

Szinuszosan modulált félvezető lézer középfrekvenciájának stabilizálása

2012

Tartalom

1. Bevezetés	2
2. A kutatási témakör és célkitűzés bemutatása.....	3
2.1. Koherens kölcsönhatások leírása	3
2.2. Magneto-optikai atomcsapda	5
2.3 Csapdázott atomok koherens gyorsítása adiabatikus átmenettel.....	6
2.4 Célkitűzés: csörpölt impulzusok frekvencia-stabilizálása.....	7
3. Lézerfrekvencia-stabilizálási eljárások	9
3.1 Stabilizálás telítési spektroszkópiával	9
4. Frekvenciamodulált lézer stabilizálása.....	14
4.1 Használt eszközök	14
4.2 A kísérlet menete és összeállítása.....	17
4.3 Adatok feldolgozása	20
4.4 Eredmények.....	23
5. Összegzés	25
6. Hivatkozások.....	26
7. Függelékek	27

1. Bevezetés

A modern tudományban és technológiában, mint például a kvantumoptikában, kvantuminformatika területén, vagy a lézerekkel való hűtés és csapdázás esetében a lézersugárzásnak fontos szerepe van. A kutatócsoport magneto-optikai atomcsapdában lézerekkel hűtött atomokon folytat kísérleteket, amelyekbe 2010-ben kapcsolódtam be. A fő kutatási irány a többfotonos adiabatikus átmenet kísérleti kimutatása csapdázott rubídium atomokon, amit frekvenciamodulált lézerimpulzusokkal próbálunk megvalósítani. Szükségünk van nanoszekundumos lézerimpulzusokra, amelyeket folytonos lézernyalábból vágunk ki, melynek az árama szinuszosan modulálva van. Ahhoz, hogy ezt pontosan megtehessük, szükség van arra, hogy a lézer frekvenciája bizonyos hibahatáron belül stabil legyen.

A feladat az volt, hogy stabilizált rendszert hozzunk létre, melyben szerepel egy állandó frekvenciájú, és egy szinuszosan frekvenciamodulált lézer.

A használt állandó frekvenciájú lézer stabilizálását telítési spektroszkópiával hajtottuk végre, míg a frekvenciamodulált lézer frekvenciájának stabilizálására más módszert kellett kitalálni. Mivel ebben az esetben szinuszosan változik a frekvencia, ezért a középvértéket kell stabilizálni.

A dolgozat témája ennek a stabilizált rendszernek a kísérleti összeállítása és a kitalált módszer ellenőrzése méréssel.

2. A kutatási témakör és célkitűzés bemutatása

A fő kutatási tevékenységünk olyan módszerek kidolgozása, illetve olyan elméletben bebizonyított effektusok kimutatása, amelyekben a lézertény-impulzusok koherensen adnak át mechanikai impulzust semleges atomoknak. Az egyik ilyen kísérleti cél, hogy magneto-optikai csapdába gyűjtött atomokat egy irányba minél nagyobb impulzushoz juttassunk.

A következőkben a kísérlethez szükséges elméleteket tekintjük át, majd magát az elméleti effektust és a kísérleti megvalósítást.

2.1. Koherens kölcsönhatások leírása

Koherens folyamat keltésével az atomi alaprívókról a teljes populáció gerjesztett állapotba vihető. Ekkor az atomi állapotot leíró hullámfüggvény fázisát is figyelembe véve történik a kölcsönhatás leírása. Ezért az atom modellezését kvantummechanikailag kell megtenni, az elektromágneses tér pedig klasszikus módon vehető figyelembe (félklasszikus tárgyalásmód). A folyamatok keltéséhez szükséges egy koherens fénynyaláb, amellyel a gerjesztést létrehozzuk, valamint szükséges az, hogy az atomok közti kölcsönhatások minél jobban lecsökkenjenek, így nem lesz köztük ütközéses fázisugrás. Ezt érjük el az atomcsapdával.

Az atom-fény kölcsönhatást leíró Hamilton-operátor: ^[1]

$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$, ahol $\hat{H}_0$ a magára hagyott atom Hamilton operátora, $\hat{H}_0 = \hbar\omega|e\rangle\langle e|$ és $\hat{V}$ pedig az atom és az elektromágneses tér közötti kölcsönhatás operátora, $\hat{V} = -\hat{d} \cdot E$, ahol $\hat{d}$ az atomi dipól-momentum operátor.

Ha az atomot kétszintesnek tekintjük és rezonáns fénnnyel való kölcsönhatását vizsgáljuk, a két állapot populációinak időfüggésére a Schrödinger-egyenlet a következő összefüggéseket adja:^[1]

$$|g(t)|^2 = \cos^2\left(\frac{1}{2}|\Omega|t\right)$$
$$|e(t)|^2 = \sin^2\left(\frac{1}{2}|\Omega|t\right)$$

Mivel a kísérletben csak a lassan változó tagok mérhetőek (a gyors oszcillációk kiátlagolódnak), a számolásban is érdemes a forgóhullámú (**Rotating wave approximation**)

közelítést alkalmazni. A populáció a 0 ($g(t)$) és 1 ($e(t)$) szint között Ω frekvenciával,^[3] a

Rabi-frekvenciával $\Omega(t) = \frac{E_0(t) \cdot d_{eg}}{\hbar}$ / oszcillál. A Rabi-frekvencia és a telítési

intenzitás között a koherens kölcsönhatás esetén a következő összefüggés áll fenn^[1]:

$$\frac{I}{I_{sat}} = \frac{2\Omega}{\Gamma}, \text{ ahol } I \text{ az intenzitás, } I_{sat} \text{ a telítési intenzitás, } \Omega \text{ a Rabi-frekvencia, } \Gamma \text{ a}$$

természetes vonalszélesség.

Adiabatikus átmenet:^[4]

A lézerrel való koherens folyamatkeltést az időfüggő Schrödinger-egyenlet írja le:

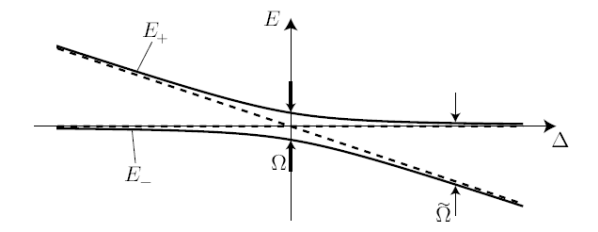
$$i\hbar \frac{d}{dt} \vec{C}(t) = \hat{H}(t) \vec{C}(t),$$

ahol a $\vec{C}(t) = [C_1(t), C_2(t)]^T$ oszlopvektor elemei a két állapot (ψ_1 , ψ_2) valószínűségi amplitúdói, $\hat{H}(t)$ az atom és a lézersugárzás együttes rendszerének Hamilton-operátora.

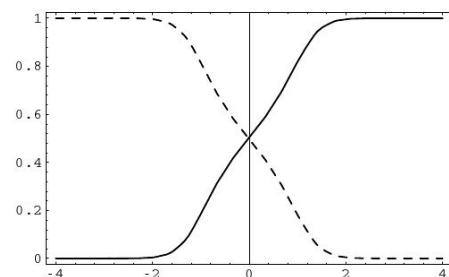
Forgóhullámú közelítésben a rendszer Hamilton operátora

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \Omega(t)/2 \\ \Omega(t)/2 & \Delta(t) \end{pmatrix}, \text{ ahol } \Delta(t) = \omega - \omega_0 \text{ az elhangolás, } \Omega(t) \text{ - Rabi frekvencia.}$$

Az atom és a fénytér együttes rendszerének sajátállapotai (a kölcsönhatási Hamilton-operátor sajátvektorai) a felöltöztetett állapotok. Ha a frekvenciát adiabatikusan változtatjuk, akkor a rendszer a kölcsönhatás során mindvégig ugyanabban a felöltöztetett állapotban marad, ami ebben az esetben azt jelenti, hogy az atom populációja alapállapotból gerjesztett állapotba, illetve gerjesztett állapotból alapállapotba kerül, amit az 1. és 2. ábrán szemléltetünk:



1. ábra Adiabatikus átmenet^[3]



2. ábra Populáció változás^[8]

Ahhoz, hogy a kölcsönhatás adiabatikus legyen, a következő kritériumok szükségesek:

- viszonylag lassan változó impulzusalak és kis csörpsebesség,
- elegendően nagy Rabi-frekvencia,
- kellően nagy elhangolás.

Kétszintes rendszer esetében az adiabatikusság feltétele: ^(1.Függelék)

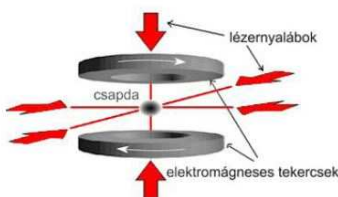
$$\frac{1}{2}|\dot{\Omega}\Delta - \Omega\dot{\Delta}| \ll (\Omega^2 + \Delta^2)^{\frac{3}{2}}. \quad (1)$$

Ha az atomi rezonancián átfutó frekvenciájú impulzus alatt $\Omega^2(t) \gg \Delta^2(t)$ teljesül, akkor az (1) egyenlet a következő egyszerűbb alakra hozható:

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

2.2. Magneto-optikai atomcsapda

A magneto-optikai csapda ^{[6],(3.Függelék)} elrendezése a 3. ábrán látható. A csapdát két hangolható félvezető lézerrel és egy anti-Helmholz tekercspár által létrehozott kvadrupól mágneses térrel hozzuk létre. Az egyik lézer hullámhossza a felső alapnívó és a legfelső gerjesztett hiperfinom nívó közti átmenethez képest a természetes vonalszélesség kétszeresével a rezonancia alá van hangolva. Három egymásra merőleges irányban 3x2, páronként egymással szemben haladó és ellentétesen cirkulárisan polarizált nyalábra bontjuk. Ezt a lézert hívjuk csapdázó lézernek. A lézernyalábok a tekercspár mágneses terének a minimumán keresztezik egymást, itt létrehozva a csapdát. Ezen lézernyalábok vonalszélessége nagyon keskeny, ezért elméletileg csak a felső alapnívón lévő atomokat tudják gerjeszteni. A gyakorlatban azonban egyéb átmenetek is előfordulhatnak, így több kölcsönhatás után az alsó alapnívóra gyűlnének az atomok, ezért van szükség egy másik lézerre, amely az alsó alapnívóról visszajuttatja az atomokat a második alapnívóra, hogy az atom így ismét kölcsön tudjon hatni a csapdázó lézerrel. Ezt a lézert hívjuk visszapumpáló lézernek. A csapda egy atomnyalábból gyűjti be a rubídium atomokat. A begyűjtött atomokat az általunk előállított lézerimpulzusokkal bombázzuk, és figyeljük az atomfelhő elmozdulását, gyorsulását, valamint egyéb reakciókat.

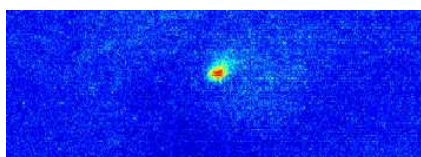


3. ábra Magneto-optikai csapda sematikus ábrája ^[6]

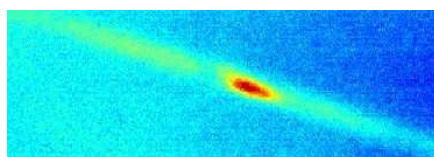
2.3 Csapdázott atomok koherens gyorsítása adiabatikus átmenettel

A kísérlet során a csapdázott rubídium atomokat (4. ábra) szeretnénk impulzushoz juttatni. Ha egyes impulzusokat adnánk nagy időközönként a rendszernek, akkor először a rendszer gerjesztett állapotba kerül, $\hbar k$ impulzust kap (5. ábra), majd spontán emisszióval kerül alapállapotba. Amennyiben a kölcsönható lézernyalábot, miután áthaladt az atomcsapdán, egy tükörrel visszaverjük a csapda felé, indukált emissziót keltünk, ezáltal a rendszer ismét ugyanabban az irányban még egy $\hbar k$ impulzust kap. Fontos, hogy addig történjen meg a visszavert nyaláb kölcsönhatása az atomokkal, míg azok gerjesztése számottevően nem csökken a spontán emisszió miatt. Tehát a rendszer $2\hbar k$ impulzushoz jut (6. ábra).

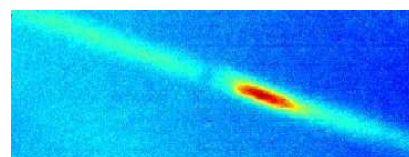
Abban az esetben, ha bejövő és a visszavert impulzusok átfednek, többfotonos adiabatikus átmenet játszódhat le. ^(2.Függelék)



4. ábra Csapdázott atomok



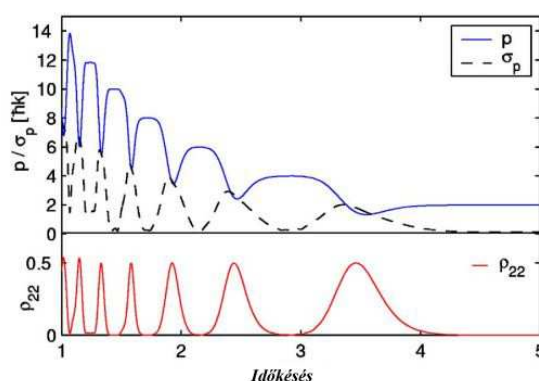
5. ábra Egy nyalábos gyorsítás



6. ábra Kétnyalábos gyorsítás

A többfotonos adiabatikus átmenetek tárgyalásához alkalmas módszer az adiabatikus Floquet-elmélet^[8]. (Periodikus együttthatójú differenciál-egyenletek megoldására szokták használni.)

Ebben az esetben a visszavert impulzus időközét az impulzushossznál rövidebb időre állítjuk be, ezért az impulzusok átfedve érik az atomcsapdát. Az impulzusok átfedése miatt fotoncserélődések történhetnek. Ez azt jelenti, hogy a kölcsönhatás végén a rendszer alapállapotba kerül, de nem mindegy hogy közben hány fotoncsere történt, mivel egy fotoncsere az atomokra nézve $2\hbar k$ impulzust jelent.



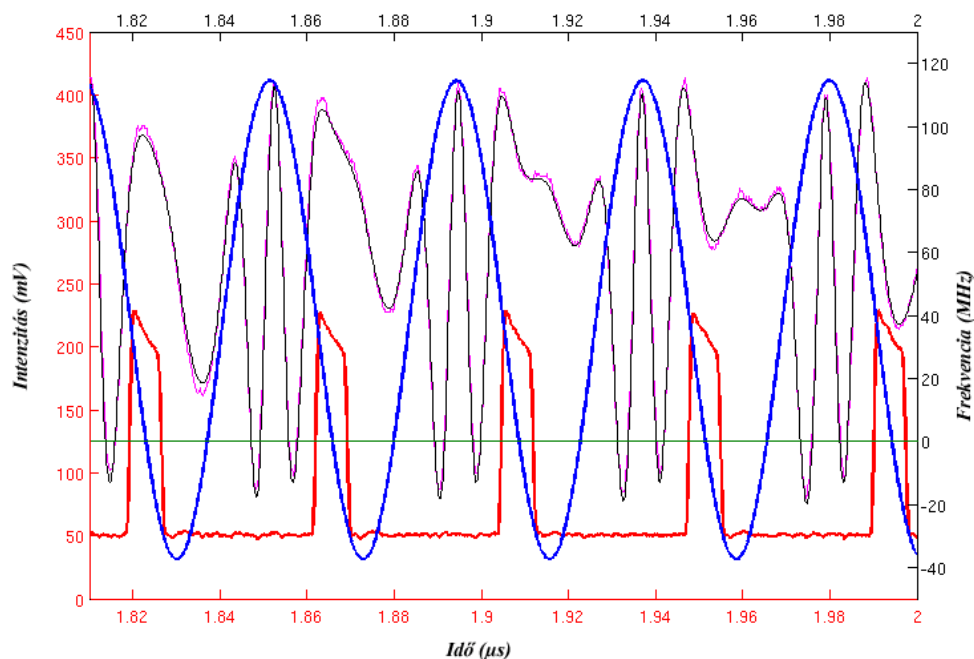
7. ábra Többfotonos adiabatikus átmenet^[12]: a kölcsönhatásban átadott összes impulzus (p : kék görbe), ennek szórása (szaggatott), illetve a folyamat végén a gerjesztett állapot populációja (p_{22} piros görbe)

Látható (7. ábra), hogy az impulzusok közötti időközés (amely impulzushossz egységeiben van itt megadva) nagyságától függően jönnek létre fotoncserék, melyek miatt a csapdázott atomok impulzusa $2\hbar k$ egész számú többszörösével nőhet. Ezt az effektust szeretnénk kimutatni minél nagyobb $\hbar k$ átadásra.

2.4 Célkitűzés: csörpölt impulzusok frekvencia-stabilizálása

Az adiabatikus átmenet megvalósítását frekvenciamodulált lézerimpulzusokkal tesszük. A frekvenciamoduláció azt jelenti, hogy a lézer frekvenciája folyamatosan változó, és átfut egy tartományon (esetünkben szinuszosan változik). Ezeket a jeleket **csörpöltnek** nevezzük. Az ilyen lézernyalábból kivágott impulzus hossza alatt a fény frekvenciája nagy aláhangelésből nagy föléhangolásba megy át, miközben biztosan átfut az atom rezonanciafrekvenciáján, így gerjesztett, vagy alapállapotba viszi azt.

Ahhoz, hogy a keresett effektus kialakuljon, nagyon pontosan kell beállítani azt, hogy a frekvenciafutás tartománya áthaladjon a rezonancia-frekvencián, valamint a lézernyalábból az impulzus kivágása is erre a tartományra kell essen. A pontos beállítás után fontos, hogy a rendszer paramétereinek ingadozása nagyon kicsi legyen. Az effektus kimutatásához az egyik legkényesebb pont a kölcsönható lézer frekvenciája középértékének állandósága.



8. ábra – A modulált lézer szinuszos frekvenciafutása, és a kivágott impulzusok időzítése

A 8. ábrán, a háttérben látható fekete és rózsaszín grafikonok a detektált és illesztett interferencia-intenzitások, amelyekkel a frekvenciafutást meghatároztuk (ld. részletesen később). Előtérben a kék függvény a lézernyaláb frekvenciaváltozása. A 0 szint az atomi rezonancia (zöld vízszintes vonallal jelöltem). Pirossal láthatóak az impulzusok, melyeket a szinuszosan változó frekvencia lefele futó oldalán vágunk ki (Mach-Zehnder interferométer elven működő amplitúdó-modulátorral). Az optimális beállítás (ez jól látható az ábrán) akkor van, ha az impulzusokat pont ott vágjuk ki, ahol a frekvencia átfut a rezonancián. Ha a lézer középfrekvenciája elkezd csúszni, akkor előfordulhat, hogy nem éri el a rezonancia szintjét, vagy nem akkor éri el, amikor a modulátor kivágna belőle. Ezért nagyon fontos, hogy a modulált lézer középfrekvenciáját stabilan tartsuk.

Az állandó frekvenciájú lézerek stabilizálására több módszer is alkalmazható. Itt merült fel a kérdés (amely dolgozat fő témája), hogy milyen módon történhetne az olyan lézerek frekvencia-közéértékének a stabilizálása, amelyeknek frekvenciája folyamatosan változik.

3. Lézerfrekvencia-stabilizálási eljárások

Ha egy lézert bekapcsolás után magára hagyunk, akkor megfigyelhető, hogy a frekvenciája ingadozni kezd, illetve elcsúszik a kezdeti értékétől. Tehát, ha a lézerrel kísérletezni szeretnénk, akkor elengedhetetlen az, hogy a frekvenciáját állandó értéken tartsuk. Általános eljárás, hogy a stabilizálandó lézer frekvenciájától függő válaszjelet generálunk, és azt használjuk a visszacsatolásként. A stabilizálási módszereknél először egy referencia-frekvencia értéket kell előállítani, amelyhez elvégezhető a stabilizálás. A legmegbízhatóbb módszer az, ha atomi spektrum-vonalakat használunk referenciának. Ez megtehető az atomok fluoreszcenciájának detektálásával. A lézerfrekvencia csúszása miatt az atomok fluoreszcenciája változik, amelyből a frekvenciafüggő válaszjel egy fotoelektron-sokszorozó segítségével állítható elő. A fluoreszcenciához szükséges atomnyalábot merőlegesen megvilágítva, majd a fluoreszcenciát fotoelektron-sokszorozóval detektálva keskeny spektrumvonalakat kapunk, mivel a nyaláb merőleges irányú sebességének bizonytalansága kicsi, így használható válaszjelnek.

A korábban említett atomcsapda elrendezésben egy másik módszerrel, telítési spektroszkópiával stabilizáltuk az állandó frekvenciájú csapdázó lézert, amely szintén az atomi spektrumvonalat használja referenciaként.

3.1 Stabilizálás telítési spektroszkópiával

A telítési spektroszkópia^[9] módszerével stabilizáltuk a későbbiekben referenciának használt állandó frekvenciájú lézer frekvenciáját. Az atomi spektrumvonalakat üvegcellába zárt rubídium gőz atomjai szolgáltatták.

Ha a szobahőmérsékletű gázmintát megvilágítjuk egy lézerrel, akkor az abszorpciós spektrumalak széles lesz az atomok sebességeloszlása miatt (Doppler-kiszélesedés, ld. 10. ábra), így nem megfelelő a stabilizálás céljára. A telítési spektroszkópia a spektrum keskenyítését okozza.

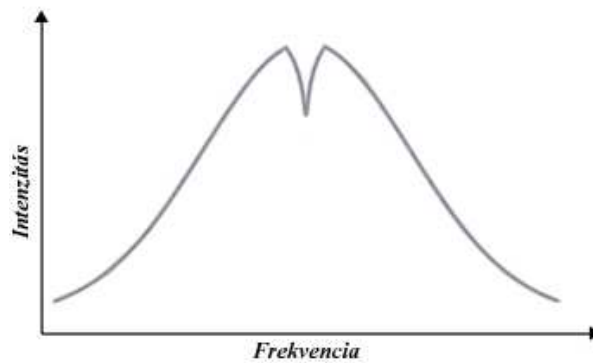
Intenzív, az atomi átmenettel rezonáns ν_0 frekvenciájú lézerfényt rábocsátva a gáz gerjesztődik, azonban a különböző sebességű atomok közül a Doppler-eltolódás miatt csak a 0 sebességűek jelentős része kerül gerjesztett állapotba. A következő egyenlet mutatja a

rendszer gerjesztettségének változását, ha a rendszert kétszintesnek tekintjük:

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

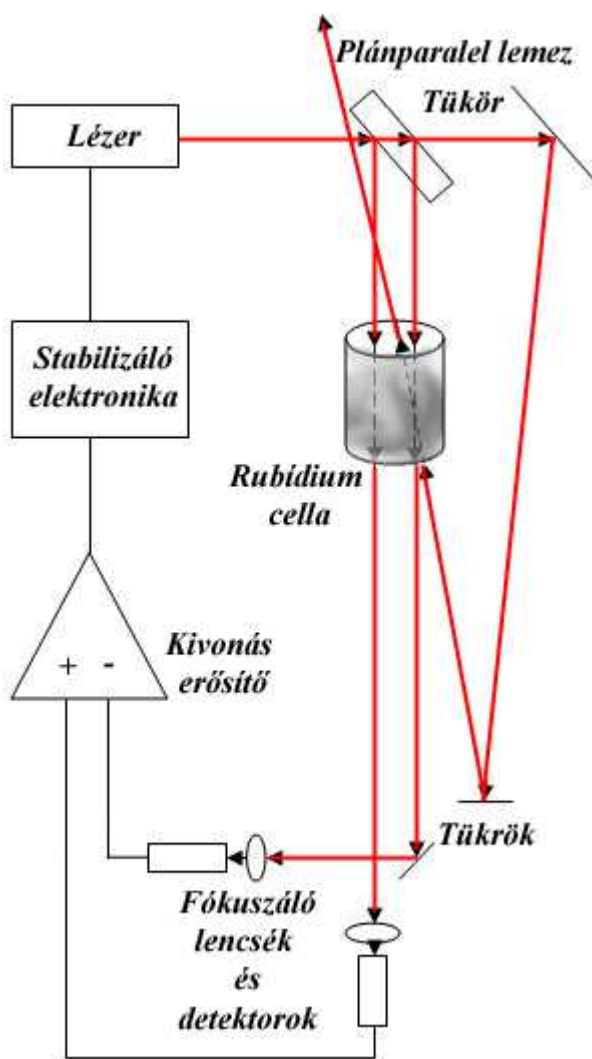
ahol N_1, N_2 az alap és gerjesztett állapot populációja, σ az abszorpció hatáskeresztmetszete, F a fotonfluxus. Az egyenlet jobb oldala zérussá válik, ha $N_1 = N_2$. A teljes populáció fele vihető gerjesztett állapotba.

Tehát a minta átlátszóvá válik a ν_0 frekvenciájú fény számára. Ezt kihasználva, ha egy ν_0 frekvenciájú gyenge lézernyalábbal, amelyet a telítő lézerből csatoltunk ki egy osztótükörrel, a másik irányból megvilágítjuk a gázmintát, lecsökkent abszorpciót kapunk eredményül, mivel a 0 sebességű, a lézerfénygel rezonáns atomok gerjesztett állapotban vannak. Ha ezek után ebben az elrendezésben a lézer frekvenciáját változtatjuk, akkor azt tapasztaljuk, hogy amikor a lézer frekvenciája eltér az átmenet frekvenciájától, akkor nem mérünk telítést, mert az egymással szembehaladó telítő és gyenge nyalábok nem ugyanazokkal az atomokkal hatnak kölcsön, hiszen ellenkező irányban mozgó atomok kerülnek a Doppler-eltolódással rezonanciába. Csak az átmenet keskeny tartományában, ahol a 0 sebességű atomokkal rezonáns a lézerfény, mérünk lecsökkent abszorpciót, így ez a jel a frekvencia precíz mérésére és visszacsabályozására alkalmas (9., 12. ábra).



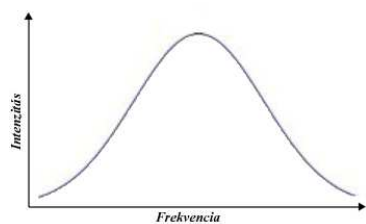
9. ábra - Lecsökkent abszorpció miatt kialakuló eloszlás

A telítési spektroszkópia elrendezése látható a 10. ábrán:

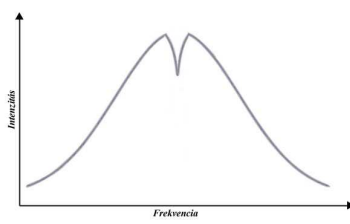


10. ábra - Telítési spektroszkópia mérési elrendezése

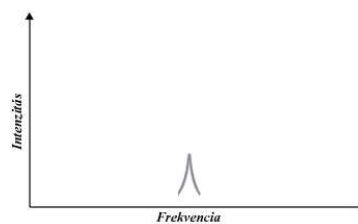
A gázmintán a lézer két nyalábját vezetjük keresztül úgy, hogy egyik a telített (12. ábra), míg a másik a teljes abszorpciós tartományon haladjon át (11. ábra). Külön detektálva a két jelet, majd egy kivonó erősítőt alkalmazva, kivonva egymásból egy keskeny különbségi spektrumot kapunk, amely csúcsot már lehet stabilizáláshoz használni (13. ábra).



11. ábra - Teljes abszorpció



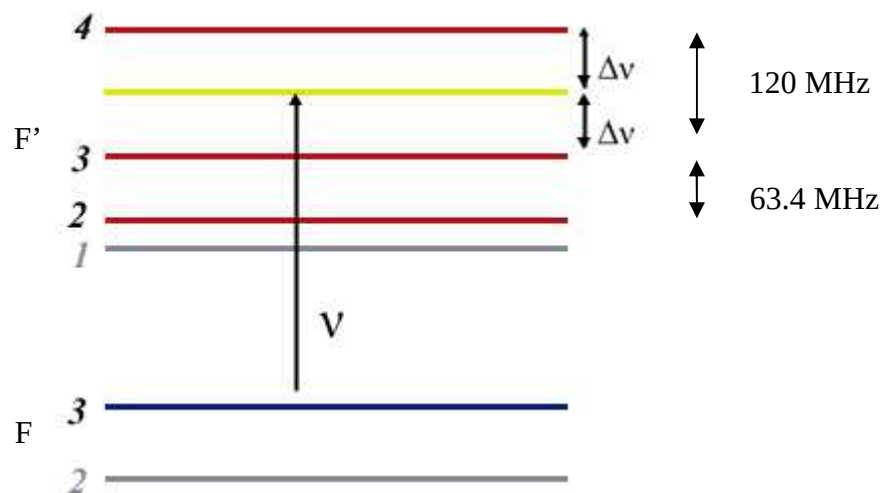
12. ábra - Telítés miatt kialakult spektrum



13. ábra - Két spektrum egymásból való kivonásának eredménye

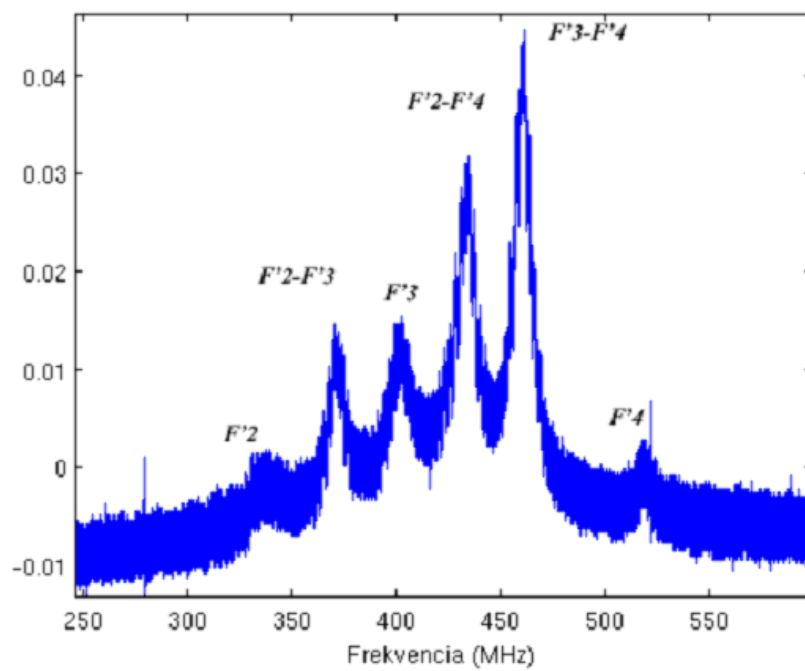
A stabilizáló elektronikában Lock-In erősítő adja a visszacsatoló jelet, ezért a lézer frekvenciáját egy nagyon kicsit modulálnunk kell (szinuszosan, kb. 1 MHz tartományon), így a referenciacsúcs körül a lézer frekvenciája periodikusan változni fog, ezáltal a Lock-In erősítő érzékeli azt, ha a lézer frekvenciája elkezd csúszni, mert egy fáziskésés jelenik meg a modulációban, amelyet vissza fog szabályozni.

A lézer frekvenciáját változtatjuk úgy, hogy kb. 250MHz tartományon át söpörjön, így előáll a rubídium-átmenet hiperfinom spektruma. Mivel a frekvencia átfut a rubídium hiperfinom nívóra való gerjesztéshez szükséges 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. A 14. ábrán látható a rubídium hiperfinom szerkezete. A felső alapnívóról történik a gerjesztés a három megengedett átmenet szerint ($F'=2$, $F'=3$, $F'=4$).



14. ábra Rubídium hiperfinom szerkezete

Ha a lézer ν frekvenciájú, amely egyenlő távolságra helyezkedik el az $F'=3$ és $F'=4$ gerjesztett állapottól, akkor a $\nu = c \cdot \Delta\nu / \nu$ sebességű atomok az egyik irányú lézernyalábbal az $F=2 \rightarrow F'=3$ átmeneten, a másik nyalábbal az $F=2 \rightarrow F'=4$ átmeneten kerülnek rezonanciába a Doppler-eltolódás miatt. Tehát gerjesztett állapotnak az egyik az $F'=4$, a másiknak az $F'=3$ állapotot tekintik. Bármely két gerjesztett állapot között található egy ilyen frekvenciaérték, és mivel a frekvencia változik, ezért áthalad ezeken az értékeken is, ezért megtalálhatóak a spektrumban, és ezeket hívjuk “cross-over” csúcsoknak^[8] (a két gerjesztett állapot számtani közepe).



15. ábra A telítési spektroszkópiával mért spektrum

A 15. ábrán látható spektrumon megjelöltem, hogy melyik csúcs mely atomi átmenethez tartozik. Láthatóak az ú.n. “cross-over” csúcsok is.

4. Frekvenciamodulált lézer stabilizálása

A korábban bemutatott stabilizálási módszerrel állandó frekvenciájú lézerek frekvenciája stabilizálható. Azonban, ha olyan lézert használunk, amelynek a frekvenciája folyamatosan változik, akkor a frekvencia középértékét kell stabilizálni. Hasonlóan az állandó frekvenciás stabilizáláshoz, most is keresni kell egy frekvencia értéket, amelyhez a stabilizálást elvégezzük. Megoldásnak a következő módszert találtuk ki.

Színuszosan modulált lézer sugárzását összelebegtettük az atomi rezonanciafrekvenciára stabilizált (telítési spektroszkópiával végrehajtott), állandó frekvenciájú lézerrel. A kapott interferenciajel Fourier-spektrumát egy spektrum analízátoron jelenítettük meg. A spektrumvonalak keskenyek, melyeket a frekvenciastabilizáláshoz szükséges visszazabályozó jelként használhatunk.

Az optikai távközlésben^[11] ez a probléma nem ismeretlen, azonban mi spektroszkópiai célokhoz szeretnénk megoldást és kísérleti összeállítást találni.

4.1 Használt eszközök

Az általunk használt spektrum analízátor Takeda Riken TR4110M, amely képes egy kiválasztott csúcsra szűrni, majd a jelet egy kimeneten át képes kiadni (plotter kimenet). Mivel a méréseket a rezonancia közelében végezzük, ezért még nagy frekvenciamoduláció esetén is biztosan lesz olyan csúcs a spektrumban, amely a spektrumanalízátor sávszélességébe esik, így ezt választhatjuk a stabilizáláshoz. A használt lézerek: két külső rezonátoros, egymódusú félvezető lézer volt. A gyors lebegési jeleket New Focus típusú fotodetektorral detektáltuk, és a jeleket Tektronix digitális oszcilloszkóppal rögzítettük. A Takeda Riken számára a jelet MenloSystems APD110 fotodetektorral detektáljuk. A kísérleti eszközöket a 16. ábrán mutatjuk be.

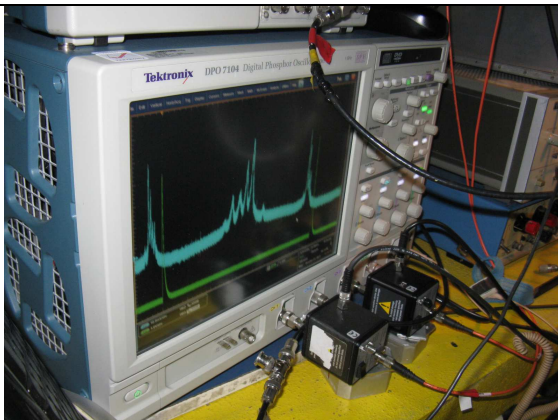
Takeda Riken TR4110M



Frekvencia tartomány: 50Hz-120 MHz

Frekvencia felbontó képesség: 10Hz-300kHz

Az általunk mért jelek frekvencia tartománya sokkal nagyobb, mint a spektrum analizátor tartománya, azonban ez mégsem probléma, mivel mindig lesz egy nulla közeli csúcs amelyet később stabilizálásra használhatunk, mert rezonancia közelében van a frekvencia.



Tektronix DPO7104 oszcilloszkóp

Sávszélesség: 1GHz

Mintavételi ráta: 40/20/10 GS/s

Mérés hossz: 250/125/50 M

Csatorna szám: 4

Web: www.tek.com

Detektorok:



New Focus 1591 fotodetektor

Hullámhossz tartomány: 400-870 nm

Sávszélesség: DC-4.5GHz

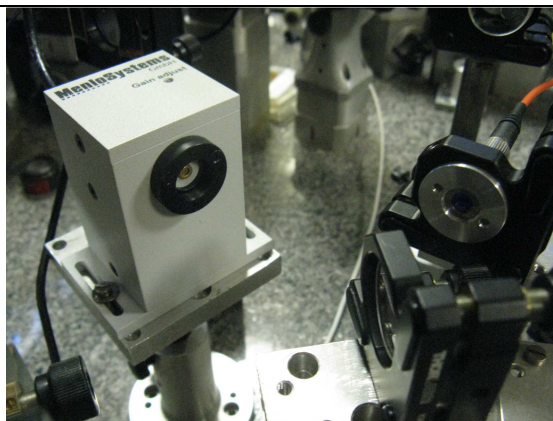
Felfutási idő: 95 ps

Érzékenység: 500 V/W

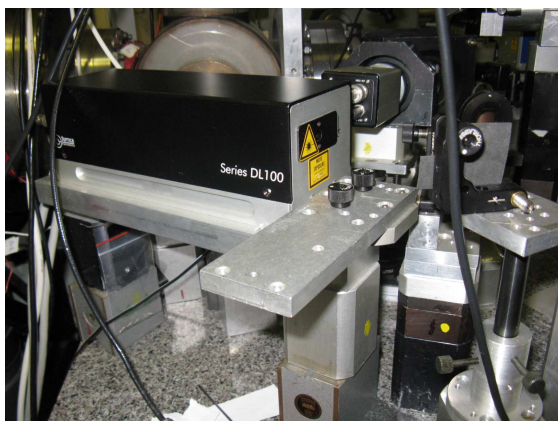
MenloSystems APD110

Hullámhossz tartomány: 400-1000 nm

Frekvencia tartomány: 1-800MHz



Lézerek:



Toptica DL100

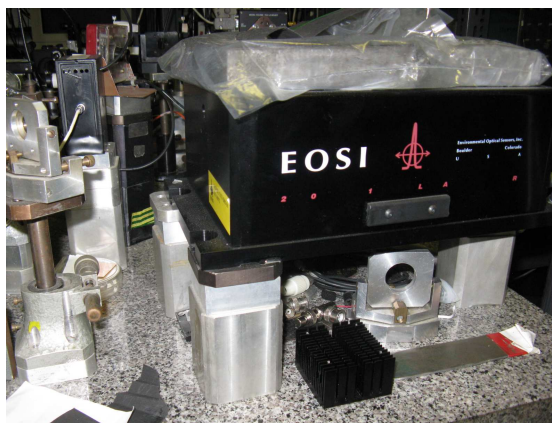
Sávszélesség: 800kHz

Hullámhossza: 780nm

EOSI 2001
Environmental Optical Sensors, Inc

Sávszélesség: 100 kHz

Hullámhossza: 780 nm



16. ábra Kísérleti eszközök

4.2 A kísérlet menete és összeállítása

A spektrumanalizátorral kiválasztunk egy Fourier-csúcsot, amelyhez a műszer szűrni fog, majd a kimenetet a stabilizálandó lézer bemenetére kötöttük. A feladat az volt, hogy megbizonyosodjunk, valóban sikerült-e a stabilizálás?

A frekvenciamodulált lézer és az állandó frekvenciára stabilizált referencialézer interferenciáját detektáltuk és meghatároztuk a paramétereket. A stabilizálást akkor tekinthetjük megfelelőnek, ha az interferencia lebegési frekvenciája időben kevésbé változik, mint a stabilizálatlan állapotban. Tehát úgy végeztük el az adatok rögzítését, hogy több adatsort rögzítünk egymás után, amely hosszabb ideig tart, így van elég idő ahhoz, hogy a lézernyaláb paraméterei, ha nincs megfelelően stabilizálva, megváltozzanak, ekkor jól megfigyelhető a frekvencia időbeli ingadozása.

Takeda Riken spektrumanalizátor és a Toptica diódlézer vezérlő elektronikája

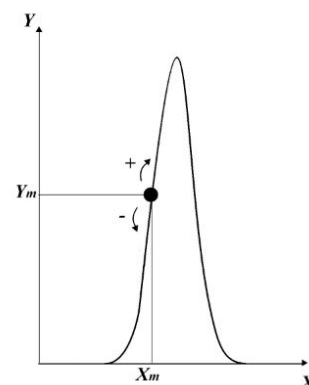
A korábban említett frekvenciamodulált lézer és egy állandó frekvenciájú referencialézer interferenciajelét detektáltuk, majd a Takeda Riken TR4110M spektrumanalizátorba vezettük. Az eszközön előállítjuk a jel Fourier-spektrumát. Látható volt, hogy a csúcsok nagyon keskenyek, valamint az, hogy spektrum zajos és nem állandó. Stabilizáláshoz nem megfelelő mivel a visszaszabályozáshoz egy stabil referencia érték kell.

Az analizátor beépített elektronikai szűrője segítségével képes előállítani egy szűrt spektrumot. (10 kHz-re állítottuk, tehát az ennél nagyobb frekvenciákat kiszűri.) A kapott spektrum kicsit szélesebb és állandó lett, így már használható a stabilizáláshoz.

A spektrumból kiválasztható egy csúcs, melyet referenciának tekintünk. Hasznos tulajdonság, hogy bármely csúcs kiválasztható, így ha nem rezonanciára van szükség, akkor is használható a módszer a stabilizáláshoz. Sokszor előfordul, hogy a középső csúcs nem elég nagy, ilyenkor célszerű egy másikat választani, hogy a stabilizálás sikeres legyen.

Miután a csúcsot kiválasztottuk, meg kell határozni a jelszintet (munkapontot, 17. ábra), amelyhez a visszaszabályozás fog történni, ezt egy manuális kurzorral lehet megtenni.

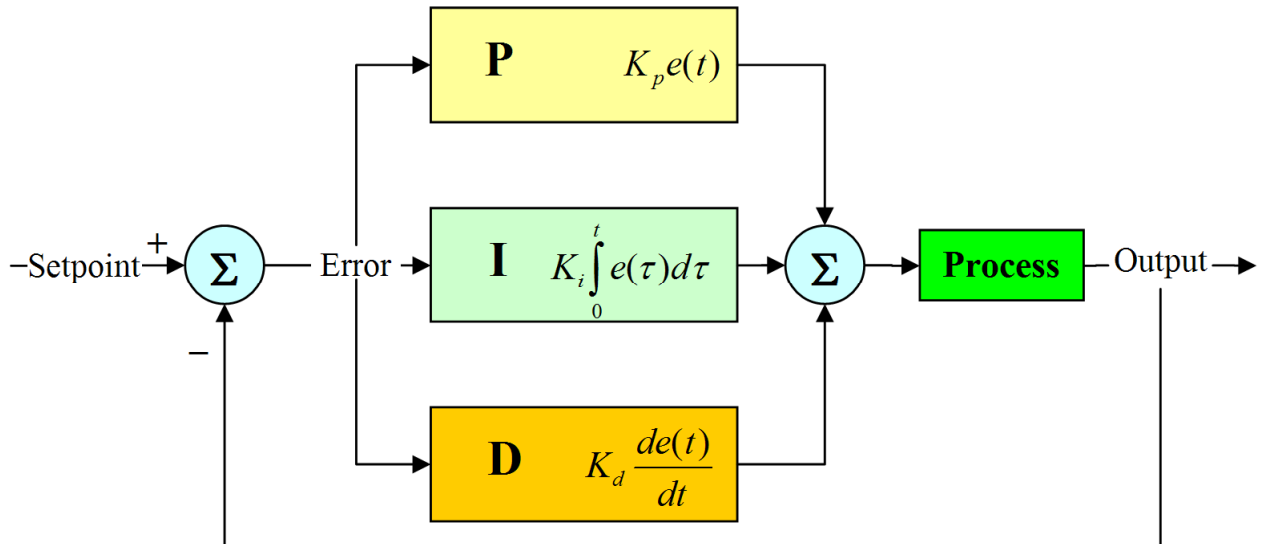
Az analizátor a 17. ábrán jelölt Y koordinátát adja vissza, amelyet a lézer, szabályozó bemenetére kötünk, amely egy PID (*Proportional Integral Derivative*) szabályozó.



17. ábra Munkapont beállítása a frekvenciaspektrum-csúcson

PID szabályozó^[10]

Lineáris rendszerek szabályozásánál használt, párhuzamos kompenzáción alapuló szabályozótípus, a felépítési sémája a 18. ábrán látható.



18. ábra PID szabályozó elektronika^[10]

❖ P (Proportional) – arányos rész

Az arányos tag válaszfüggvényét megkapjuk, ha megszorozzuk a hibajelet (az 18. ábrán $e(t)$) a K_p konstanssal. Vigyázni kell, mert ha az erősítés túl nagy, akkor a rendszer begerjedhet, míg ha túl kicsi, akkor a szabályozás kevésbé lesz érzékeny.

❖ I (Integral) - integráló rész

Az integráló tag arányos a hibajel nagyságával, valamint a hibajel időtartamával is. 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.

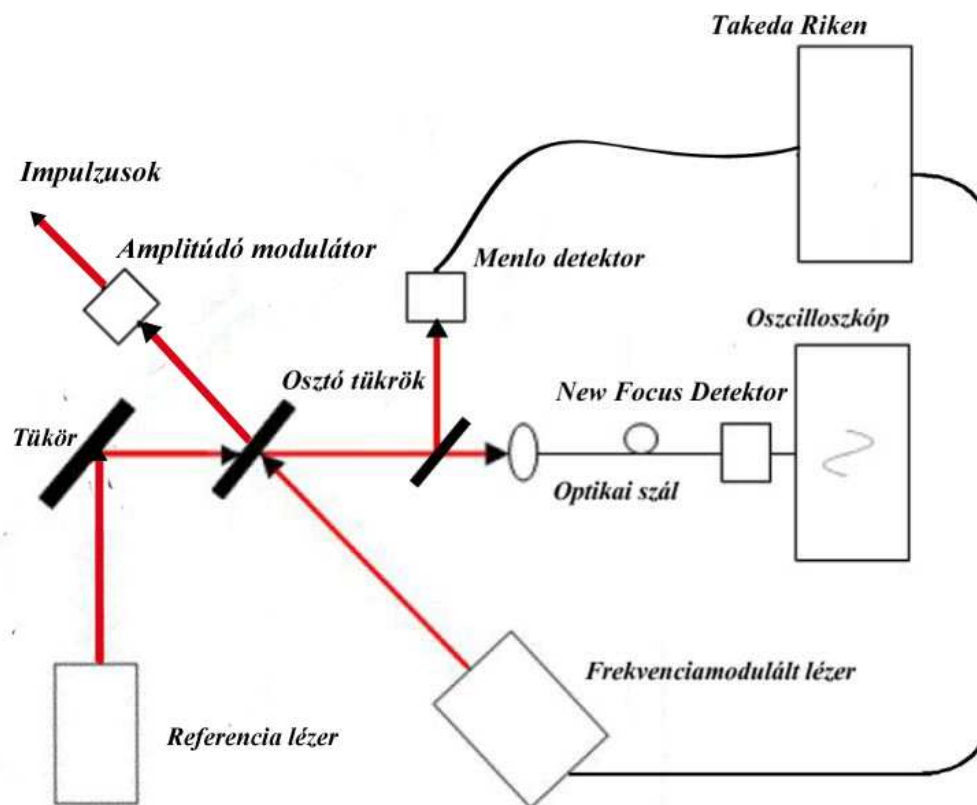
❖ D (Derivative) – differenciáló rész

A hiba változásának nagysága a hibajel meredekségéből határozható meg. Tehát a hibajel idő szerinti deriváltját megszorozzuk a deriváló tag K_d erősítésével. A

differentiáló-tag szerepe, hogy fokozza a szabályozási folyamat stabilitását a hirtelen fellépő ingadozásokkal szemben. A differenciálás érzékeny a zajra, ha túl nagy, akkor instabilitási problémák léphetnek fel.

Az erősítési konstansok beállítását úgy kell megtenni, hogy működjön a visszacsabályozás, de a rendszer ne gerjedjen.

A kísérleti elrendezés:



19. ábra A csörpölt impulzusokat előállító lézerrendszer elrendezési vázlata

A csörpölt impulzusokat előállító lézerrendszer elrendezési vázlatát a 19. ábrán mutatjuk be. A diódlézerek előtt Faraday-izolátort használtunk, így nem alakulhatnak ki nem kívánt rezonátorok. A modulációt úgy hoztuk létre, hogy a diódlézer vezérlőáramát szinuszosan változtattuk, így nem csak a nyaláb frekvenciája, hanem az amplitúdója is modulálódott.

4.3 Adatok feldolgozása

A függvény

A detektált interferencia-eloszlás matematika formulájára a következő összefüggést kaptam: ^(4. Függellék)

$$I = I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 + I_2} \cdot \delta \cdot \cos\left(\frac{A_m}{f_{\text{mod}}} \cos(2\pi \cdot f_{\text{mod}} t - \varphi_2) - 2\pi \cdot \Delta f \cdot t - \varphi_1\right),$$

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

ahol a δ együttható az interferencia „hatásfokát” mutatja, amely azt jellemzi, hogy a két nyaláb hullámfrontja mennyire fed egymást. Tehát a mérések kiértékelésével meghatározandó mennyiségek: I_1 a modulálatlan lézer intenzitása, I_{21} a modulált lézer intenzitásának offsetje, I_{22} a modulált lézer amplitúdója, f_{mod} a modulációs frekvencia, Δf a két lézer lebegési frekvenciája, A_m a lézerfrekvencia modulációjának amplitúdója, φ_1 a két lézer közötti fáziskülönbség, φ_2 a szinuszos árammoduláció és a frekvenciamenet közötti fáziskülönbség, φ_3 az intenzitás moduláció, valamint a szinuszos vezérlés közötti fáziskülönbség, δ az interferencia hatásfoka (ezt mi visibility-nek hívjuk).

Illesztés menete:

A következőkben bemutatnám egy adatsor feldolgozásának lépéseit. Mivel az illesztés elvégzése elég nehézkes a sok paraméter miatt, ezért igyekeztünk minél több paramétert meghatározni más úton. A lézernyalábokat külön detektálva meghatározhatjuk az ismeretlen paraméterek nagy részét, és később látható, hogy csak a megmaradt négy paramétert kell meghatározni a teljes függvény illesztésével az alábbi módon:

- a. A detektor offsetet levontam az adatsorokból, majd meghatároztam a δ -t:

A két lézer nyaláb intenzitását detektáltuk modulálatlan állapotban (I_1, I_2), valamint a moduláció nélküli lebegésüket. A következő képlet alapján számolható: $\delta = \frac{A}{2\sqrt{I_1 I_2}}$,

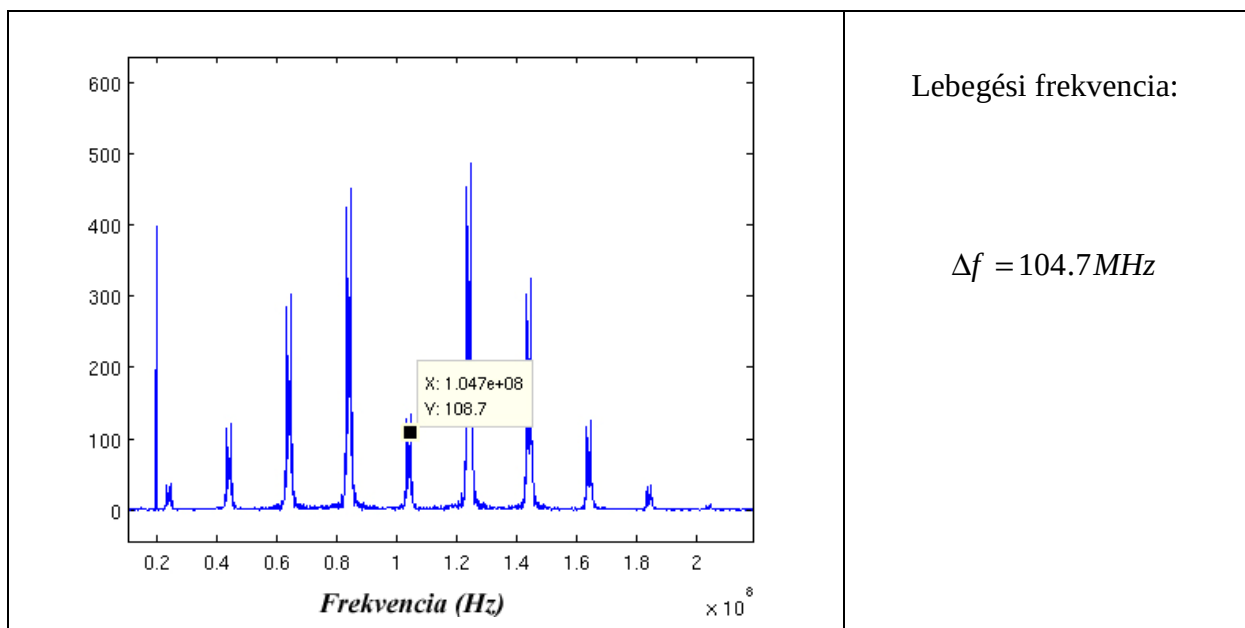
ahol A a moduláció nélküli lebegés amplitúdója (koszinusz illesztéssel határoztam meg.). Ezen paraméter meghatározását Matlab rutin végzi. ^(5. Függellék)

- b. Külön detektálva a modulált lézer intenzitását meghatározható a jel offset-je, az intenzitásmoduláció amplitúdója, a modulációs frekvencia, valamint a fázis.
- c. A lebegési frekvenciát meghatározhatjuk úgy, hogy a lebegés Fourier-spektrumában megkeressük a középső csúcsot. (azonban mivel ezek a spektrumok zajosak így az illesztésnél hagyni kell, hogy az illesztő rutin változtatni tudja az értéket.)
- d. A maradék paraméterek meghatározásához, a korábban leírt matematika formulát illeszttem a modulált lézer és a referencia lézer detektált lebegésére.

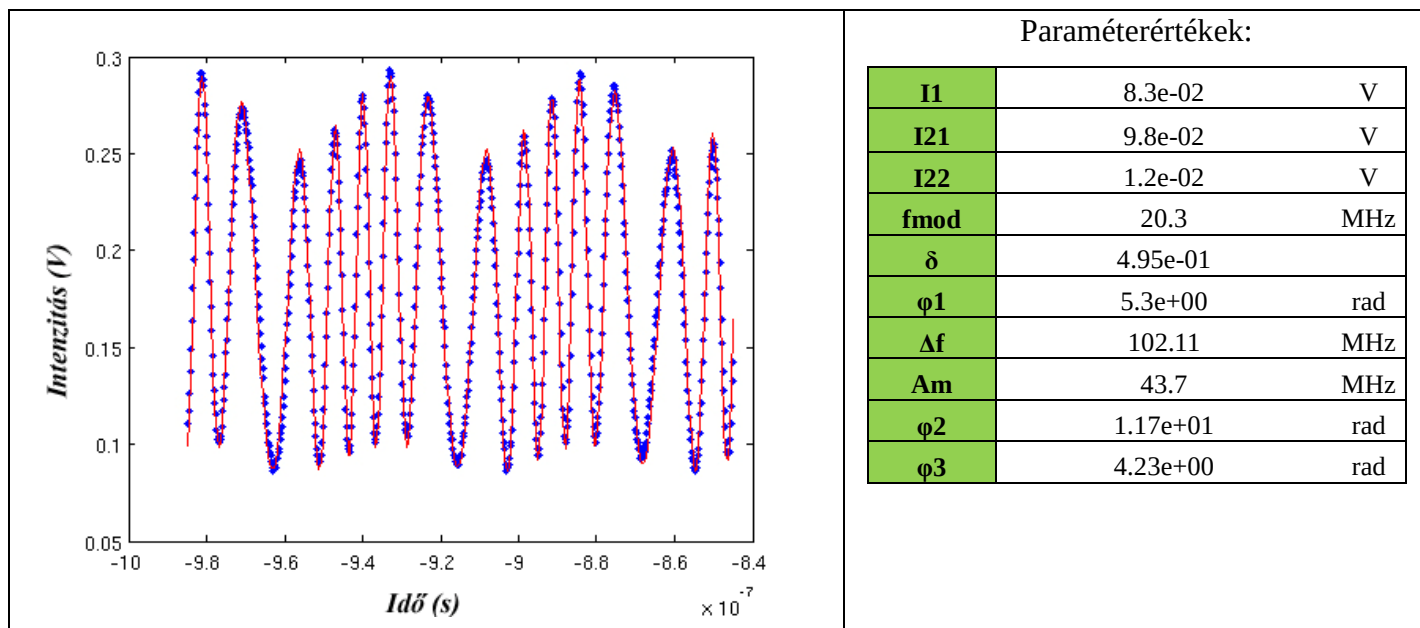
A stabilizálás nélküli mérés bemutatása

Először stabilizálás nélkül vettünk fel adatsorokat, hogy megvizsgáljuk, mekkora a frekvencia fluktuációja. Egymás után vettünk fel száz adatsort, miután mindegyiken sikeres illesztést hajtottam végre és meghatároztam a frekvencia szórását.

Száz adatsor-illesztésre egy félig automatizált illesztőrutint írtam Matlab-ban ^(6.Függelék), amelyben van lehetőség, hogy befolyásoljam a program futását – kezdeti paraméterek megadására – ha az illesztés nem sikeres. Bemutatom az egyik felvétel kiértékelésének eredményét a 20. és 21. ábrán.



20. ábra: A 81. adatsor Fourier-spektruma

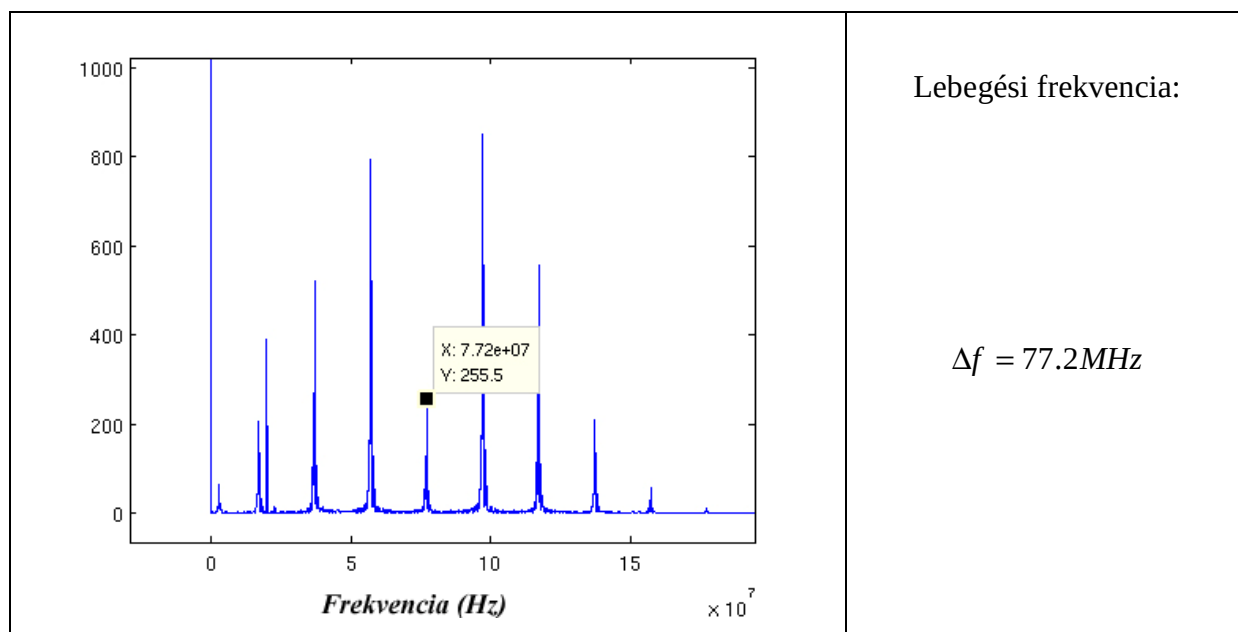


21. ábra: A 81. adatsor illesztése

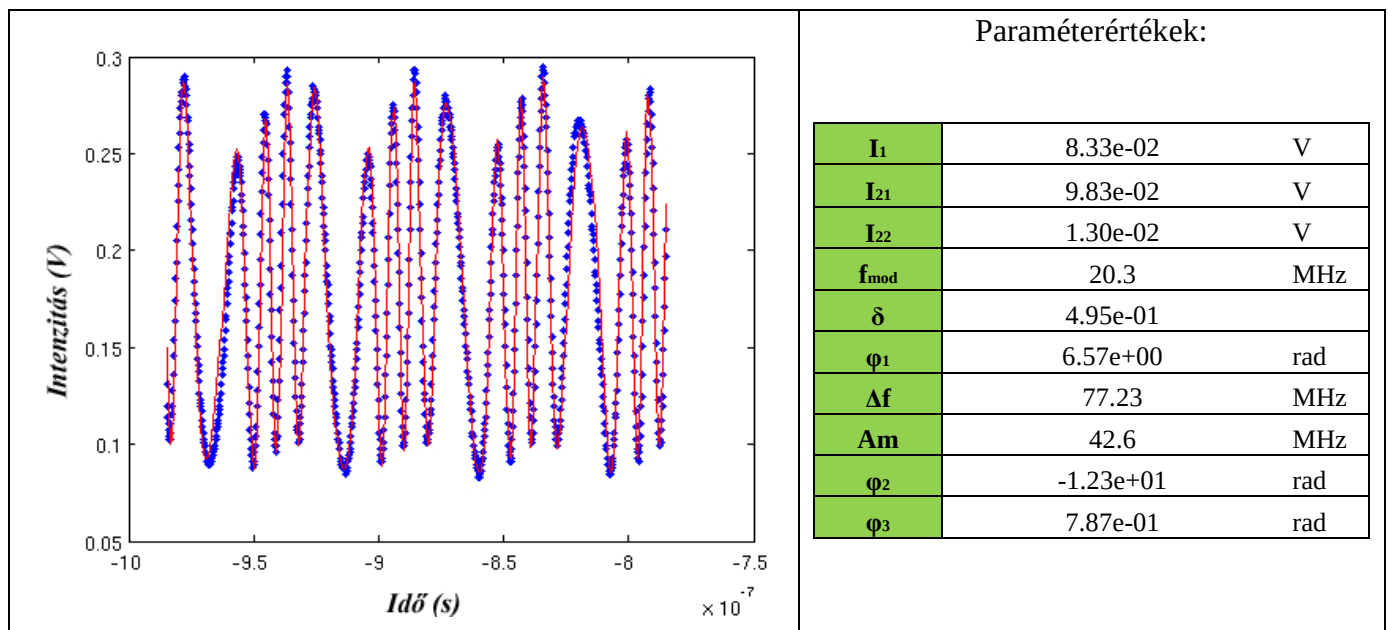
Az illesztőrutin végighalad az adatsorokon és automatikusan lementi a kapott illesztett értékeket egy fájlba.

A stabilizált mérés bemutatása

A stabilizálás beállítása után hasonlóan jártunk el, mint a korábban leírt stabilizálás nélküli illesztéseknél. Itt is külön megvizsgálom az egyik felvétel kiértékelésének eredményét a 22. és 23. ábrán.



22. ábra: A 34. adatsor Fourier-spektruma



23. ábra: A 34. adatsor illesztése

Az illesztés menete közben megfigyeltem, hogy a stabilizált adatsoroknál az algoritmus könnyebben konvergált a megfelelő minimum helyre, kevésbé volt érzékeny a kezdeti paraméterekre.

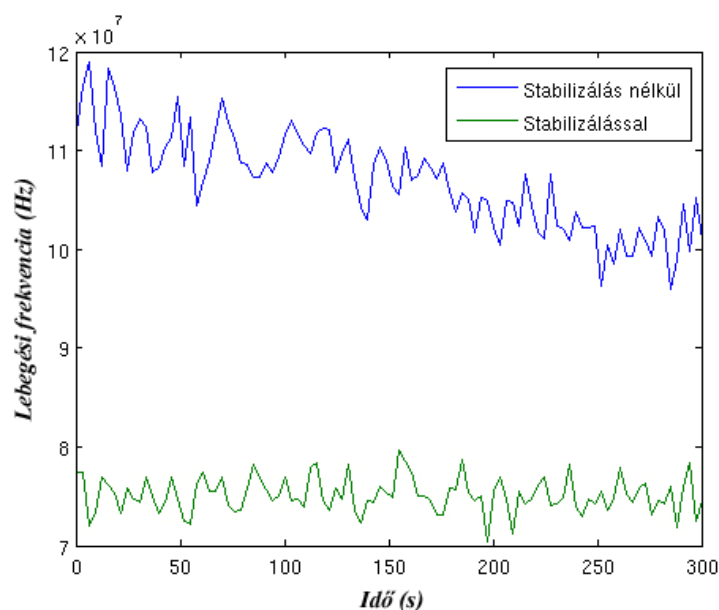
4.4 Eredmények

A 2x100 adatsor kiértékelése után kapott frekvenciaértékek szórását vizsgáltam meg, melyekre a következő értékeket kaptam a kétféle mérés esetén:

Stabilizálatlan	Stabilizált
4.93MHz	1.77MHz

Az értékek mutatják, hogy a stabilizált esetben a frekvencia középértékének ingadozása kisebb, mint ha nem lenne stabilizálva. A stabilizálatlan esetben kapott szórás érték a teljes időtartományra vonatkozik tehát a frekvencia elcsúszását is tartalmazza. Ilyen nagy különbség már nem megengedett a kísérlethez, mert így a frekvenciafutás nem a megfelelő tartományon fog keresztül haladni, hiába van beállítva a mérés, a keresett effektus már nem jön létre ekkora ingadozás esetén.

A frekvenciaértékeket az idő függvényében ábrázolva a 24. ábrán látható grafikont kaptam:



24. ábra: A lézer frekvencia-középértékének változása stabilizált és stabilizálatlan esetben

A stabilizálás nélküli esetben látható, hogy a frekvencia az idő múlásával elcsúszzik. Tehát az általunk kitalált visszacsatoló eljárás a probléma megoldására megfelelőnek bizonyult, alkalmazható a frekvenciamodulált lézerek középértékének állandó szinten való tartásához.

5. Összegzés

A dolgozat elején áttekintettük az elméleti hátterét a koherens atomi gerjesztésnek. Bemutattuk KFKI-ban folyó kutatási tevékenységünket, melyet motivációként tekinthetünk, mivel felvetődött problémaként, hogy hogyan lehetne stabilizálni olyan lézert, amely frekvenciája modulált. Bemutattuk az általunk használt eszközöket, ezek között a Takeda Riken spektrumanalizátort, amelyet később a stabilizáláshoz használtunk. A konkrét laboratóriumi környezetben megoldást kerestünk a stabilizáláshoz. A frekvenciamodulált lézernyalábot egy állandó frekvenciájú lézerrel interferáltattuk. A Takeda Riken spektrumanalizátoron ábrázoltuk az interferenciajel Fourier-spektrumát, majd ebből választottunk egy csúcsot, amelyen a munkapontot beállítjuk, a műszer Y koordinátájú kimenetét kötöttük hozzá a lézer szabályozó bemenetére, melyhez egy PID elektronika képes lesz visszaszabályozni. A módszer ellenőrzéséhez adatsorokat vettünk fel, melyek feldolgozásához egy általunk kitalált detektáló módszert használtunk. Eredményül azt kaptam, hogy a lézer frekvencia-középértékének változása a stabilizált állapotban kisebb, mint ha nincs stabilizálva. Tehát egy működő módszert sikerült kitalálni a frekvenciamodulált lézerek stabilizálására.

6. Hivatkozások

1. Quantum and Atom Optics. **Steck, Daniel Adam.** available online at <http://steck.us/teaching> (revision 0.5.8) 15. September (2010).
2. Principles of Lasers. **Svelto, Orazio.** Springer Science (2010)
3. The Theory Of Coherent Atomic Excitation. **Bruce W. Shore.** A Wiley – Interscience Publication. (1990).
4. Laser–Induced Population Transfer By Adiabatic Passage Techniques. **Nikolay V Vitanov, Thomas Halfmann, Bruce W. Shore and Klaas Bergmann.** Annu.Rev.Phys.Chem. 52, 763-809 (2001).
5. Igen alacsony hőmérésékletű atomok manipulálása rövid, frekvenciamodulált lézerimpulzusokkal. **Szigeti János, Bakos József, Djotyán Gagik, Ignácz Péter, Kedves Miklós, Sörlei Zsuzsa, Tóth Zoltán.** Fizikai Szemle 2004/3, 84-90 (2004).
6. *Hideg atomok.* **J.S. Bakos, G. Demeter, G.P. Djotyán, P.N. Ignácz, M.Á. Kedves, Zs. Sörlei, J. Szigeti, Z. Tóth.** Magyar Tudomány 15. december (2005).
7. Atomok gyorsítása frekvenciamodulált, átfedő lézerimpulzusokkal. **Bakos József, Demeter Gábor, Djotyán Gagik, Ignácz Péter, Kedves Miklós, Ráczkevi Béla, Sörlei Zsuzsa, Szigeti János.** VI. Szimpózium a Hazai Kvantumelektronikai Kutatások Eredményeiről, Poszter , Budapest (2008).
8. Multiphoton adiabatic passage for atom optics application, **G. Demeter and G.P. Djotyán.** Journal of the Optical Society of America B Vol. 26, 867 (2009).
9. Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation, **W. Demtröder.** Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2003).
10. http://hu.wikipedia.org/wiki/PID_szabályozó
11. Frequency Stabilisation of a Modulated Semiconductor Laser, **H. Tsuchida, Y. Mitsuhashi.** Electronics Letters Vol. 23, 1147 (1987).
12. Mechanical effect of retroreflected frequency-chirped laser pulses on two-level atoms, **G. Demeter, G. P. Djotyán, Zs. Sörlei, and J. S. Bakos.** Physical Review A 74, 013401 (2006).

7. Függelék

1. Függelék:

Schrödinger egyenlet:

$$i\hbar d_t \vec{C}(t) = H(t) \vec{C}(t), \text{ ahol } \vec{C}(t) = [C_1(t), C_2(t)]^T \text{ oszlop vektor.}$$

A rendszer Hamilton operátora:

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

A Hamilton operátor állapotai felírhatóak a perturbálatlan állapotok szuperpozíciójaként:

$$\Phi_+(t) = \psi_1 \sin \Theta(t) + \psi_2 \cos \Theta(t)$$

$$\Phi_-(t) = \psi_1 \cos \Theta(t) - \psi_2 \sin \Theta(t),$$

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

A két adiabatikus állapotok energiája a Hamilton operátor két sajátértéke:

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

Adiabatikus folyamat esetén, az adiabatikus állapotok között nincs átmenet: ^[4]

$$\langle \dot{\Phi}_+ | \Phi_- \rangle \ll |\varepsilon_+ - \varepsilon_-|.$$

Kétszintes rendszer esetében az adiabatikusság feltétele:

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

2. Függelék:

A rendszer Hamilton operátora, a korábbiakhoz hasonlóan: ^[8]

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + H_a - \hat{d}\hat{E}$$

Időfüggő Schrödinger egyenlet alapján a valószínűségi amplitúdókra kapott egyenletek:

$$i\hbar \partial_t \alpha(t) = \frac{p^2}{2m} \alpha(p, t) - \frac{\hbar \Omega^+(t)}{2} \cdot e^{i\varphi^+(t)} \cdot \beta(p + \hbar k, t) - \frac{\hbar \Omega^-(t)}{2} \cdot e^{i\varphi^-(t)} \cdot \beta(p - \hbar k, t)$$

$$i\hbar\partial_t\beta(t) = \frac{p^2}{2m}\beta(p,t) - \frac{\hbar\Omega^+(t)}{2} \cdot e^{-i\varphi^+(t)} \cdot \beta(p-\hbar k,t) - \frac{\hbar\Omega^-(t)}{2} \cdot e^{-i\varphi^-(t)} \cdot \alpha(p+\hbar k,t)$$

Ahol $\Omega^\pm$ és $\varphi^\pm$ jelölések az impulzus irányát jelzik.

A kinetikus tagot elhanyagolhatjuk:

$$i\hbar\partial_t\alpha(t) = -\frac{\beta(t)}{2} \left[\hbar\Omega^+(t)e^{i\varphi^+(t)} + \hbar\Omega^-(t)e^{i\varphi^-(t)} \right]$$

$$i\hbar\partial_t\beta(t) = -\frac{\alpha(t)}{2} \left[\hbar\Omega^+(t)e^{-i\varphi^+(t)} + \hbar\Omega^-(t)e^{-i\varphi^-(t)} \right]$$

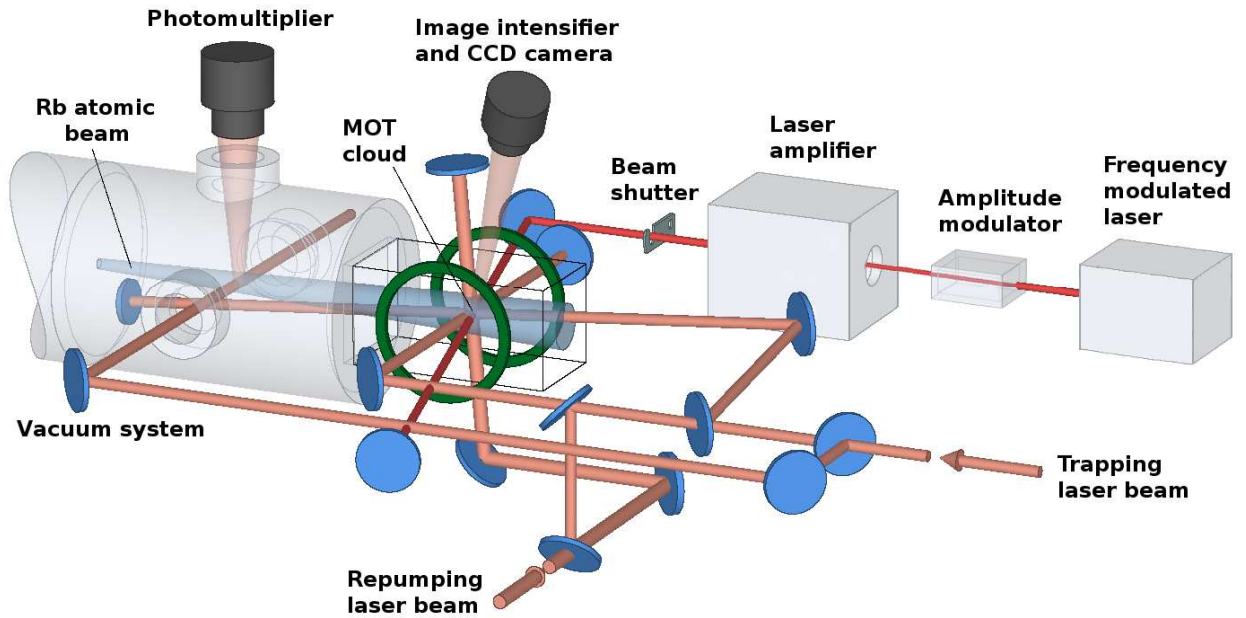
A frekvenciakülönbség a két elektromágneses tér között: $\Delta t = \varphi^+(t) - \varphi^-(t)$

A Fourier-sorfejtése a két valószínűségi amplitúdónak:

$$\alpha(t) = \sum_m A_m(t) e^{-im\Delta t}$$

$$\beta'(t) = \sum_m B_m(t) e^{-im\Delta t}$$

3. Függelék:



4. Függelék:

I_2 - a frekvenciamodulált lézer intenzitása:

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

Két nyálábos interferencia képletből kiindulva:

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

A fázisok

$$\Phi_1 = 2\pi \cdot (\nu + \Delta f) \cdot t - \varphi_1$$

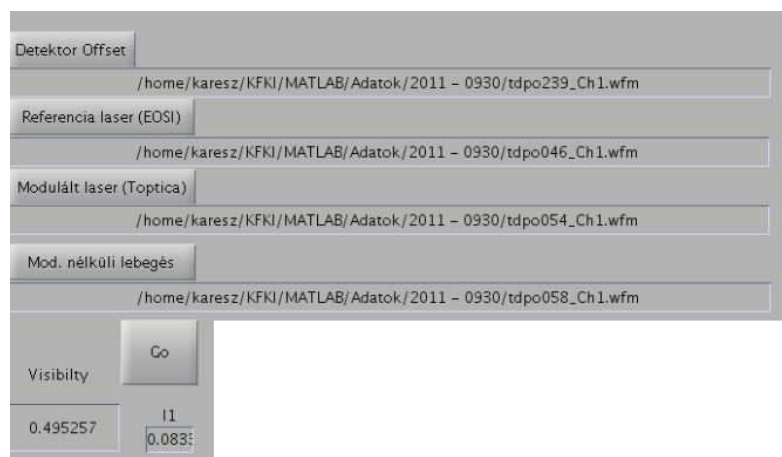
$$\Phi_2 = \frac{A_m}{f_{\text{mod}}} \cos(2\pi \cdot f_{\text{mod}} \cdot t - \varphi_2) + 2\pi \cdot \nu \cdot t$$

Behelyettesítve az interferencia képletbe, kapjuk:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \delta \cdot \cos\left(\frac{A_m}{f_{\text{mod}}} \cos(2\pi \cdot f_{\text{mod}} \cdot t - \varphi_2) - 2\pi \cdot \Delta f \cdot t + \varphi_1\right),$$

ahol ν a modulált lézer frekvenciájának középértéke, és Δf a referencialézer frekvenciájának ettől mért különbsége, amelyet lebegési frekvenciának nevezünk.

5. Függelék:



Rutinhoz készített Matlab guide egy része látható a képen, mely segítségével könnyen betölthetőek a megfelelő adatsorok és a GO gombra kattintva a program kiszámolja a visibility-t valamint az állandó frekvenciájú lézer intenzitását (I1), majd kiírja cellákba mely értékeket a későbbikben a függvényillesztéshez használni fog.

6. Függelék

