott eredmények bemutatása következett. Itt tárgyaltam egyrészt a kísérletek során felmerült gyakorlati problémák megoldását, a magneto-optikai csapdába gyűjtött atomokkal elvégzett méréseket, valamint a szimulációs számítások eredményeit. A kísérleti és a számítással kapott eredmények összevetése azt mutatta, hogy a valós mérési körülmények hatása sem elhanyagolható, így az elméleti modell is módosításra szorult, hogy a kísérlettel megfelelően összevethető szimulációs eredményt kapjak.

1. A kísérlet során felmerült a frekvenciamodulált lézer stabilizálási problémája. Ennek megoldására egy egyszerű és praktikus stabilizálási módszert dolgoztam ki egy spektrumanalizátor felhasználásával, amelyben a megjelenített lebegési spektrum tetszőleges oldalsávjának kicsatolt elektromos jelére stabilizálható a frekvenciamodulált lézer. A módszer alapja, hogy a frekvenciamodulált lézert egy folytonos üzemű (frekvenciastabilizált) referencia lézerrel interferenciába hozzuk. A kapott lebegési jel Fourier-spektrumát egy spektrumanalizátorral megjelenítettem, majd a munkapontot az egyik frekvenciacsúcs oldalán beállítottam. Ennek működését kísérletileg is igazoltam.



2. A kísérletekhez nanoszekundumos időtartományba eső, adott frekvenciafutással rendelkező lézerimpulzusok szükségesek, amelyek előállítása folytonos üzemű, frekvenciamodulált diódalézer sugárzásából amplitúdómodulátorokkal történt. Egymással sorban két modulátort használtunk, hogy a megfelelő impulzuskontraszt elérhető legyen. Mivel bizonyos típusú ("Z-cut") modulátorok hozzáadott frekvenciacsörpöt okozhatnak, ennek vizsgálata és kiküszöbölése fontos volt a kísérlethez. Az ehhez szükséges mérési eljárásban egy homodin interferencia jel adta a kiértékelendő eredményt, és a szükséges csörp-paramétereket függvényillesztéssel határoztam meg. Az eredmény azt mutatta, hogy a sorba kötött amplitúdómodulátorok közül az egyik jóval nagyobb frekvenciamodulációt, míg a másik majdnem elenyészőt okoz. Azonban a két modulátor nyitását jól időzítve beállítható, hogy a kapott végső impulzus parazita frekvenciamodulációja elhanyagolható legyen, amellet, hogy elértem a szükséges kontrasztot. A kialakult impulzus frekvenciaparaméterei pedig egy diagnosztikai módszerrel, amelyben matematikai függvényillesztést végzek egy referencianyalábbal keltett lebegési jelre, folyamatosan figyelhető.
3. Kísérleteket végeztünk a magneto-optikai csapdában összegyűjtött rubídiumatomok minél nagyobb hatékonyságú koherens gyorsítására, a többfotonos adiabatikus átvitel kimutatására. A kölcsönhatást meghatározó fő paraméterek a következők voltak:  $I_{peak} = 100 \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau = 7.7 \text{ ns}$ ,  $\beta = -62 \text{ MHz/ns}$ ,  $\tau_d = 3 \text{ ns}$ . Ezek mellett a modulált lézer középfrekvenciáját hangolva kerestük meg a maximális impulzusátadást. A kiértékelés során a Gauss-eloszlásúnak feltételezett atomcsapda lézerimpulzuspáronként nyert maximális lendülete kb.  $3 \hbar k$  értékűnek adódott, ami egyértelműen mutatja a többfotonos átmenet jelenlétét.
4. Szimulációval igyekeztem kimutatni, hogy a kísérletekben tapasztalt eredmény valóban többfotonos adiabatikus átvitelre utal. Ezért a kísérletben szereplő tényezők hatását próbáltam meg a szimulációs modellekben is figyelembe venni. Az egyik fontos tényező, hogy a kísérletet egy impulzuspárral nem tudtam elvégezni, csak impulzuspárok hosszú sorozatával, ezért a spontán emisszióval mindenképpen szükséges a modellt bővíteni. A szimulációt elvileg a kísérletben alkalmazott 5000 impulzuspárra kellene elvégezni, azonban az ehhez szükséges számolási kapacitás nem állt rendelkezésemre. Megfigyeltem azt, hogy az atomi populáció változása stacionárius állapotba kerül egy bizonyos idő után, és attól kezdve néhány impulzuspár (1- 10) hatása

után ugyanabba a kezdő állapotba kerül a rendszer. Így elegendő csak erre a szakaszra a szimulációt elvégezni és visszaszámolni belőle az egy impulzuspár hatását. Emellett a visszapumpáló lézernyalábok jelenlétét is számításba kellett venni. Továbbá fontos még figyelembe venni, hogy az atomfelhő a kísérlet során nem áll, hanem folyamatosan felgyorsul, így feltételeztem egy átlagos Doppler-elhangolódást a lézerfrekvenciákhoz képest. Erre a paraméterre végeztem egy analízist és bizonyos értékeknél a szimuláció közeli egyezést mutatott a kísérleti eredménnyel.

Noha az összes kísérleti tényezőt a szimulációs számításokban nincs lehetőségünk figyelembe venni, a kibővített modellel kapott adatok jó egyezése a kísérletben megfigyelt eredményekkel azt mutatja, hogy a modell jó kvalitatív leírását adja a folyamatoknak, és alátámasztja a többfotonos adiabatikus folyamatok fellépését (még ha nem is tökéletesen tiszta formában) az elvégzett kísérletekben.

## 8. A dolgozat tézispontjai

### 1. Tézispont

Egy analóg spektrumanalizátor felhasználásával egyszerű és praktikus módszert dolgoztam ki, amellyel egy frekvenciamodulált diódalézer középfrekvenciájának csúszása és szórása lecsökkenthető. A stabilizálandó és egy referencialézer sugárzásának lebegési jelét a spektrumanalizátoron megjelenítve, a lebegési spektrum tetszőleges oldalsávjának elektronikusan kicsatolt jelére stabilizálható a modulált lézer [S1].

### 2. Tézispont

Bemutattam, hogy folytonos üzemű lézersugárzásból két különböző típusú Mach-Zehnder amplitúdómodulátorral - megfelelő időzítéssel - kivágható egy néhány nanoszekundumos lézerimpulzus, amely jó kontraszttal rendelkezik és hozzáadott frekvenciamodulációtól mentes. Az így kialakult impulzus frekvenciaparamétereinek nyomon követésére kidolgoztam egy módszert, amelynek lényege, hogy az impulzus mellett folyamatosan felvételre kerülnek a kicsatolt diagnosztikai nyalábok referencialézerrel vett lebegési jelei, amelyekre matematikai formulát illesztve a keresett paraméterek meghatározhatók. [S1].

### 3. Tézispont

Mageto-optikai csapdába összegyűjtött rubídiumatomokon csörpölt átfedő lézerimpulzus párok segítségével gyorsítási kísérleteket végeztem. Bemutattam, hogy az általam ismerttetett kísérleti paraméterekkel a  $2\hbar k$ -t meghaladó átlagos impulzusátadás mérhető. Ez a tény bizonyítja, hogy többszörös fotoncsere megy végbe a kölcsönhatás során [S2].

### 4. Tézispont

Új, kibővített modellt dolgoztam ki rubídiumatomokon keltett többfotonos adiabatikus átmenet numerikus szimulációjához, mivel a korábbi elméleti modellekkel végzett numerikus szimulációk jelentősen eltértek a kísérleti eredményektől. Ez a modell tartalmaz a kísérlet során nélkülözhetetlen elemeket – a spontán emisszió és visszapumpáló lézerek hatását, valamint az atomok mozgásából adódó Doppler-effektust. Az új modell numerikus megoldásai jól írják le a kísérletben tapasztaltakat [S2].

## 9. Conclusion

The objective of the work described in this thesis is the efficient coherent acceleration of atoms collected in a magneto-optical trap. A coherent momentum transfer can accelerate the atomic cloud without significant heating, and therefore it is applicable for various experiments with cold atoms. The motivation for this particular implementation was the previous theoretical and simulation result, in which it could be shown that counter-propagating, and within the atom cloud partially overlapping, chirped laser pulses can cause multiphoton adiabatic transition in which the momentum transfer per pulse pair can be several times  $2 \hbar k$ .

At the beginning of the thesis, I introduced the basic coherent interactions between a two-level atom and resonant light, as well as the conditions for the generation of the adiabatic transition. The description of the multiphoton adiabatic transition in the two-level atom model was discussed. Since the experiments were carried out on rubidium atoms, the description of the two-level theoretical model was followed by presentation of the level-structure of rubidium . Then the density operator formalism was introduced, which is needed to include spontaneous emission, which is not negligible in a realistic experimental environment.

The second part of the paper presented the work carried out and the results obtained. I discussed the practical problems encountered in the experiments, the measurements carried out with atoms collected in a magneto-optical trap, and the results of the simulations. The comparison of the experimental and computational results showed that the influence of measurement conditions is not negligible, so the theoretical model had to be modified in order to obtain simulation results that are sufficiently comparable with the experiments.

1. During the experiment, the problem of stabilising the frequency-modulated laser arose. To solve this problem, I have developed a simple and practical stabilization method using a spectrum analyzer, in which the frequency modulated laser can be stabilized to the outcoupled electrical signal of any sideband of the displayed beat spectrum. The method is based on interfering the frequency modulated laser with a continuous wave (frequency stabilized) reference laser. The resulting Fourier spectrum is then displayed with a spectrum analyzer then the working point was set near to one of the frequency peaks. I have verified the performance of the method experimentally as well.
2. For the experiments nanosecond time scale, frequency swept pulses were needed, which were generated from the continuous radiation of a frequency modulated diode laser

using amplitude modulators. Two modulators in series were used in order to reach the necessary pulse contrast. Since some types of modulators ("Z-cut") may cause additional frequency chirp, it was important to investigate and eliminate this in the experiment. In the measurement procedure required for this purpose, a homodyne interference signal was used as the result to be evaluated, and the required chirp parameters were determined by function fitting. The result showed that one of the amplitude modulators used in series caused significant frequency modulation, while the other one introduced almost none. However, by properly timing the opening of the two modulators, the resulting final parasitic frequency modulation can become negligible, in addition to achieving the required contrast. The frequency parameters of the resulting pulses can be monitored continuously using a diagnostic method, in which I perform a mathematical function fitting to a beat signal generated with a reference signal.

3. We have performed experiments on the efficient coherent acceleration of rubidium atoms initially collected in a magneto-optical trap, in order to demonstrate multiphoton adiabatic transfer. The main parameters effecting the interaction were the following:  $I_{peak} = 100 \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau = 7.7 \text{ ns}$ ,  $\beta = -62 \text{ MHz/ns}$ ,  $\tau_d = 3 \text{ ns}$ . The frequency was adjusted to yield the maximum effect. The maximum momentum gain per pulse pair of the atomic trap (assumed to have Gaussian distribution) was  $3.09 \hbar k$ , which clearly indicates the presence of a multiphoton transition.
4. I tried to show by numerical simulation that the experimental results had indeed indicated the occurrence of multiphoton adiabatic transmission, by including the effects of the experimental parameters in the simulation models. One important factor is that I could not perform the experiment with a single pulse pair, but only a long series of pulse pairs, so the model must be extended to include spontaneous emission. In principle, the simulation should include the 5000 pulse pairs used in the experiment, but the computational capacity required for this was not available. I have observed that the atomic population reaches a stationary state after a certain amount of time and from then on, the system behaves cyclically with a period of a few pulse pairs (1-10). It is therefore sufficient to run the simulation only until it reaches this point, and then to calculate the effect of one pulse pair using the results obtained for this cycle. Presence of the repumping lasers cannot be omitted either. Furthermore, it is important to note that the cloud of atoms is not stationary during the experiment, but it is continuously accelerating, so I assumed an average Doppler shift relative to the laser frequencies. I

performed an analysis for this parameter and at certain values the simulation showed a close agreement with the experimental result.

Although all the experimental parameters cannot be taken into account in the numerical simulations, the good qualitative agreement between the results of the experiments and the calculations with the extended model indicate that the latter can be used to interpret the observed processes, and corroborates the occurrence of multiphoton adiabatic processes (although imperfectly realized) in these experiments.

## 10. Thesis points

### 1. Thesis point:

Using an analogue spectrum analyser, I have developed a simple and practical method to reduce the drift and fluctuation of the centre frequency of a frequency modulated diode laser. By displaying the beat signal of the beam of the laser to be stabilized and a reference laser on the spectrum analyzer, the modulated laser can be stabilized to the electronically output signal of an arbitrary sideband of the beat spectrum [S1].

### 2. Thesis point:

I have shown that a few-nanosecond-long laser pulse with good contrast and no additional frequency modulation can be cut out from continuous wave laser radiation using two different Mach-Zehnder type amplitude modulators with appropriate timing. To monitor the frequency parameters of the resulting pulse, I have developed a method whereby, together with the pulse shape, the beat signals of the diagnostics beams with a reference laser are also continuously recorded, from which the parameters of interest can be determined by fitting a mathematical formula. [S1].

### 3. Thesis point:

I have carried out acceleration experiments using pairs of overlapping chirped laser pulses on rubidium atoms collected in a magneto-optical trap. I have shown that an average momentum transfer in excess of  $2\hbar k$  can be measured with the experimental parameters presented here. This implies that multiple photon exchange occurs during the interaction [S2].

### 4. Thesis point:

I have developed a new extended model for the numerical simulation of the multi-photon adiabatic transition on rubidium atoms, since numerical simulations with previous theoretical models deviated significantly from experimental results. This model includes elements that are essential for the experiment - the effects of spontaneous emission and repumping lasers, and the Doppler effect due to the motion of the atoms. The numerical solutions of the new model describe the experimental results approximately well [S2].

## 11. Köszönetnyilvánítás

A dolgozatban szereplő kísérletek a Wigner Fizikai Kutatóközpont Részecske- és Magfizikai Intézet Plazmafizikai Osztály Lézerlaboratóriumában készültek.

Ez úton szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Kedves Miklósnak a dolgozatom elkészítésében nyújtott segítségéért és útmutató tanácsaiért, ötleteiért. Demeter Gábornak, aki éles meglátásaival és az elméletek alapos átbeszélésével tette gördülékenyebbé a dolgozat elkészülését. Szeretném megköszönni a MTA Wigner FK RMI Plazmafizika osztály munkatársainak név szerint: Sörlei Zsuzsa, Bakos József, Ignác Péter, Szigeti János, Ráczevi Béla, valamint Dzsotjan Gagik, Sándor Nóra, Dzsotján Dávid, akik szintén rengeteg segítséget nyújtottak az elméletek és kísérletek megértésében, valamint a közös munkába való bekapcsolódásban.

Köszönet Ádám Péternek, akinek támogatása végig kísérte a doktori időszakomat.

Külön megköszönném testvéremnek Varga-Umbrich Eszternek, valamint Tompa Tamásnak mind szakmailag mind emberileg nyújtotta támaszt.

Megköszönném Bankó Zoltánnak csoportvezetőmnek, aki megteremtette a lehetőséget, hogy munka mellett ez a dolgozat elkészüljön.

Köszönet illeti két barátomat Hurtony Tamást és Majoros Tamást, akik végig hittek bennem, bátorítottak a hosszú idő alatt.

Hálásan megköszönném szüleimnek, anyósomnak és apósomnak azt a szeretetet, amit végig nyújtottak.

Végezetül családomnak Lillának, Tasnak és Zéténynek is szeretném megköszönni, akiktől azt a rengeteg időt elvettem, hogy a dolgozat elkészüljön és a legnehezebb időkben is mellettem álltak végtelen türelemmel nyugtattak és bíztattak.



## 12. Publiációk jegyzéke

### 12.1. Referált folyóiratban megjelent publikációk

- [S1]. **K. Varga-Umbrich**, J. S. Bakos, G. P. Djotyán, P. N. Ignác, B. Ráczevi, Zs. Sörlei, J. Szigeti és M. Á. Kedves, „Stabilization and time resolved measurement of the frequency evolution of a modulated diode laser for chirped pulse generation,” *Laser Physics*, vol. 26, p. 055006, 2016.
- [S2]. **K. Varga-Umbrich**, J. S. Bakos, G. P. Djotyán, Z. Sörlei, G. Demeter, P. N. Ignác, B. Ráczevi, J. Szigeti és M. Á. Kedves, „Coherent manipulation of trapped Rb atoms by overlapping frequency-chirped laser pulses: theory and experiment,” *The European Physical Journal D*, vol. 76, p. 70, 2022.

### 12.2 Poszterek

- [P1]. G.P.Djotyán, J.S. Bakos, G. Demeter, Zs. Sörlei, D.Dzsotjan, N. Sándor, M.Á.Kedves, B. Ráczevi, **K.Varga-Umbrich**, „Coherent control of quantum states: From atoms to high-order harmonics generation and acceleration of particles” *Wigner 111 Symposium* (2013)
- [P2]. M.Aladi, J. Bakos, I.F. Barna, A.Czitrovsky, G.Djotyán, P. Dombi, D.Dzsotjan, I. Földes, G. Hamar, P. Ignác, M. Kedves, A. Kerekes, P. Lévai, I. Márton, A. Nagy, D.Oszetzky, M. Pocsai, P. Rác, B.Ráczevi, J. Szigeti, Zs.Sörlei, R.Szipöcs, D. Varga, **K.Varga-Umbrich**, S. Varró, L. Vámos, Gy.Vesztergombi, „The Wigner RC contribution to the CERN AWAKE experiment” *Wigner 111 Symposium* (2013)
- [P3]. M.Aladi, J.S.Bakos, I.F.Barna, A.Czitrovsky, G.P.Djotyán, P.Dombi, P.N.Ignác, M.A.Kedves, I.Márton, A.Nagy, D.Oszetzky, M.A.Pocsai, P.Rác, B. Ráczevi, J.Szigeti, Zs. Sörlei, D.Varga, **K.Varga-Umbrich**, L.Vámos, „Experimental Studies for Rubidium-Plasma Generation by Femtosecond Laser Pulses” *2nd European Advanced Accelerator Concepts Workshop* (2015)
- [P4]. G.P. Djotyán, M. Á. Kedves, B. Ráczevi, **K.Varga-Umbrich**, J.S. Bakos, Zs. Sörlei, J. Szigeti, P. N. Ignác, P. Lévai, I.F. Barna, A. Czitrovsky, P. Dombi, P. Rác, „Laser plasma source at Wigner Research Center for Physics” *ELI workshop* (2015)

### 12.3 Egyéb publikációk

- [K1]. M.Aladi, J. Bakos, I.F. Barna, A.Czitrovsky, G.Djotyán, P. Dombi, D.Dzsotján, I. Földes, G. Hamar, P. Ignácz, M. Kedves, A. Kerekes, P. Lévai, I. Márton, A. Nagy, D.Oszetzky, M. Pocsai, P. Rácz, B.Ráczkevi, J. Szigeti, Zs.Sörlei, R.Szipöcs, D. Varga, **K.Varga-Umbrich**, S. Varró, L. Vámos, Gy.Vesztergombi, „Pre-excitation studies for rubidium-plasma generation”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 740, p. 203, 2014.
- [K2]. G.P.Djotyán, J.S.Bakos, M.Á.Kedves, B.Ráczkevi, D.Dzsotján, **K.Varga-Umbrich**, Zs.Sörlei, J.Szigeti, P.Ignácz, P.Lévai, A.Czitrovsky, A.Nagy, P.Dombi és P.Rácz, „Real-time interferometric diagnostics of rubidium plasma,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, vol. 884, p. 25, 2018.
- [K3]. G.P.Djotyán, J.S.Bakos, P.Ignácz, M.Á.Kedves, B.Ráczkevi, N. Sándor, Zs. Sörlei, J. Szigeti, **K. Varga-Umbrich** „Koherens kontroll fázismodulált rövid lézertimpuszokkal: alkalmazása magasabbrendű harmonikusok keltésénél és részecskegyorsításnál,” *Kvantumelektronika 2014: VII. szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről. Helyszín: Budapest, Magyarország*, 187p. pp. 66-67. 2014.

### 12.4 Szabadalmak

- [SZ1]. **K Varga-Umbrich**, B Jatekos, J.S. Gal, „*Dual purpose 3D image sensor integrated into automotive wing mirrors*”, DE102019211033A1; publikálva: 2021.01.28.
- [SZ2]. G. Friedmann, K.E. Horvath, **K. Varga-Umbrich**, „*Special light guide for illuminated rotary knob*”, DE102019209504A1; publikálva: 2020.12.31.
- [SZ3]. **K. Varga-Umbrich**, B. Jatekos, „*Image generator unit quasi 3D laser projector-based head-up display system*”, DE102018211533A1; publikálva: 2020.01.16.
- [SZ4]. **K. Varga-Umbrich**, Sz. Gemesi, B. Csato, „*Design holes as optical elements in the light guide to improve the light distribution*”, DE102018211527A1; publikálva: 2020.01.16.
- [SZ5]. M. Baki, **K. Varga-Umbrich**, „*Method and device for determining an optical impairment of a camera*” DE102019218450A1; publikálva: 2021.06.02.

### 13. Irodalomjegyzék

- [1] M. A. Baqir, P. K. Choudhury, Q. A. Naqvi and M. J. Mughal, "On the Scattering and Absorption by the SiO<sub>2</sub>-VO<sub>2</sub> Core-Shell Nanoparticles Under Different Thermal Conditions," *IEEE Access*, vol. 8, p. 84850, 2020.
- [2] M. Barletta and A. Gisario, "Laser sealing of compostable packaging solutions: Experimental approach and adhesion mechanism," *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 137, p. 106369, 2021.
- [3] N. Rivera and I. Kamine, "Light–matter interactions with photonic quasiparticles," *Nature Reviews Physics*, vol. 2, p. 538, 2020.
- [4] D. A. Steck, Quantum and Atom Optics, <http://stack.us/teaching>, 2022.
- [5] P. P. Khial, A. D. White and A. Hajimiri, "Nanophotonic optical gyroscope with reciprocal sensitivity enhancement," *Nature Photonics*, vol. 12, p. 671, 2018.
- [6] V. I. Prokhorenko, A. M. Nagy, S. A. Waschuk, L. S. Brown, R. R. Birge and R. J. D. Miller, "Coherent control of retinal isomerization in bacteriorhodopsin," *Science*, vol. 313, p. 1257, 2006.
- [7] H. Metcalf and P. v. d. Straten, "Cooling and trapping of neutral atoms," *Physics Reports*, vol. 244, p. 203, 1994.
- [8] J. H. Metcalf and P. v. d. Straten, Laser Cooling and Trapping, Springer, 2000.
- [9] L. Wei, J. Johansson, L. Cen, S. Ashhab and F. Nori, "Controllable coherent population transfers in superconducting qubits for quantum computing," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, p. 113601, 2008.
- [10] W. Gawlik and S. Pustelny, "Nonlinear Faraday effect and its applications," *Nova Science Publishers*, vol. 1, p. 45, 2009.
- [11] M. Fleischhauer, A. Imamoglu and J. P. Marangos, "Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 77, p. 633, 2005.
- [12] V. B. Tiwari, S. Singh, H. S. Rawat, M. P. Singh and S. C. Mehendale, "Electromagnetically induced transparency in cold 85Rb atoms trapped in the ground hyperfine F = 2 state," *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 43, p. 095503, 2010.
- [13] E. K. Damon and R. G. Tomlinson, "Observation of Ionization of Gases by a Ruby Laser," *Appl. Opt.*, vol. 2, p. 546, 1963.
- [14] G. Mainfray and G. Manus, "Multiphoton ionization of atoms," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 54, p. 1333, 1991.

- [15] L. Allen és J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two Level Atoms*, A Wiley - Interscience Publication, 1975.
- [16] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics: Seventh Edition*, Cambridge University Press, 2013.
- [17] C. J. Foot, *Atomic Physics. Vol. 7.*, Oxford: OUP, 2005.
- [18] N. V. Vitanov, T. Halfmann, B. W. Shore and K. Bergmann, "Laser - Induced Population Transfer By Adiabatic Passage Techniques," *Annual Review of Physical Chemistry*, vol. 52, p. 763, 2001.
- [19] B. W. Shore, *The Theory Of Coherent Atomic Excitation*, John Wiley & Sons, 1990.
- [20] K. Bergmann, H. Theuer and B. W. Shore, "Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 70, p. 1003, 1998.
- [21] T. G. M. Freegarde, J. Walz and T. W. Hänsch, "Confinement and manipulation of atoms using short laser pulses," *Opt. Commun.*, vol. 117, p. 262, 1995.
- [22] A. Goepfert, I. Bloch, D. Haubrich, F. Lison, R. Schütze, R. Wynands and D. Meschede, "Stimulated focusing and deflection of an atomic beam using picosecond laser pulses," *Phys. Rev. A*, vol. 56, p. 3354, 1997.
- [23] M. M. T. Loy, "Observation of population inversion by optical adiabatic rapid passage," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 32, p. 814, 1974.
- [24] B. W. Shore, K. Bergmann, A. Kuhn and J. Oreg, "Laser-induced population transfer in multistate systems: A comparative study," *Phys. Rev. A*, vol. 45, p. 5297, 1992.
- [25] J. S. Melinger, S. R. Gandhi, A. Hariharan, D. Goswami and W. S. Warren, "Adiabatic population transfer with frequency-swept laser pulses," *J. Chem. Phys.*, vol. 101, p. 6439, 1994.
- [26] G. P. Djotyan, J. S. Bakos, G. Demeter, P. N. Ignácz, M. A. Kedves, Z. Sörlei, J. Szigeti and Z. L. Tóth, "Coherent population transfer in Rb atoms by frequency-chirped laser pulses," *Phys. Rev. A*, vol. 68, p. 053409, 2003.
- [27] J. S. Bakos, G. P. Djotyan, P. N. Ignácz, M. A. Kedves, M. Serényi, Z. Sörlei, J. Szigeti and Z. Tóth, "Interaction of frequency modulated light pulses with rubidium atoms in a magneto-optical trap," *Eur. Phys. J. D*, vol. 39, p. 59, 2006.
- [28] J. .. Bakos, G. P. Djotyan, P. N. Ignácz, M. A. Kedves, M. Serényi, Z. Sölei, J. Szigeti and Z. Tóth, "Acceleration of cold Rb atoms by frequency modulated light pulses," *Eur. Phys. J. D*, vol. 44, p. 141, 2007.
- [29] G. P. Djotyan, J. S. Bakos, G. Demeter and Z. Sörlei, "Manipulation of two-level quantum systems with narrow transition lines by short linearly polarized frequency-chirped laser pulses," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 13, pp. 1697-1705, 1996.

- [30] I. Nebenzahl and A. Szőke, "Deflection of atomic beams by resonance radiation using stimulated emission," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 25, p. 327, 1974.
- [31] J. S. Bakos, G. P. Djotyan, G. Demeter and Z. Sörlei, "Transient laser cooling of two-level quantum systems with narrow natural linewidths," *Phys. Rev. A*, vol. 53, p. 2885, 1996.
- [32] J. Söding, R. Grimm, Y. B. Ovchinnikov, P. Bouyer and C. Salomon, "Short-Distance Atomic Beam Deceleration with a Stimulated Light Force," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, p. 1420, 1997.
- [33] M. R. Williams, F. Chi, M. T. Cashen and H. Metcalf, "Bichromatic force measurements using atomic beam deflections," *Phys. Rev. A*, vol. 61, p. 023408, 2000.
- [34] M. Cashen, O. Rivoire, V. Romanenko, L. Yatsenko and H. Metcalf, "Strong optical forces in frequency-modulated light," *Phys. Rev. A*, vol. 64, p. 063411, 2001.
- [35] M. Cashen, O. Rivoire, L. Yatsenko and H. Metcalf, "Coherent exchange of momentum between atoms and light," *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, vol. 4, p. 75, 2002.
- [36] E. Peik, M. B. Dahan, I. Bouchoule, Y. Castin and C. Salomon, "Bloch oscillations of atoms, adiabatic rapid passage, and monokinetic atomic beams," *Phys. Rev. A*, vol. 55, p. 2989, 1997.
- [37] V. S. Malinovsky and P. R. Berman, "Momentum transfer using chirped standing wave fields: Bragg scattering," *Phys. Rev. A* 68, , vol. 68, p. 023610, 2003.
- [38] B. Shore, "Picturing stimulated Raman adiabatic passage: a STIRAP tutorial," *Adv. Opt. Photon.*, vol. 9, p. 563, 2017.
- [39] B. M. Sparkes, D. Murphy, R. J. Taylor, R. W. Speirs, A. J. McCulloch and R. E. Scholten, "Stimulated Raman adiabatic passage for improved performance of a cold-atom electron and ion source," *Phys. Rev. A*, vol. 94, p. 023404, 2016.
- [40] V. Fedoseev, F. Luna, I. Hedgepeth, W. Löffler and D. Bouwmeester, "Stimulated Raman Adiabatic Passage in Optomechanics," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 126, p. 113601, 2021.
- [41] N. V. Vitanov, A. A. Rangelov, B. W. Shore and K. Bergmann, "Stimulated Raman adiabatic passage in physics, chemistry, and beyond," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 89, p. 015006, 2017.
- [42] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc and G. Grynberg, *Atom-Photon Interaction*, Wiley, 1992.
- [43] L. P. Yatsenko, B. W. Shore, T. Halfmann, K. Bergmann and A. Vardi, "Source of metastable H(2s) atoms using the Stark chirped rapid-adiabatic-passage technique," *Phys. Rev. A*, vol. 60, p. 4237, 1999.
- [44] A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, L. P. Yatsenko, B. W. Shore, K. Bergmann and T. Halfmann, "Stark-shift-chirped rapid-adiabatic-passage technique among three states," *Phys. Rev. A*, vol. 72, p. 053403, 2005.

- [45] J. P. Bartolotta, M. A. Norcia, J. R. K. Cline, J. K. Thompson and M. J. Holland, "Laser cooling by sawtooth-wave adiabatic passage," *Phys. Rev. A*, vol. 98, p. 023404, 2018.
- [46] M. Norcia, J. Cline, J. Bartolotta, M. Holland and J. Thompson, "Narrow-line laser cooling by adiabatic transfer," *New Journal of Physics*, vol. 20, p. 023021, 2018.
- [47] W. D. Phillips and H. J. Metcalf, "Cooling and Trapping Atoms," *Scientific American*, vol. 256, pp. 50-56, 1987.
- [48] C. Cohen-Tannoudji and W.D. Phillips, "New Mechanisms for Laser Cooling," *Physics Today*, vol. 43, p. 33, 1990.
- [49] S. Chu, "Laser Trapping of Neutral Particle," *Scientific American*, vol. 266, pp. 70-77, 1992.
- [50] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. E. Pritchard, "Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, p. 2631, 1987.
- [51] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, "Cooling of gases by laser radiation," *Optics Communications*, vol. 13, p. 68, 1974.
- [52] C.E.Wieman and L.Hollberg, "Using diode lasers for atomic physics," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 62, p. 1, 1991.
- [53] J.A.Pechkis, J.L.Carini, C. III, P.L.Gould, S.Kallush and R.Kosloff., "Coherent control of ultracold 85rb trap-loss collisions with nonlinearly frequency-chirped light," *Phys.Rev.A*, vol. 83, p. 063403, 2011.
- [54] J. Szigeti, J. Bakos, G. Djotyán, P. Ignác, M. Kedves, Z. Sörlei and Z. Tóth, "Igen alacsony hőmérsékletű atomok manipulálása rövid, frekvenciamodulált lézerimpulzusokkal," *Fizikai Szemle*, vol. 3, p. 84, 2004.
- [55] J. S. Bakos, G. Demeter, G. P. Djotyán, P. N. Ignác, M. Á. Kedves, Z. Sörlei, J. Szigeti and Z. Tóth, "Hideg Atomok," *Magyar Tudomány*, vol. 12, p. 1544, 2005.
- [56] M. Kasevich and S. Chu, "Atomic interferometry using stimulated Raman transitions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, p. 181, 1991.
- [57] P. Marte, P. Zoller and J. L. Hall, "Coherent atomic mirrors and beam splitters by adiabatic passage in multilevel systems," *Phys. Rev. A*, vol. 44, p. 4118, 1991.
- [58] M. Weitz, C. B. Young. and S. Chu, "Atomic Interferometer Based on Adiabatic Population Transfer," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 73, p. 2563, 1994.
- [59] J. Lawall and M. Prentiss, "Demonstration of a novel atomic beam splitter," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 72, p. 993, 1994.
- [60] W. Wohlleben, F. Chevy, K. Madison and J. Dalibard, "An atom faucet," *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, vol. 15, p. 237, 2001.

- [61] W. Ketterle, "Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser," *Rev. Mod. Phys.* 74, vol. 74, p. 1131, 2002.
- [62] Zs.Sörlei, *Atomok lézeres hűtése, csapdázása, Bose Einstein kondenzáció*, Szeged: Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, *A kvantumoptika és –elektronika legújabb eredményei*, 2006, p. 175.
- [63] C. S. Allred, J. Reeves, C. Corder and H. Metcalf, "Atom lithography with metastable helium," *Journal of Applied Physics*, vol. 107, p. 033116, 2010.
- [64] R. Ohmukai, S. Urabe and M. Watanabe, "Atom lithography with ytterbium beam," *Appl. Phys. B*, vol. 77, p. 415–419, 2003.
- [65] "Wikipedia," [Online]. Available: [https://en.wikipedia.org/wiki/PID\\_controller](https://en.wikipedia.org/wiki/PID_controller). [Accessed 03 01 2022].
- [66] T. W. Hänsch and B. Couillaud, "Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity," *Optics Communications*, vol. 35, p. 441, 1980.
- [67] T. W. Hänsch, I. S. Shahin and A. L. Schawlow, "Optical resolution of the Lamb shift in atomic hydrogen by laser saturation spectroscopy," *Nature Physical Science*, vol. 235, p. 63, 1972.
- [68] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley and H. Ward, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator," *App. Phys. B*, vol. 31, p. 97, 1983.
- [69] C. Affolderbach and G. Mileti, "Tuneable, stabilised diode lasers for compact atomic frequency standards and precision," *Opt. Las. Eng.*, vol. 43, p. 291, 2005.
- [70] X. Zhang, K. Huang, H. Xu, Z.-X. Xu, N. Li and X.-H. Lu, "A Compact Setup of Saturated Absorption Spectroscopy for Diode Laser Frequency Stabilization," *Chinese Physics Letters*, vol. 29, p. 074206, 2012.
- [71] X. H. S. G. Y. C. Z. Yan, "Long-term laser frequency stabilization for application in sodium resonance fluorescence Doppler lidar," in *International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging: Laser Sensing and Imaging*, Beijing, China, 2009.
- [72] M. Kouroggi, C.-H. Shin and M. Ohtsu, "A 134 MHz bandwidth homodyne optical phase-locked-loop of semiconductor laser diodes," *IEEE Phot. Tech. Let.*, vol. 3, p. 3, 1991.
- [73] H. Tsuchida and Y. Mitsuhashi, "Frequency stabilisation of a modulated semiconductor laser," *Electronics Letters*, vol. 21, pp. 1147 - 1148, 1987.
- [74] H. S. Lee, C. H. Oh, S. H. Yang and N. S. Chung, "Frequency stabilization of a directly modulated semiconductor laser," *Review of Scientific Instruments*, vol. 61, p. 2478, 1990.
- [75] G. Demeter, G. P. Djotyan, Z. Sörlei, J. Szigeti and B. J. S., "Mechanical effect of retroreflected frequency-chirped laser pulses on two-level atoms," *Phys. Rev. A*, vol. 74, p. 013401, 2006.

- [76] G. Demeter and G. P. Djotyan, "Multiphoton adiabatic passage for atom optics application," *Optical Society of America*, vol. 26, p. 867, 2009.
- [77] G. Demeter, "Quantum control of multilevel atoms with rotational degeneracy using short laser pulses," *Phys. Rev. A*, vol. 82, p. 043404, 2010.
- [78] D. A. Steck, Rubidium 85 D Line Data, <http://steck.us/alkalidata/rubidium85numbers.pdf>, 2010.
- [79] S. Guérin, F. Monti, J.-M. Dupont and H. R. Jauslin, "On the relation between cavity-dressed states, Floquet states, RWA and semiclassical models," *J. Phys. A: Math. Gen.*, vol. 30, p. 7193, 1997.
- [80] J. Bakos, G. Demeter, G. P. Djotyan, P. Ignácz, M. Kedves, B. Ráczkevi, Z. Sörlei and J. Szigeti, "Generation of frequency-chirped laser pulses by an electro-optic amplitude modulator," *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 47, p. 19, 2008.
- [81] I. C. Rogers, J. Carini, J. Pechkis and P. Gould, "Characterization and compensation of the residual chirp in a Mach - Zehnder - type electro-optical intensity modulator," *Optics Express*, vol. 18, p. 1166, 2010.
- [82] T. Kawanishi, K. Kogo, K. Oikawa and K. Izutsu, "Direct measurement of chirp parameters of high-speed Mach-Zehnder type optical modulators," *Optics Communications*, vol. 195, p. 399, 2001.
- [83] D. Janner, D. Tulli, M. Belmonte and V. Pruneri, "Waveguide electro-optic modulation in micro-engineered LiNbO<sub>3</sub>," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 10, p. 104003, 2008.
- [84] "SAES Getters," SAES Getters, [Online]. Available: <https://www.saesgetters.com/products-functions/products/dispensers/alkali-metals-dispensers>. [Accessed 04 01 2022].