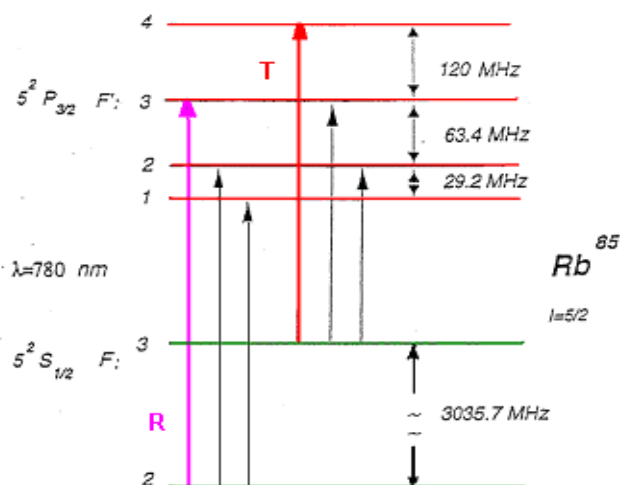


## „Hideg atomnyaláb előállítása magneto-optikai csapdából, és tulajdonságainak vizsgálata”

**Zárójelentés 2008-02-25**

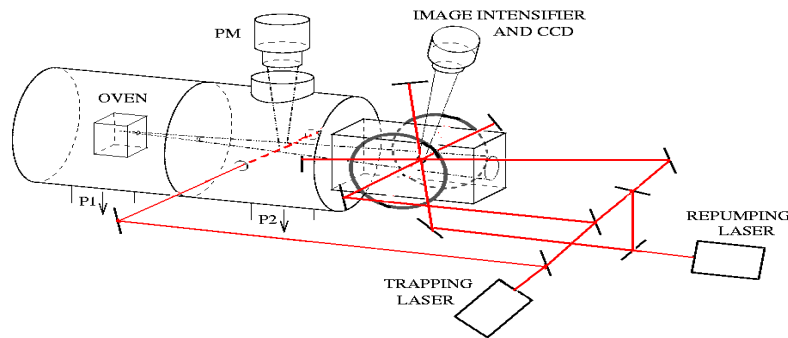
### **Bevezetés**

A T-025262-es NyT.számú téma legfontosabb eredménye egy magneto-optikai atom csapda, létrehozása volt. Ez azt jelenti, hogy egy vákuumban elhelyezett 400K hőmérsékletű forrásból kiáramló, kb. 300m/s sebességű rubidium atomnyalábból, - a rubidium két alapállapotához tartozó rezonancia frekvenciára, illetve az alá stabilizált frekvenciájú egy-egy félvezető lézer, valamint egy az egymással szembekapcsolt u.n. Anti-Helmholz tekercspár által keltett, nulláról kifelé növekvő erősségű gömbszimmetrikus mágnes tér felhasználásával - létrehoztunk egy u.n. magneto-optikai csapdát (MOT). A két lézer közül az egyik három kb. azonos intenzitású részre volt bontva és három egymásra merőleges irányba haladva keresztezte egymást, majd egy-egy tükörről visszaverődött. Így a mágnes tér zéróhelyén hat 8-8 mm átmérőjű cirkulárisan polarizált nyaláb keresztezte egymást. Itt jött létre a kb.1mm átmérőjű, néhány  $\mu\text{K}$  hőmérsékletű,  $10^5 - 10^6$  Rb atomból álló atomfelhő. Tekintettel a rubídium atom spektrumának hiperfinom szerkezetére, nevezetesen arra, hogy a rubídium spektrumának két jól elkülönülő “alap-, illetve metastabil” állapota van, (1. ábra) a második lézer azt a célt szolgálja, hogy az atomok a csapdát létrehozó lézer hatására ne tudjanak az alsó alapállapotban összegyűlni, és ezáltal a csapdázó lézer hatása alól kiszökni.



1. ábra: A rubidium 85-ös izotópjának (nem méretarányos) nívószerkezete a megengedett átmenetekkel

A második (Repumping) lézer frekvenciája tehát úgy van behangolva, hogy az atomokat az alsó alapnívóról a felsőre visszapumpálja. A berendezés vázlatát a 2. ábrán lehet látni.



2.ábra: A Rb atomnyaláb, illetve az atom-csapda (MOT) vázlatja.

**Oven** a Rb-forrás, **Pm** a csapdázó lézer stabilizálására szolgáló fotoelektron-sokszorozó, **Image intensifier...** a képerősítő és a CCD-kamera, **Trapping- ill. Repumping-laser** a csapdázó, ill. visszapumpáló lézerek, és **P1, P2** a turbómolekuláris vákuumszivattyúk.

A jelenlegi témában az első feladatunk ennek a Rb atomfelhőnek egy harmadik, frekvenciamodulált, u.n. csörpölt félvezető lézer segítségével néhány mm távolságra való elmozdítása anélkül, hogy az atomok relatív sebességeloszlása, azaz a felhő hőmérséklete számottevő mértékben megváltozott volna. Sokkal nagyobb távolságra nem volt lehetőség az elmozdításra, mert az adott körülmények között a detektáló rendszer látótere kb. 10mm-re korlátozódott. A későbbiekben a felhő további manipulálása, illetve hűtése csak úgy lehetséges, ha a vákuumrendszerben 2-3 nagyságrenddel jobb vákuumot tudunk létrehozni egy nagyobb teljesítményű eltérítő lézert alkalmazunk,. Erről még a későbbiekben lesz szó.

## Elméleti eredmények

Elméleti számításaink szerint az elmozdulást az a jelenség hozza létre, hogy egy harmadik, az u.n. “killer” lézer fotonjai a felhőben lévő Rb atomokkal ütközve azokat gerjesztik, és közben, egy-egy ütközésnél  $h\mathbf{k}$  mechanikus impulzust is átadnak nekik, ahol  $h$  a Planck-állandó,  $\mathbf{k}$  a lézer-fotonok hullámszáma. Ez akkor igaz, ha a lézer frekvenciája azonos a felhőben levő atomok rezonancia-frekvenciájával. Mivel az atomoknak van bizonyos sávszélessége, a gerjesztő lézert úgy kell modulálni, azaz csörpölni, hogy a frekvenciája az atomok teljes Doppler-tartományán átfusson, hogy a lehető legtöbb atommal tudjon kölcsönhatni. Ha ugyanezt a lézerimpulzust egy tükörrel úgy fordítjuk vissza, hogy az atom spontán lecsengési idejénél (ami **Rb** esetében 27ns) rövidebb idő (nálunk kb. 3ns) jut vissza a csapdába, akkor az atom az indukált emisszió folytán visszajut az alapállapotba, de ugyanakkor még egyszer  $h\mathbf{k}$  impulzust kap az előzővel azonos irányba [2.]. Ezt a jelenséget nevezik “**Adiabatikus átmenet**”- nek.

A fenti mechanizmust részletesen ismertettük a *T- 025262 Nyt. számú 2002-ben lezárult OTKA-pályázat zárójelentésében*, valamint *Szigeti János: Igen alacsony hőmérsékletű atomok...c., a Fizikai Szemle 2004/3. számában*, [1.] és *Sörlei Zsuzsa: Hideg Atomok c., a Magyar Tudomány 2005/12. számában közölt cikkekben* [2.].

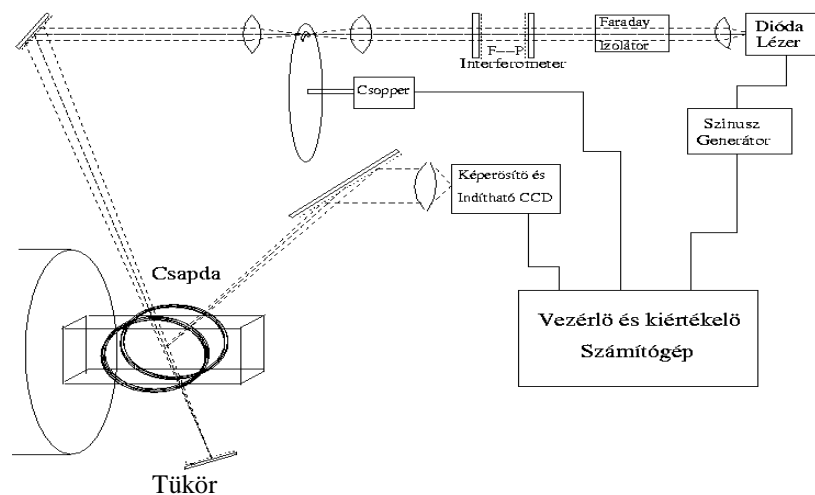
A további mérések részleteit és a hozzájuk tartozó elméleti számításokat az “V. Szimpózium a kvantumelektronikai kutatások eredményeiről” című kiadványban *Bakos J., Bürger G., ...: Lassú atomnyalábok előállítás... címen* 2003-ban, valamint *J.S. Bakos, G.P. Djotyan, ...: Acceleration of cold Rb atoms by frequency modulated light pulses* címen, a “*The European Physical Journal*”- ban 2007-ben publikáltuk.

A később elvégzett, és alább ismertetett kísérleti eredmények alapján nyilvánvalóvá vált, hogy az Adiabaticus átmenet módszere általánosabban is alkalmazható más, az alkáliáktól eltérő spektrális szerkezetű atomoknak a rubidiuméhoz hasonló manipulációjára. Ilyenek pl. a három metastabil alapállapottal rendelkező atomok, függetlenül attól, hogy egy lehűtött gáz-felhőt képeznek, vagy valamilyen kristályban a megfelelő sűrűségű szennyező atomokról (angolul quantum dots [QD]), van szó. Ezekre vonatkozóan végeztünk számításokat, az ún. Tripod-Stimulált Raman Adiabaticus Átmenet (angol rövidítéssel STIRAP) feltételeinek fennállása esetén.

Ez azt jelenti, hogy a kezdeti feltételektől függően, az atom bármelyik alapállapotából egy vagy több másikba átvihető az adott populáció, anélkül, hogy az atom felső nívója gerjesztődne. A számítások részletei megtalálhatóak a *Journal of Optical Society of America* című folyóirat 2008. februári (v.25/2) számában: *G.P. Djotyan, J.S. Bakos, ...: Creation of a coherent superposition of quantum states...* című cikkében.

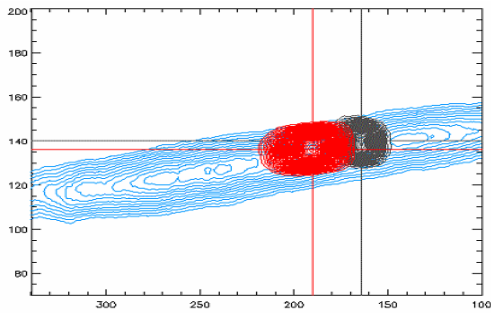
## A kísérleti eredmények

A jelenség kísérleti igazolásához az eltérítő lézer hullámhosszát úgy állítottuk be, hogy a stabilizált csapdázó lézertől egy részt kicsatoltunk, és egy Fabry-Perot interferométert a lemezek közti légnyomás változtatásával maximális áteresztésre hangoltunk. Ezután az eltérítő diódalézert a rajta átfolyó áram beállításával szintén a maximális áteresztésre hangoltuk. A lézert megmoduláltuk egy szinusz-generátorral, és közben egy forgó tárcsán levő adott méretű nyílás segítségével impulzus sorozatokat hoztunk létre. A lézer áramának változtatásával folyamatosan változtattuk a csörpölési frekvencia-tartományt, miközben a lézer csörpölési sebessége is változott. A következő kísérleti összeállításban a fluoreszcenciát mértük felváltva eltakart és kinyitott tükör esetén. (l. 3. ábra)

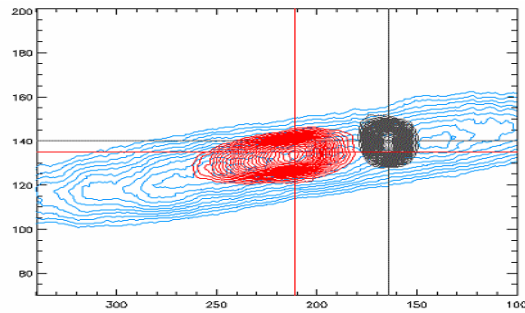


3. ábra: A csapdában lévő atomok manipulálására szolgáló kísérleti elrendezés

A felhő mozgását, a benne lévő gerjesztett atomok sűrűségét egy tízszeres képerősítő és egy nagy felbontású, vezérelhető gyors CCD-kamera segítségével tudtuk detektálni egy kb. 9mm átmérőjű gömbön belül. (l. 4. ábra) Az ábrán a skála nem méretarányos, a rajta levő számok  $10^{-4}$ s egységben értendők; a szintvonalak közti különbség kb.  $10^5$  atom/cm<sup>3</sup>.



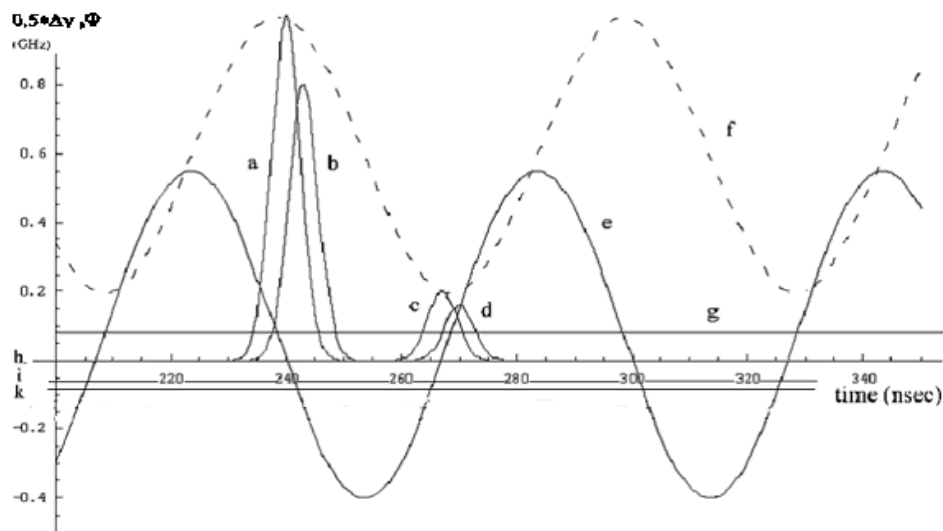
*eltakart tükör*



*nyitott tükör*

4. ábra: A csapdában lévő atomfelhő elmozdulása. A látszólagos megnyúlás a véges mérési idő következménye.

Az így kapott jel végül a vezérlő és egyúttal adatfeldolgozó számítógépbe jutott [1.]. A kiértékelés során megkaptuk az eltérítő lézer-impulzus-sorozatok egy tagjának és egy Rb atomnak a kölcsönhatásából várható, és ténylegesen mért fluoreszcencia térbeli eloszlását. Ennek alapján a következő ábrán **a**, **b**, **c** és **d** görbék időbeli lefutásának megfelelő fluoreszcencia eloszlás volt várható: (l. az 5. ábrát).

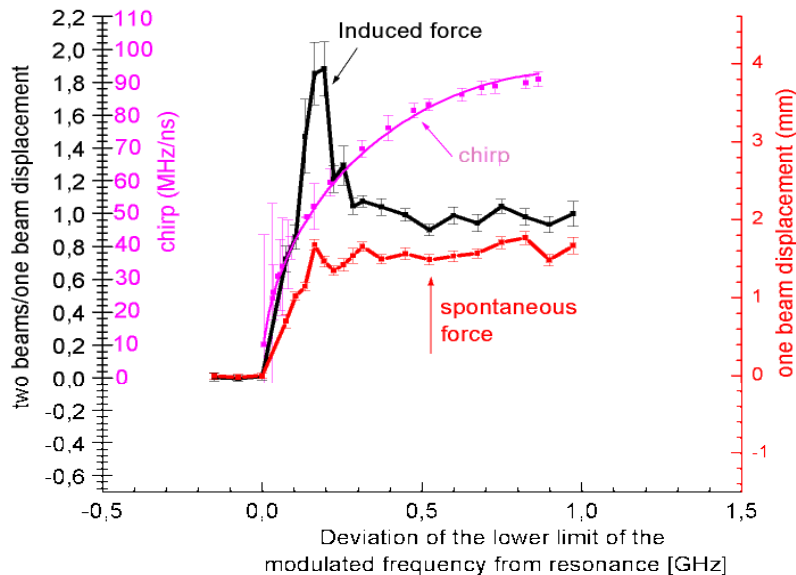


5. ábra: A frekvencia-modulált lézer-impulzus-pár előállítás a szinuszosan modulált lézer és a Fabry-Perot interferometer felhasználásával, és az ebből várható fluoreszcencia. **e** a frekvencia-modulált lézer, amelyből 60ns-os sorozatok jutnak át a csoppon egy-egy lézer-áram érték beállítása melletti mérés során; **a**, **c**, a lézer-csapdába jutó, (**h**) rezonancia-, **b**, **d** pedig a gerjesztett Rb-szinteket (**i**, **k**) metsző lézerimpulzusok amplitudója csökkenő, ill. növekvő csörp esetén a szinusznak a rezonancia-átmenete körül; **g** az árammal változtatható lézer átlagteljesítménye; **h** a Rb atomok rezonanciaszintje.

A következő ábrán bemutatott a mérések azonban azt mutatták, hogy várakozásunktól eltérően a felhő elmozdulásának nagysága és sebessége nemcsak a csörpölt lézernek a rubidium rezonanciájához viszonyított frekvenciájától, hanem a csörpölés, azaz a moduláció irányától és sebességétől is függött (l. a 6. ábrát).

Az eredmény azt is jelenti, hogy az adiabatikus átmenet, azaz a 2x-es impulzus átadás csak bizonyos csörpsebesség tartományban teljesül, és az eltérítő lézer-impulzusok más paramétere(i) is hozzájárulnak az eltérítés mértékének meghatározásához.

A mérések pontosításához az előző rendszerbeli “stabilizált” lézerből forgó tárcsás csopper helyett egy elektro-mechanikus kapcsolóhoz erősített “szemafórral” állítottuk be az eltérítéshez szükséges csörpölt lézernyalábot, illetve a lézer-impulzus sorozatok hosszát. E módszer előnye a nagyobb stabilitás mellett az, hogy a számítógéppel való szabályozása, ill. hosszának változtatása is egyszerűbben megoldható.



(spontaneous force: *eltakart tükör*, induced force: *nyitott tükör*)

6. ábra: az atomfelhő elmozdulása és a csörpsebesség a Rb atom rezonancia szintje és a szinuszos moduláció 0 szintje közötti [GHz-ben mért] különbség függvényében

A vizsgálatok további folytatásához, ahhoz, hogy a méréseket pontosabbá, kvantitatívvá tegyük, és az elméleti számításokkal lehetőleg megegyező eredményeket kapjunk, a meglévő berendezésünk több, egymástól lényegében független részének, pl. a vákuumrendszernek, a lézereknek, valamint a detektáló eszközöknek számos átalakítására, továbbfejlesztésére, volt szükség. Első sorban szükséges volt a meglévő mérőberendezés vezérlésének, valamint a mérési adatok és eredmények számítógépes feldolgozásának teljes kiépítése.

## Az eltérítő lézer-rendszer optikai átalakítása

Egy másik fontos változtatás az volt, hogy az eltérítő lézert felcseréltük egy nagyobb teljesítményű és kívülről szabályozható lézer-generátorral, és miután az előzőekben kipróbált akusztó-optikai modulátor, amelyet a lézer vezérlésére kívántunk használni, nem váltotta be a hozzáfűzött reményeket, az impulzus sorozatok előállításához beszereztünk egy EOSPACE-AZ5 típusú amplitúdó-, valamint egy fázis-modulátort.

Ezekkel, - és mint az alábbiakból kiderül, az amplitúdó modulátorral egyedül is - egymástól függetlenül is lehetett változtatni a kiterjedő lézer amplitúdóját valamint a szinuszos moduláció frekvenciáját, azaz a csörpölés sebességét. Mindkét eszközhöz azonban a specifikáció szerint a távközlési technikában használatos mikrohullámú tartományra voltak megadva bizonyos paraméterek. Ahhoz, hogy a berendezésünkbe beépítsük az új eszközöket, meg kellett győződni arról, hogy a számunkra legfontosabb ilyen adat az u.n. csörp-paraméter az általunk

használt hullámhosszon megegyezik-e az irodalomban általában használt gyárilag megadottal vagy mennyire tér el attól. A definíció szerint ezen a Mach-Zehnder interferométer ( M-Z ) kimenetén a fázis moduláció és az amplitúdó moduláció arányát értik.

Ezeknek a mérésbe való beépítéséhez a következő megfontolások szükségesek:

Mint ismeretes, a M-Z belsejében a fény-nyaláb két részre bomlik és mielőtt újra egyesül, a két fényút mindegyikében fázismodulációt szenved. A fázismodulált tér általános kifejezése a következő:

$$E(t) = \frac{1}{2} E_0 \{ \exp(i\gamma_1 u(t) + i\varphi_{B1}) + \exp(i\gamma_2 u(t) + i\varphi_{B2}) \} \exp(i\omega_0 t) \quad (1)$$

ahol:

$E_0$  a bejövő fény amplitúdója,

$u(t)$  a moduláló feszültség,

$\gamma_1, \gamma_2$  a két útban a fáziskonverziós együttható,

$\varphi_{B1}, \varphi_{B2}$  a fáziskésés az úthossz-különbség miatt, amit DC feszültséggel lehet beállítani a modulátor kvadratura pontjára, és

$\omega_0$  az optikai frekvencia.

Ha a nem-lineáris hatásokat elhanyagolhatónak tekintjük, akkor a modulátorban indukált fázis és az elektromos jel intenzitásának aránya állandó, azaz  $\gamma_1$  és  $\gamma_2$  nem változnak, akkor azok a modulátor saját belső paramétereinek tekinthetők.

Ez esetben a fázismodulált téreőr:

$$E(t) = E_0 \cos(\Delta\varphi(t)) \exp(i\varphi(t)) \exp(i\omega_0 t) \quad (2)$$

ahol:

$$\Delta\varphi(t) = \frac{1}{2} \{ [\gamma_1 u(t) + \varphi_{B1}] - [\gamma_2 u(t) + \varphi_{B2}] \}, \quad (3)$$

$$\text{és} \quad \varphi(t) = \frac{1}{2} \{ [\gamma_1 u(t) + \varphi_{B1}] + [\gamma_2 u(t) + \varphi_{B2}] \}. \quad (4)$$

Az optikai, azaz a fény-teljesítmény pedig:

$$P(t) \equiv |E(t)|^2 = P_0 \cos^2(\Delta\varphi(t)), \quad (5)$$

ahol:

$$P_0 = E_0^2 \quad \text{a bemenő fény-teljesítmény.}$$

Amíg kilépő amplitúdó a  $\Delta\varphi(t)$  szerint, a kilépő fény fázisa  $\varphi(t)$  szerint modulálódik.

Definiáljuk  $\alpha_0$ -nak a modulátor u.n.belső csörp-paraméterét:

$$\alpha_0 = \frac{\frac{d\varphi(t)}{dt}}{\frac{d(\Delta\varphi(t))}{dt}} \equiv \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2}. \quad (6)$$

Ez ugyan nem a távközlési irodalomban megszokott csörp-paraméter definíció, de viszont nem függ a bejövő elektromos jel intenzitásától, tehát ez az  $\alpha_0$  a modulátor saját belső csörp-paramétere.

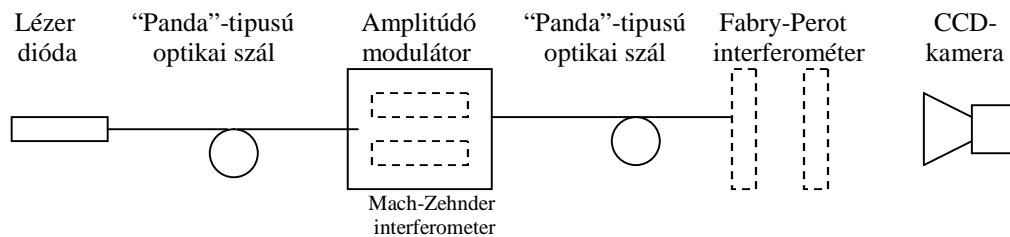
Az eddigi számolásból is nyilvánvaló, hogy a frekvencia-csörpöt alapvetően a moduláló elektromos jel  $u(t)$  határozza meg, de  $\alpha_0$ , a modulátor saját belső csörp-paramétere is változtathat rajta.

Ennek az  $\alpha_0$ -nak a megmérésére az  $u(t)$  szinuszosan változó elektromos jelet alkalmazzuk, ami a modulátor mindkét útján szinuszos fázismodulációt okoz:

$$\gamma_1 u(t) = a_1 \sin(\omega t), \quad \gamma_2 u(t) = a_2 \sin(\omega t), \quad (7)$$

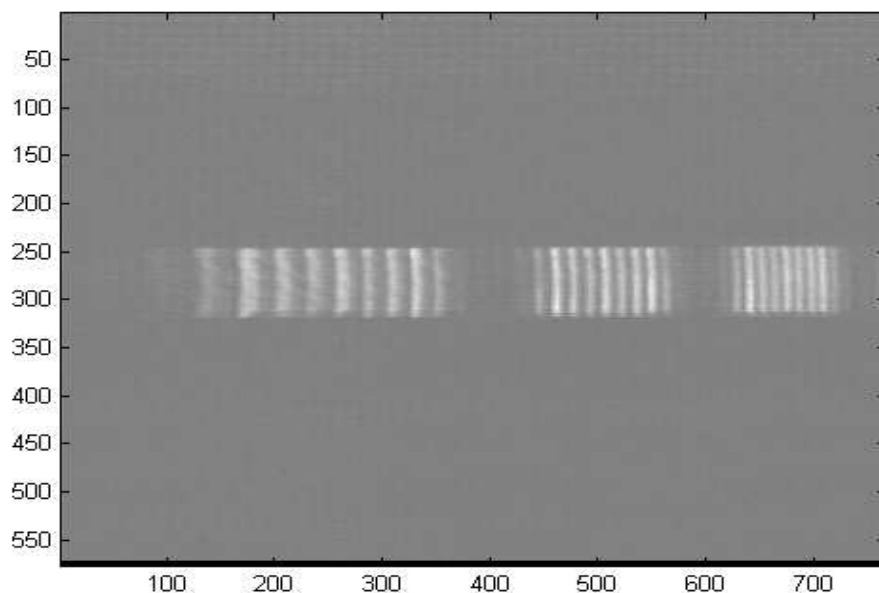
ahol:  $a_1$  és  $a_2$  az elektromos jel által a fényjel fázis-nagysága a modulátor két útján,  $\omega$  a modulátorba betáplált elektromos jel frekvenciája.

Ezek alapján a következő, a 7. ábrán látható optikai összeállítást készítettük el:

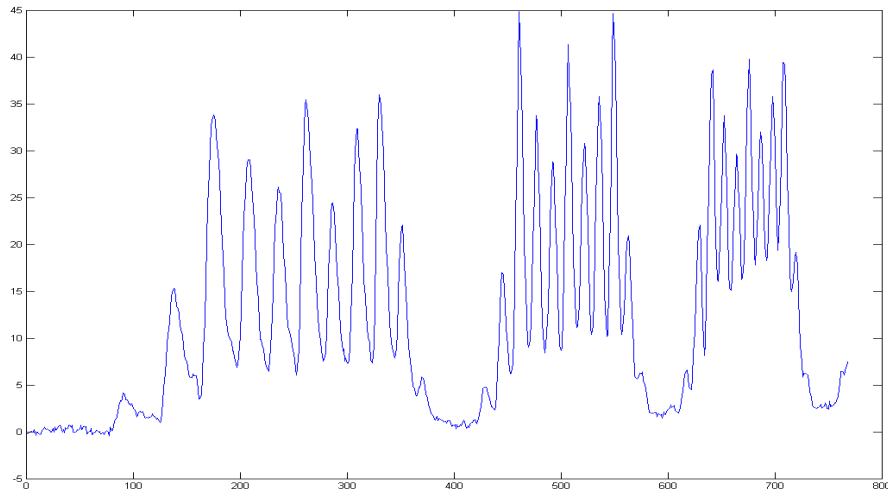


7. ábra: A csörp-paraméter mérésére szolgáló összeállítás  
A Fabry-Perot interferométer felbontása 100MHz, a CCD-kamera érzékenysége 8 bit

A méréseket 450MHz frekvenciával modulált dióda-lézer jel beeresztésével végeztük több különböző modulációs mélység mellett. A következő 8.a,b ábra egy 2V-os szinusz jel és 0.65V DC feszültség mellett.

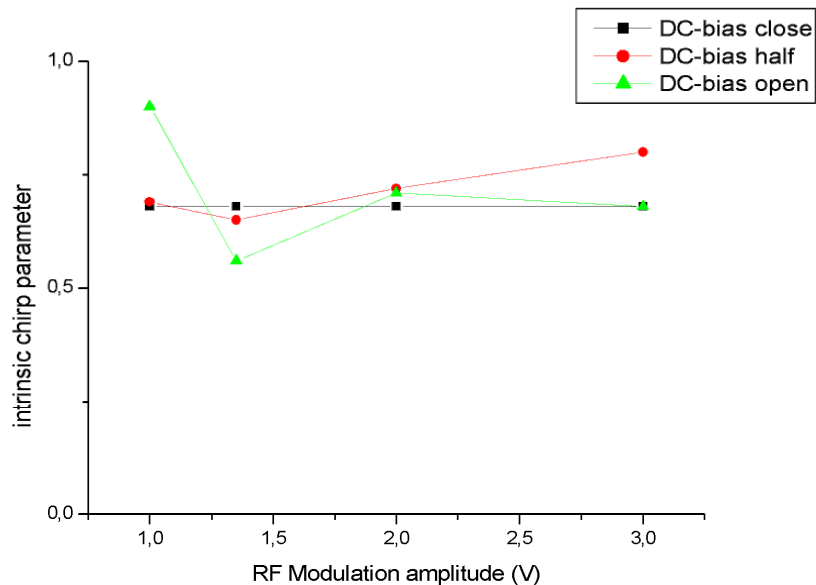


8.a ábra: a 2V-os jel aF-P és a monokromátor kimenetén



8.b ábra: a fenti jel a CCD-kamera kimenetének a számítógépen való feldolgozása

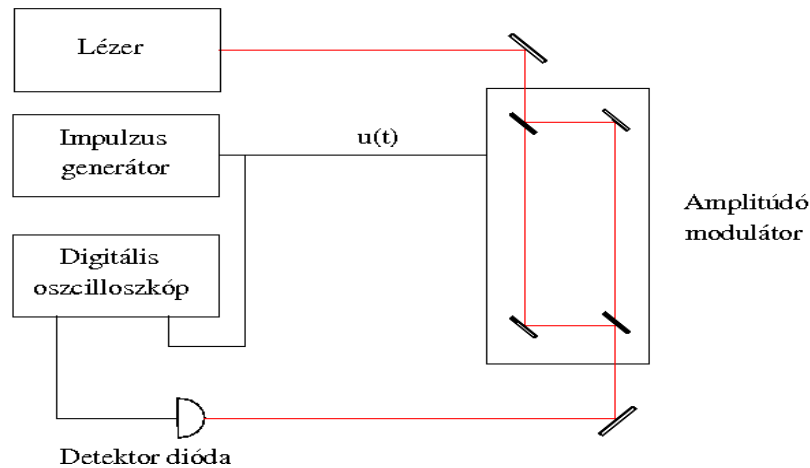
Az  $\alpha_0 = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2}$  arányt a 8b ábra spektrál-analíziséből kaptuk meg. A M-Z modulátor 780nm-re érvényes csörp-paraméterét összesen három DC feszültség mellett megmérve a következő, 9. ábrán látható eredményt kaptuk.



9. ábra; a csörp-paraméter függése a moduláció mélységétől három különböző DC feszültség mellett

A méréseket átlagolva 780nm-nél a csörp-paraméter értéke:  $\alpha_0 = 0.70 \pm 0.05$  -nek adódott, ami lényegében egybevág a mikrohullámú irodalomban használt értékkel. Ennek az eredménynek a birtokában megkezdhattuk a modulátor beépítését az optikai eltérítő rendszerbe. Mint azt már fentebb említettük, ahhoz, hogy a Rb-felhőt nagyobb távolságra is eljuttassuk, egy nagyobb teljesítményű eltérítő lézert kell beépíteni. Erre a célra szolgál az a TOPTICA gyártmányú lézer, amit eddig a csörp-paraméter kimérésére használtunk; ezt most egyidejűleg szintén beépítjük. A 10. ábrán látható az új elrendezés.





10. ábra; Az új amplitúdó- és fázis-modulátor, és a vezérlő és kiértékelő egység.

## A vákuumrendszer és a Rb forrás átalakítása, és a további terveink

Amint az előző pályázat zárójelentésében szerepel, már annak a támogatásából megépült egy új, az előzőnél több nagyságrenddel jobb vákuum létrehozására alkalmas rendszer.

Az előző mérésekből azonban kiderült, hogy az ultravákuumot előállító turbómolekuláris szivattyúk – igaz, hogy csak minimális mértékben, - de mechanikus rezgéseket adnak át az optikai mérőberendezést tartó gránit-asztalnak. Ezek a rezgések az előzetes mérésekben csak elhanyagolható mértékben jelentkeztek, de a rubidiumfelhő elmozdulásában a további mérések pontosabb kiértékelése során sebességi bizonytalanságot okoztak. E probléma kiküszöbölésére a rendszert kiegészítettük egy kombinált, azaz mágneses és párologtatós üzemben egyaránt működtethető titán getter szivattyúval, amelyik a tényleges mérések rövid idejére (néhány percre) a vákuum leromlása nélkül tette lehetővé a mechanikus szivattyúk leállítását. A csapdába befogott Rb atomok száma természetesen arányos a forrásból a diafragmán átjutó atomok számával. A forrásból kijutó atomok száma arányos a forrás hőmérsékletével, de ennek növelésével együtt az átlagsebességük is megnőne. E miatt tehát szükségessé vált a Rubidium-forrás cseréje is. Ezért egy olyan új, nagyobb méretű forrást szerkesztettünk, amelynek a hőmérséklete nem magasabb az előzőnél, ellenben a Rb nyaláb több, de nagyobb méretű diafragmával van kollimálva.

Egy másik ok, amely behatárolja a mérések pontosságát, az a háttérnyomás eloszlása a vákuumkamrában. Ennek egyenletessé tétele érdekében, valamint munkáink későbbi folytatása érdekében, amelyek az idén benyújtott OTKA-pályázatunkban szerepelnek, a rubidium-csapdát körülvevő üveghasábot még ebben az évben egy nagyobb méretűre cseréljük ki.

A következő feladat, amely már nem fért bele a most lezárt pályázat munkatervébe, a Rb-felhő további hűtése és lassítása a csapdától távolabb, majd a kellő hőmérséklet elérése után egy atomrács létrehozása, illetve azon atom-optikai folyamatok vizsgálata. Ennek végrehatása érdekében nyújtottuk be Bakos József professzor témavezetésével ez évben az említett OTKA pályázatunkat, amelynek támogató elbírálását kérjük az igen tisztelt zsűritől.

Budapest, 2008. február 26.

(Dr. Szigeti János)  
témavezető