

7. Optikai pumpálás

Szabó Bálint

2013. április

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
1.1. Optikai pumpálás Rb atomokkal	2
1.2. Relaxációs folyamatok	4
2. A mérőberendezés	6
3. A rezonancia átmenet és kísérleti megfigyelése	8
4. Gyakorló kérdések	9
5. Mérési feladatok	10
6. Ajánlott irodalom	11

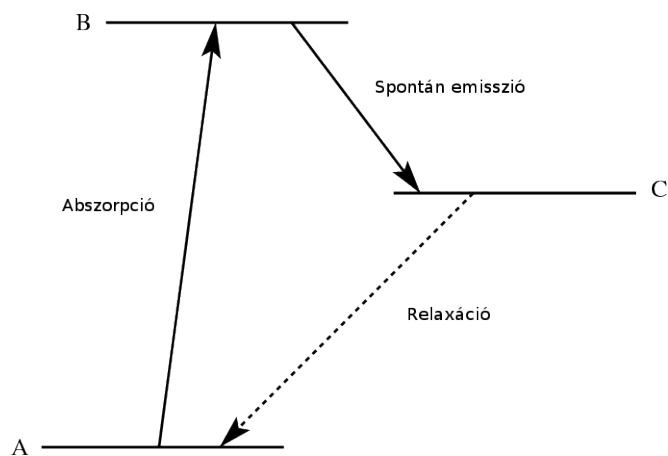
1. Bevezetés

Az optikai pumpálás egy olyan módszer, melynek segítségével - optikai besugárzással - az atomok, ionok energiaállapot szerinti (hőmérséklet-) eloszlásában lényeges változásokat lehet előidézni. Pl. az alapállapot Zeeman- vagy hiperfinom felhasadás (lásd az [A. függelék](#)) következtében fellépő alnívóinak betöltési arányai változtathatók meg ily módon. A betöltési arányokban fellépő változások megfigyelhetők az ezt létrehozó, a mintán áthaladó fényintenzitás változásával, vagy a szórt rezonancia fény intenzitása, ill. polarizáció változásával. A termikus relaxáció és a rádiófrekvenciás rezonancia is tanulmányozható segítségével. Az optikai pumpálás egyszerűsített elvét az [1. ábra](#) szemlélteti. Külső, polarizált és frekvencia-szelektált fény egy atomban $A \rightarrow B$ átmenetet hoz létre, melyet egy spontán $B \rightarrow C$ emisszió követ. A $C \rightarrow A$ átmenet sugárzás nélküli, relaxációs átmenet (legtöbbször ütközésen keresztül, lásd később). Ennél a folyamatnál a C állapotba történik a pumpálás, melynek hatásossága függ a pumpáló fény intenzitásától és a hőmérsékleti egyensúlyt (A és C szintek között) visszaállító folyamat sebességétől. A C állapot lehet A-tól különböző, vagy A és C lehetnek egy adott nívó mágneses (Zeeman) vagy hiperfinom felhasadt alnívói. Ez a nívó általában az alapállapot, vagy egy hosszú élettartamú metastabil nívó. Ha a C az energiaskálán az A fölött van, akkor a pumpálás során a rendszer energiája nő, ez „fűtési” folyamat. Ha A és C az 1/2 spinállapot két mágneses alnívója, a „spin-hőmérséklet” nő a pumpálás során. Ha populáció inverzió (lásd az [C. függelék](#)) következik be a pumpálás által az A és C állapotok között, a spinrendszer „negatív abszolút hőmérsékletű” állapotba jut. (Ezt úgy kell érteni, hogy termikus egyensúlyban ez nem következhet be.) A lézer működésénél is egyfajta pumpálási mechanizmussal találkozunk. Ha a C nívó az A nívó alatt van, az optikai pumpálás egy „hűtési” folyamat, a spinrendszer hőmérséklete csökken. Zeeman-nívók esetén a fűtés és hűtés változtatható a mágneses tér irányának, vagy a cirkulárisan poláros pumpáló fény polarizációjának megfordításával. Az optikai pumpálás során nemcsak az atomi rendszer energiája változik, hanem az impulzusmomentumban is fellép változás. A fény impulzusmomentumot ad át a rendszernek. Minden atomi állapothoz meghatározott impulzus- és mágneses momentum tartozik. Az optikai pumpálás egy adott irány szerint polarizálja a rendszert és makroszkopikus mágnesezettséget is létrehoz.

A kísérlet során alkálifém (Rb) gőzben vizsgáljuk az optikai pumpálás jelenségét. Kísérletileg megfigyelhető az optikai pumpálás eredménye, a relaxációs folyamatok, továbbá alapvető fizikai mennyiségek (az Rb izotópok magspinjei, magmágneses momentumai) határozhatók meg kísérletileg mágneses rezonancia módszerrel. A kísérlet elvégzése feltételezi az [A. függelék](#) ismeretét!

1.1. Optikai pumpálás Rb atomokkal

Az optikai pumpálás egyik legegyszerűbb megvalósítási objektumai az alkálifémek gőzei. Itt az első gerjesztési - p - állapot a spin-pálya kölcsönhatás következtében két nívóra



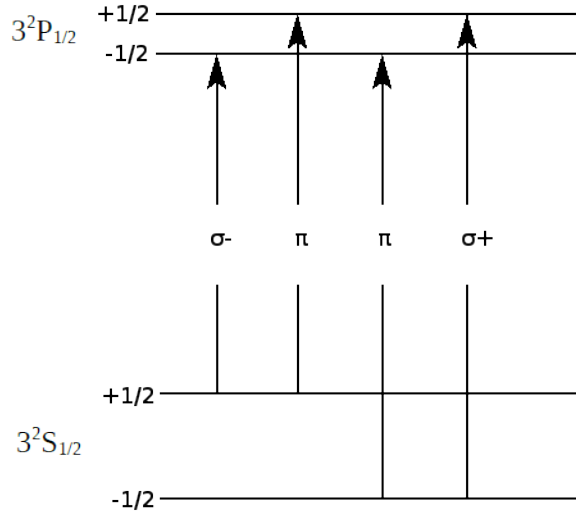
1. ábra. Optikai pumpálás három energianívó esetén

hasad. Az alapállapotból való gerjesztés (vagy az abba való visszatérés) adja a jellegzetes D_1 és D_2 vonalakat. A két vonalat megfelelő interferencia szűrővel lehet szétválasztani. A 2. ábra az Rb atom alap és az első gerjesztett állapotának külső mágneses térbeli Zeeman-felhasadását, a megengedett átmeneteket, továbbá a polarizációs viszonyokat tünteti fel. (A könnyebb érthetőség kedvéért itt egyelőre a hiperfinom felhasadást nem vesszük figyelembe.) Előjel konvenció: a $\Delta m_j = 1$ (σ^+) átmenetnél a fény a mágneses térre merőleges síkban cirkulárisan polarizált oly módon, hogy azon megfigyelő számára, aki a mágneses tér irányába néz és észleli a fényt, az elektromos vektor az óramutató járásának irányába forog.

Tegyük fel, hogy Rb atomokat tartalmazó mintát D_1 , σ^+ komponenssel világítunk meg. (Ezt egy Rb kisülési csőből kijövő fény megfelelő szűrésével nyerhetjük, lásd később.) Ebben az esetben csak $m_j = -1/2$ (alap) \rightarrow $m_j = +1/2$ (gerjesztett) állapotok között jöhet létre átmenet. A gerjesztett állapot bomlása két módon következhet be: σ^+ és π átmenetekkel (2. ábra). Az előbbinél a gerjesztett atom az eredeti $m_j = -1/2$ alnívóra, míg az utóbbinál az $m_j = +1/2$ alnívóra tér vissza. Az átmeneti valószínűségek arányai azt mutatják, hogy három gerjesztett atom közül kettő az $m_j = -1/2$, míg egy az $m_j = +1/2$ alnívóra kerül. Száz atomból, melyek eredetileg (közel) egyenlően oszlottak el a két alnívón, csak 50 tud σ^+ -t abszorbeálni, ezek közül 50/3 az $m_j = +1/2$ alnívóra tér vissza. Így az eredetileg egyenlő populáció megváltozik: $N_+ = 50 + 50/3$, $N_- = 50 - 50/3$. A polarizáció fokát (P) a következőképp definiálhatjuk:

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}. \quad (1)$$

A fenti esetben a polarizáció fokára 1/3, azaz kb. 30% adódik.



2. ábra. Alkálifémek alsó energianívóinak Zeeman-felhasadása és az átmenetek polarizációs viszonyai

1.2. Relaxációs folyamatok

Mint korábban említettük, az optikai pumpálás során atomi, vagy magpolarizáció lép fel a Zeeman-alnívók egyensúlytól eltérő betöltöttsége miatt. Ezen folyamat ellen dolgozik a termikus relaxáció, mely a hőmérsékleti egyensúlyt igyekszik visszaállítani. A termikus relaxációt egy időállandóval (T_1) vehetjük figyelembe. Ha az optikai pumpálást hirtelen megszakítjuk, a pumpálás által létrehozott makroszkopikus mágneses momentum (pontosabban annak a külső mágneses tér irányába vett vetülete, M) exponenciálisan bomlik le:

$$M(t) = M(0) \exp(-t/T_1). \quad (2)$$

Példaként vegyünk az Rb atom S alapállapotának két (Zeeman-felhasadt) mágneses alnívóját. Ha μ az adott alnívón levő atom mágneses momentuma és N_+ és N_- a két alnívó betöltöttsége, akkor fennáll:

$$M = \mu(N_+ - N_-). \quad (3)$$

A polarizáció fokára kapjuk (lásd (1) egyenletet):

$$P = \frac{M}{\mu N}, \quad (4)$$

ahol $N = N_+ + N_-$. Legyen $n = N_+ - N_-$, akkor:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{T_1}. \quad (5)$$

(Az (5) elsőrendű differenciálegyenlet megértéséhez gondoljunk a T_1 jelentésére.) Ha a pumpálás a „-” alnívóról történik, akkor az ennek során bekövetkező átmenetek száma arányos a besugárzó fény intenzitásával (I) és az alsó alnívón levő atomok számával (N_-). Így a pumpálás jellemezhető:

$$dN_+ = dN_- = kIN_-dt, \quad (6)$$

ahol k egy arányossági tényező. Bevezetve a $T_p = 1/kI$ pumpálási időállandót, a (6) egyenlet a következő alakba írható:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{N - n}{T_p}. \quad (7)$$

A relaxációs és pumpálási effektusokat az (5) és a (7) egyenletek felhasználásával kapjuk:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{N - n}{T_p} - \frac{n}{T_1}. \quad (8)$$

A (8) differenciálegyenlet megoldása stacionárius ($dn/dt = 0$) állapotra:

$$n_0 = \frac{N}{1 + \frac{T_p}{T_1}} = \frac{M_0}{\mu} \quad (9)$$

Tehát a pumpálás hatásossága a két időállandó (T_p , és T_1) arányától függ. Csökkentve T_p -t (I növelésével) és növelve T_1 -t (lásd később) n_0 növelhető. (Hasonló folyamatok játszódnak le az ESR-nél is.) A (8) tranziens megoldása:

$$n = n_0(1 - \exp(-t/\tau)), \quad (10)$$

ahol τ egy összevont időállandó:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{T_p} + \frac{1}{T_1} \quad (11)$$

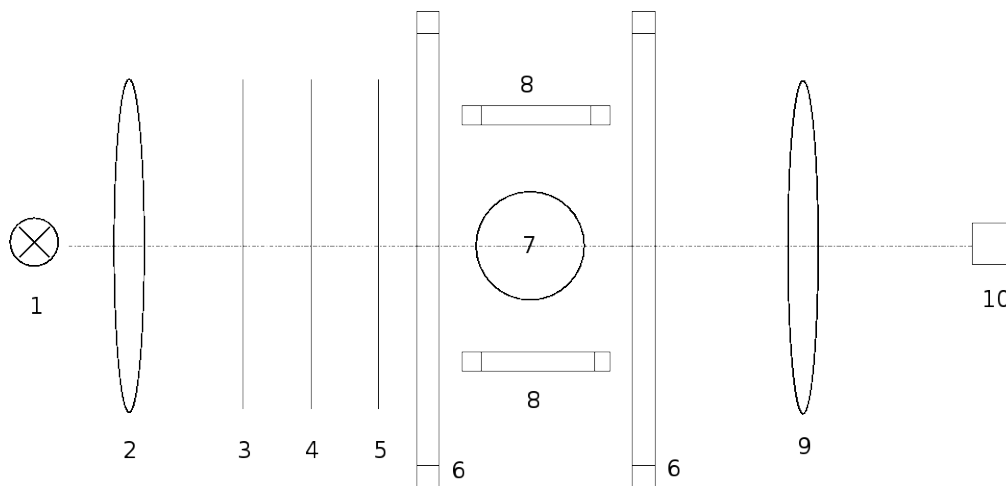
A T_1 időállandó növelése oly módon lehetséges, ha csökkentjük azon atomi ütközések valószínűségét, melyek átmenetet hoznak létre az alapállapot két Zeeman-alnívója

között. Diamágneses idegen gáz, mint „puffer” gáz alkalmazása azért célszerű, mert a diamágneses atomokkal való ütközések megőrzik az alapállapotban pumpálással létrehozott orientációs polarizációt, ugyanakkor megakadályozzák (lényegesen csökkentik) a mintatartó edény falával való ütközéseket. Az edény falával való ütközések depolarizációhoz vezetnek. A nálunk alkalmazott puffer gáz kripton, néhány 100 Pa nyomáson. T_1 méréséhez definíció szerint a pumpálást, azaz a megvilágító fényt kell kikapcsolni, és regisztrálni az alacsonyabb energiaszintre való visszatérés időbeli lefolyását.

Ha a mágneses teret kapcsoljuk ki, a 2. ábrán látható Zeeman felhasadások eltűnnek, és csak két nívó marad, így tehát pumpálni nem lehet. Azaz a termikus (nem pumpált) egyensúlyhoz relaxál a rendszer a mágneses tér lekapcsolása után, de az ide vezető átmenet gyorsabb, mint a T_1 relaxáció. A külső mágneses térre merőleges irányú, azaz transzverzális elektronspinek átfordulásához tartozó relaxációs időt T_2 -vel jelöljük. Ez a folyamat disszipációval nem jár, a rendszer entrópiája nő azzal, hogy az orientált spinek szétszélednek. 0 mágneses tér esetén is ez, a T_1 -né kisebb időállandó határozza meg a relaxációs folyamatot.

2. A mérőberendezés

A laboratóriumban rendelkezésre álló berendezésben a rezonancia átmenet a mágneses tér modulációjával figyelhető meg a rádiófrekvenciás tér rögzített frekvenciáinál. A kísérleti berendezés optikai részének vázlatát a 3. ábra szemlélteti. A továbbiakban ismertetjük az egyes elemeket.



3. ábra. A kísérleti berendezés optikai részének vázlata

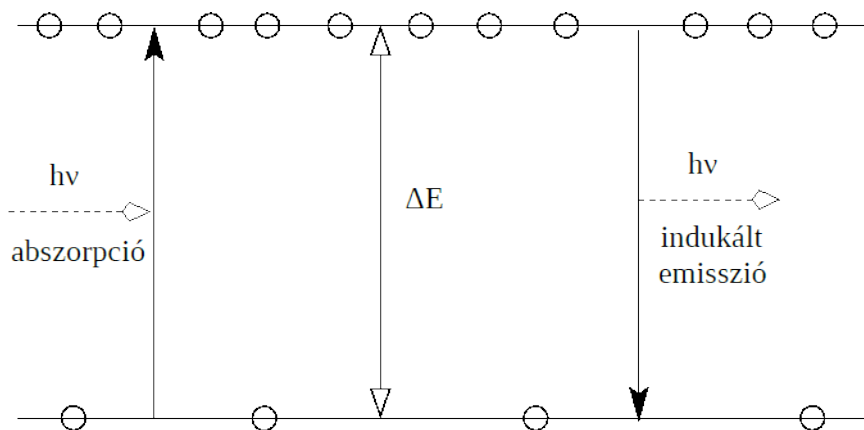
- 1. Rb-t és Kr puffer gázt tartalmazó nagyfrekvenciás kisülési cső. Ez szolgál fényforrássul az optikai pumpáláshoz. A rubídium olvadáspontja 30 Celsius fok, a megfelelő gőznyomás eléréséhez a kisülési csövet (kívülről) fűteni kell. Ezt egy kis fűtőtest látja el, mely a cső nyakához illeszkedik. Az összeállításban a hőmérséklet egy előre beállított értéket vesz fel. A bekapcsolás után kb. 15-30 perc múlva áll be a stabil kisülés.
- 2. és 9. A sugármenet kialakítására szolgáló két gyűjtőlenese.
- 3. Interferenciaszűrő ($\lambda_{max} = 795nm$), mely a D_1 vonalat engedi át.
- 4. és 5. Polarizációs szűrő és $\lambda/4$ -es lemez a cirkulárisan poláros gerjesztő fény előállítására. Lényeges a két elem helyes beállítása (sorrend és a forgatás). A beállítás úgy történik, hogy amikor már van irányváltó (négyyszög) mágneses térben pumpálási jelünk, a jel nagyságát maximálisra állítjuk a $\lambda/4$ -es lemez (vagy a polarizációs szűrő) forgatásával. Ekkor az abszorpciós csövet érő fény cirkulárisan poláros, a pumpálás maximális. Erről könnyen meggyőződhetünk azzal, hogy ha ezen beállításhoz képest a $\lambda/4$ -es lemezt 45 fokkal elforgatjuk, akkor a pumpálási jel eltűnik. A 45 fokos elforgatás lineárisan poláros fényt eredményez és π -komponenssel pumpálás nem valósítható meg (2. ábra).
- 6. Helmholtz tekercspár a Zeeman-felhasadást létrehozó mágneses tér előállítására, két db tekercspár van. A második a mágneses tér szinuszos modulációjára szolgál. A tekercspárok vízszintes, a rendszer tengelyével párhuzamos irányú mágneses teret állítanak elő. Megjegyzés: az optikai pumpálásnál kis mágneses tereket alkalmazunk. Az abszorpciós csőben lévő Rb atomok érzik a Föld mágneses terét is, mely nem elhanyagolható a Helmholtz-tekercspárok által előállított mágneses térhez képest. Ezt a kísérlet során végig figyelembe kell venni.
- 7. Rubídiummal és kripton puffer gázzal töltött abszorpciós cső, melyben az optikai pumpálás történik. A megfelelő Rb gőznyomás előállítására a cső fűthető. A fűtés egy kis elektromos fűtőtesttel történik, melynek árama változtatható.
- 8. Tekercspár a rádiófrekvenciás elektromágneses tér létrehozására a rezonanciaátmenetek gerjesztéséhez a MHz-es frekvenciatartományban. Ezen tekercsek meghajtásához a tekercsek felett elhelyezett, öt fokozatban változtatható frekvenciájú (0,5-1,5 MHz tartományban) oszcillátor szolgál.
- 10. Fotodióda az abszorpciós csövön átmenő fény intenzitásának mérésére. Fontos annak megértése, hogy minden, az optikai pumpálás során fellépő változást a fotodióda által detektált jellel észlelünk. A fotodióda jelét egy kompenzációval ellátott erősítő erősíti, melyet oszcilloszkópon figyelhetünk meg.

3. A rezonancia átmenet és kísérleti megfigyelése

A rezonancia átmenetet leegyszerűsítve tárgyaljuk, azaz a hiperfinom felhasadástól eltekintünk. Azonban az itt elmondottak könnyen általánosíthatók a hiperfinom szerkezetre is. Tegyük fel, hogy az optikai pumpálás az alsó Zeeman-nívóról a felsőre történik, azaz a felső nívó populációja nagyobb, mint az alsóé (4. ábra). Ha ekkor a pumpált atomi rendszert egy olyan frekvenciájú (ν) elektromágneses térrel sugározzuk be, melyre teljesül az alábbi rezonancia feltétel:

$$h\nu = \Delta E = \mu_B g_F B \quad (12)$$

(lásd az A. függelék), akkor a rádiófrekvenciás tér átmeneteket hozhat létre a két Zeeman-alnívó között. Ez lehet abszorpció, mely a pumpálás irányába változtatja a populációt, de lehet indukált emisszió is, mely a pumpálással ellentétes átmeneteket hoz létre. Az abszorpció és az indukált emisszió valószínűsége egyenlő feltéve, hogy az alsó és a felső nívó betöltöttsége azonos. Azonban rendszerünk pumpált állapotban van, így a két folyamat gyakorisága már nem egyenlő. Mivel a felső Zeeman-alnívón, a pumpálás eredményeként, több atom van, az indukált emisszió gyakorisága nagyobb, ezért a rádiófrekvenciás besugárzás a pumpálás ellen dolgozik, azaz a populáció kiegyenlítése felé hajtja a rendszert. (Könnyen belátható, ha a pumpálás ellentétes irányú, azaz a felső alnívóról az alsóra történik, a végeredmény ugyanez: a rádiófrekvenciás besugárzás a pumpálást kiegyenlíteni törekszik.) A rezonancia átmenet megfigyelésével kísérletünkben a magspin határozható meg, míg nagyobb felbontásnál a mag mágneses momentuma is (lásd az A. függelék).



4. ábra. Rezonancia átmenetek két Zeeman-felhasadt alnívó között. A körök az alnívók betöltöttségét szemléltetik az adott pumpálásnál

A rezonancia átmenet kísérleti megfigyelése a következőképp valósítható meg. Rög-

zített rádiófrekvenciánál a B mágneses teret változtatjuk oly módon, hogy közben átme-
gyünk a (12) által megadott rezonancia feltételén. Rezonancia esetén az Rb abszorpciós
csőben az abszorpció megnő (az áthaladó fény intenzitása csökken), melyet a fotodióda
detektál. A rezonancián való áthaladás után az átmenő fény intenzitása visszaáll az erede-
ti pumpálási szintre. Célszerű a mágneses tér változtatását modulációval megvalósítani.
(Ezt alkalmazzák az ún. rezonancia módszereknél, az ESR és az NMR spektroszkópiában
is.) Egy B_0 állandó mágneses térre egy vele párhuzamos, kis amplitúdójú (b) szinuszos
mágneses teret viszünk, így az eredő külső mágneses tér $B_0 + b\sin(\omega t)$ lesz. Ekkor, ha
a (12) által meghatározott rezonanciához tartozó B mágneses tér nagysága a $B_0 \pm b$ sávba
esik, a moduláció egy periódusa alatt két rezonancia figyelhető meg. A B_0 mágneses te-
ret az egyik Helmholtz-tekerespárral, míg a modulációt a másik tekerespárral állítjuk elő
(egyenáramú tápegység, ill. hangfrekvenciás generátor segítségével). A rezonancia át-
menet kétsugaras oszcilloszkópon figyelhető meg. Egyik sugárra a modulációval arányos
jelet viszünk, míg a másik sugárra a fotodióda jelét. Fokozatosan növelve B_0 -t megjele-
nik a rezonancia jele, mely a modulációs sávban megkettőződik, majd kilépve a sávból
eltűnik. Az Rb két izotópjára elkülönülten megfigyelhető a rezonancia, két különböző
modulációs sávban. (A moduláció amplitúdóját, b-t célszerű kis értékre beállítani, hogy
a modulációs sávok jól elkülönüljenek egymástól.) Mint már erre korábban felhívtuk a
figyelmet, az abszorpciós csőben lévő Rb atomok az eredő mágneses teret érzik, mely
több komponensből áll. Egyrészt az általunk előállított modulált mágneses tér egyen- és
váltó komponensei, másrészt a Föld mágneses terének vízszintes komponense. Mindezek
eredőjét tartalmazza a (12) kifejezés. A kísérlet során a (12) alapján a $B \sim \nu$ lineáris
összefüggést vizsgáljuk, melyből a magspin meghatározható. Célszerű a modulációból
származó mágneses teret oly módon kiejteni, hogy a rezonancia jelet a szinusz zérus ér-
tékeinél figyeljük meg. A Föld mágneses terének vízszintes komponense úgy ejthető ki,
hogy a rezonanciát a B_0 két ellentétes irányánál is megfigyeljük (a Helmholtz-tekeres-
en az áram polaritásának váltásával).

4. Gyakorló kérdések

1. Mi az a Boltzmann-eloszlás? Adja meg képlettel is!
2. Szobahőmérsékleten, 1 T-nál sokkal kisebb mágneses mező esetén milyen a Zeeman
nívók betöltése?
3. Mi az az indukált emisszió? Milyen összefüggés van a fotonok közt?
4. Miért kell minimum 3 nívó az optikai pumpáláshoz?
5. A pumpáló fény polarizációja hogyan függ ez össze az elektronok impulzusmomen-
tumának megváltozásával?

6. Lehet-e árnyékolni statikus mágneses teret néhány mm-es fémlemezekkel ill. Faradaykalitkával? Miért?
7. Mi az a kettőstörés?
8. Hogyan lehet lineárisan polarizált fényből cirkulárist előállítani?
9. Mi az a $\lambda/4$ -es lemez? Milyen anyagból készül?
10. Mire szolgál a mintában lévő puffergáz?
11. Mekkora a Zeeman-felhasadás energiája?
12. Mi az a T_1 relaxáció?

5. Mérési feladatok

1. A kísérlet elvégzése feltételezi az [A.](#) függelékben foglaltak ismeretét!
2. Gondoljuk át a pumpálási folyamatokat (Zeeman-felhasadást) és a rezonancia átmeneteket a hiperfinom felhasadás figyelembevételével mindkét Rb izotóp esetén.
3. Számítsuk ki az Rb mindkét izotópjának alapállapotára a g_j és g_F faktorokat (lásd az [A.](#) függelék).
4. A készülékek bekapcsolása után (15-30 perc) figyeljük meg a pumpálási-relaxációs jelet négyyszög mágneses térben kétsugaras oszcilloszkópon. Az egyik sugárra a mágneses térrel arányos jelet, míg a másik sugárra a fotodióda jelet vigyünk. Állítsuk be a maximális jelet a polarizátor és a $\lambda/4$ -es lemez forgatásával. A jel alakjából határozzuk meg a τ időállandót ([11](#)). A négyyszög mágneses tér frekvenciáját célszerű 10-100 Hz között megválasztani.
5. A négyyszög mágneses tér amplitúdóját csökkentve, egy bizonyos értéknél előáll az az eset, hogy a Föld mágneses terének vízszintes komponense ki lesz kompenzálva az egyik félperiódusban. Ekkor a fotodióda jelének időfüggése karakterisztikusan megváltozik: azt két különböző időállandó írja le. Az egyik τ , a másik T_2 . Ezen jel megfigyelésével T_2 és a Föld mágneses terének vízszintes komponense meghatározható. (Itt feltételezzük, hogy a mérőberendezés optikai tengelye E-D beállítású.)
6. A rezonancia átmenetek megfigyelése. Négy rögzített frekvenciánál határozzuk meg a $B \sim \nu$ lineáris összefüggést ([12](#)), melynek segítségével a magspin mindkét izotópra meghatározható az [A.](#) függelék felhasználásával. A frekvenciát hurokantenna kicsatolással, oszcilloszkópon mérjük.

6. Ajánlott irodalom

Hivatkozások

- [1] R. De Zafra: Am. Journ. Phys. 28, 646 (1960).
- [2] R. Benurnof: Am. Journ. Phys. 33, 151 (1965).
- [3] C. Cohen-Taunoudji and A. Kastler: Optical pumping. Progress in Optics, Vol. V. (1966). 3-81. old.
- [4] A. Corney: Atomic and Laser Spectroscopy. Clarendon Press, Oxford, 1977.