



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

Budapest Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem
Villamosmérnöki és Informatikai Kar
Hálózati Rendszerek és Szolgáltatások Tanszék

Kvantumbit realizációk vizsgálata

Szerző: Oláh Kitti

Konzulensek: Dr. Bacsárdi László BME-VIK-HIT, Dr. Fortágh József
Universität Tübingen, Dr. Simon Ferenc BME-TTK

Budapest

2023.

Tartalom

1.	Bevezetés.....	3
2.	Mágneses magrezonancia alapú spektroszkópia	5
2.1.	Kvantummechanikai háttere	5
2.2.	Gerjesztő jel.....	9
2.3.	Free Induction Decay (FID)	9
2.4.	Szekvenciák, hibajavító eljárások	10
2.4.1.	Spin-echo.....	10
2.4.2.	Phase cycling.....	10
2.5.	T_1 és T_2 relaxációs idők meghatározása.....	12
2.5.1.	Inversion recovery	12
2.5.2.	CP és CPMG pulzusszekvenciák.....	12
2.6.	Rabi-oszcilláció	14
3.	Implementációs eredmények	16
3.1.	Minta	16
3.2.	Mérőfej	16
3.3.	Rabi-oszcilláció mérésének kiértékelése	18
4.	Kvantum állapot meghatározása.....	25
5.	Szilárdtest-alapú kvantumtechnológia vizsgálata.....	30
5.1.	Szilárdtest-alapú kvantumbit előállítása.....	31
5.2.	Kvantumbit realizáció semleges atomokkal	32
5.2.1.	Platform fizikai alapja	32
6.	Hibrid kvantum rendszerek (HQS).....	42
6.1.	Megvalósíthatósága	42
6.2.	Szupravezető kvantumbitek mikrohullámú rezonátorokkal	44
6.3.	Atomcsoportok szerepe a kvantummemóriákban.....	45
7.	Kvantumtechnológia szerepe az űrben.....	47
8.	Konklúzió	52
	Köszönetnyilvánítás	53
	Hivatkozások.....	54

1. Bevezetés

Napjainkban egyre nagyobb hangsúlyt kapnak a kvantuminformatika térhódításai, amely nemcsak a kvantumszámítógép megépítésének folyamatát gyorsítja fel, hanem vele párhuzamosan a kvantumérzékelést, kvantumszimulátorok építését és a kvantumkommunikáció fejlődését is. Jelenleg zajlik az ún. II. Kvantumforradalom, ami elősegíti a fent említett technológiák széleskörű alkalmazhatóságának fejlesztését. Ennek élén a kvantumoptikai technológiák állnak, de nem szabad megfeledkezni az atomok kvantummechanikai tulajdonságairól sem. Azonban ahhoz, hogy képesek legyünk komplex feladatokat ellátó kvantumtechnológiai rendszereket építeni, szükségünk van egy alapkőre, kvantumbitre. Az egyik lehetőség kvantumbit tárolás realizációjára a magspinek mágneses rezonancia alapú spektroszkópiája (azaz NMR-*Nuclear Magnetic Resonance*). További lehetőségek közé tartoznak a szilárdtest alapú kvantumelektronikai, illetve fotonikai rendszerek is.

A dolgozatomban elsőként víz molekulák feles spinű atommagjait fogom manipulálni kvantumbitek létrehozásához. Azonban fontos megjegyezni, hogy az NMR technikában sok kvantummechanikai objektum együttes viselkedését vizsgáljuk, ezért ezt inkább a kvantumbitek szimulációjaként szokták felfogni és pszeudo-quantumszámításokról beszélnek. Az NMR-alapú kvantumbitek előállításához megfelelően kiválasztott NMR impulzusokat használtam, majd kvantum tomográfiával előállítottam a kvantumbit sűrűségmátrixát, így leellenőrizve kvantumállapotát. Munkám során azt is megvizsgáltam, hogy mennyi ideig vagyunk képesek a kvantuminformáció fenntartására, azaz ezzel ellenőrizve rendszerem hűségét. Ez az egyik legfontosabb kritérium a kvantumszimulátorokkal szemben. Méréseim során azt tapasztaltam, hogy ezt nagyban befolyásolja a mágneses tér inhomogenitása, aminek hatását különböző hibajavító eljárásokkal csökkentettem.

Az NMR-alapú kvantumszimulátorokat már nemzetközi szinten számos országban tesztelték, de ennek ellenére elmondható, hogy Európában kevesen foglalkoznak ezzel, inkább a kvantumoptikai implementációkra összpontosítanak. Magyarországon szintén nagy szerepet kap a fotonika alapú kvantumrendszerek fejlesztése, ezért fontosnak találtam, hogy foglalkozzak egy ettől igen eltérő, de mégis hatékony kvantumtechnológiai rendszerrel. Így megtapasztalhattam, hogy milyen komplex problémákkal állunk szemben a kvantumszámítógép megépítése során.

Végezetül a külföldi tanulmányi utam során szerzett tapasztalataimat fogom bemutatni a szilárdtest-alapú kvantumbitek világáról, illetve semleges atomok szerepéről. Továbbá a fent felsorolt technológiák műholdas rendszerekre való implementálhatóságát vizsgálom.

2. Mágneses magrezonancia alapú spektroszkópia

1938-ban fedezte fel Isidor Isaac Rabi a protonok mágneses momentumát, ami később a mágneses rezonancia alapjául szolgált, amelyet Edward Purcell és Felix Bloch egymástól függetlenül fejlesztettek, amit 1952-ben Nobel-díjjal jutalmaztak. [1]

Manapság igen széleskörben elterjedt az NMR-alapú spektroszkópia használata, hiszen nemcsak szilárd, hanem folyékony halmazállapotú minták molekuláris szintű vizsgálatára is képes. Ennek köszönhetően nemcsak a kvantumtechnológiában [2] [3] használják, hanem orvosi diagnosztikában is, mint az MRI módszer (azaz Magnetic Resonance Imaging). Azonban dolgozatomban kvantumszimulátorként fogom használni, így ebből a fókuszból mutatom be eredményeimet.

Az 1. ábra szemlélteti maga a berendezés egy Bruker Ultrashield 300 szupravezető NMR-mágnes, ami 7 T mágneses térerősséget állít elő és hozzá tartozik még egy Tecmag RedStone NMR-konzol [4] [5]



1. ábra

A baloldali ábrán látható az NMR-mágnes, a jobboldali ábrán pedig a Tecmag RedStone NMR-konzol

A következő fejezetben bemutatom, hogy pontosan milyen kvantummechanikai törvényszerűségek adják alapját a spektroszkópiának.

2.1. Kvantummechanikai háttere

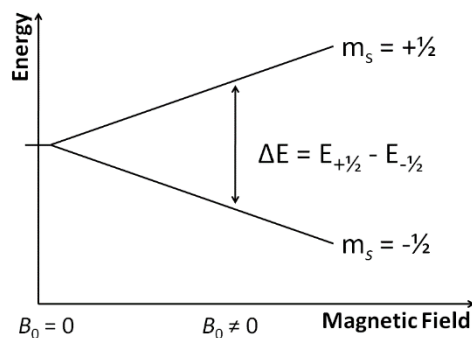
Az NMR-alapú spektroszkópia alapját az adja, hogy egyes atommagok mágneses momentummal rendelkeznek, amelynek értékei kb. 1000-ed része az elektronkéhoz képest.

Azonban a spektroszkópia segítségével képesek vagyunk manipulálni ezt, illetve információt tudunk szerezni a magok együttes mágneses állapotáról és szomszédos kötésekről. Leggyakrabban használt atommag a proton (^1H), mert NMR aktivitását tekintve, neki van a legintenzívebb NMR jele a stabil atommagok közül, továbbá egyik leggyakoribb elemünk a környezetben, aminek meg is lesz a hátránya, de erről a későbbi fejezetekben beszélek.

Amikor atomi mágnezettségről beszélünk két fontos tulajdonságot érdemes megjegyezni. Az elemi részecskék rendelkeznek saját impulzusmomentummal, amit spinként (S) definiálunk. Illetve bizonyos atommagoknak pedig magspinjük (I) van, amit feles spinű protonok és neutronok spinjei határoznak meg. Előfordulhat, hogy a magspin értéke eltér a nullától, így már az atommag mágneses dipólusként van jelen. A magspint tekinthetjük az anyagra jellemző kvantumszámnak is, ami számos érdekes eredményt ad, ha erős mágneses térbe rakjuk. Ha meg szeretnénk határozni, hogy az atommagok mágneses momentumának értékét, akkor az alábbi összefüggést használjuk:

$$\mu = \gamma \cdot \hbar \cdot I$$

A magspin (I) és az ún. giromágneses tényező ($[\gamma] = \frac{1}{sT}$) értékei táblázatból vett adatok. Kvantummechanikai szempontból az erős mágneses térbe helyezett minta magspinjei beállnak a térnek megfelelő irányban és mágneses momentumot hoz létre, ami kölcsönhat külső mágneses térrel és spin állapotok energia felhasadása történik, azaz Zeeman-effektus zajlik, ez látható a következő ábrán (2. ábra).



2. ábra

Mágneses térbe helyezett $\frac{1}{2}$ -es spinű minta energiaszintjeinek felhasadása [6]

A homogén mágneses térbe (B_0) helyezett minta mágneses momentumai beállnak a tér irányában, amit egyben egy kitüntetett z-tengely irányával lesz azonos. A mágneses dipólusra forgatónyomaték fog hatni, aminek következtében Larmor precessziót végez. Az NMR spektroszkópiában a Zeeman-felhasadáskor létrejött energiaszint különbség rádiófrekvenciás

tartományba esik, így az adott atommagra jellemző RF impulzus kiválasztásával létre tudjuk hozni az átmenetet. Az impulzus nagyságát, azaz a Larmor-frekvenciát, az alábbi összefüggésből tudjuk meghatározni:

$$\omega = \gamma \cdot B_0$$

A protonra nézve: $\gamma(1H) = 42.576 \frac{MHz}{T}$, amit még a kb. 7T-s térrel beszorozva megkapjuk az effektív Larmor-frekvenciát: ~ 300.249 MHz.

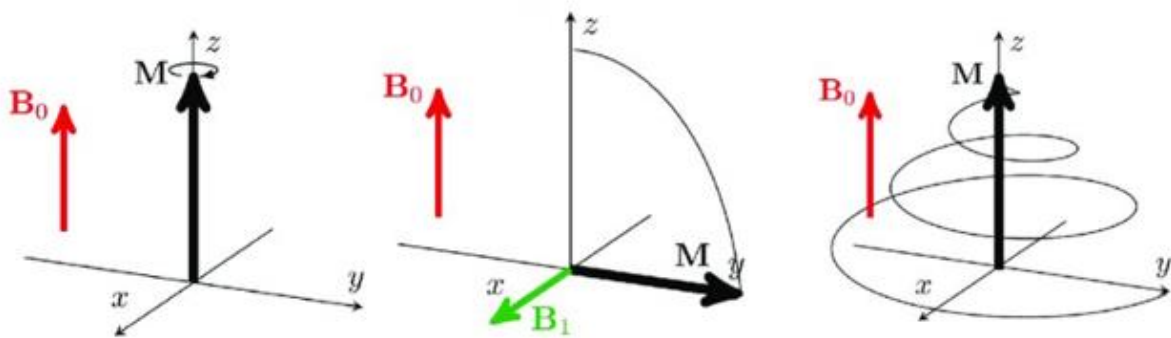
Mágneses térbe helyezett atommagok sokaságának lesz egy úgynevezett mágnesezettsége (M), ami egy vektormennyiség és ennek időfejlődését az alábbi Bloch-egyenletekkel tudjuk meghatározni:

$$\begin{aligned} \frac{dM_x(t)}{dt} &= \gamma \cdot (M(t) \times B(t))_x - \frac{M_x(t)}{T_2} \\ \frac{dM_y(t)}{dt} &= \gamma \cdot (M(t) \times B(t))_y - \frac{M_y(t)}{T_2} \\ \frac{dM_z(t)}{dt} &= \gamma \cdot (M(t) \times B(t))_z - \frac{M_z(t) - M_0}{T_1} \end{aligned}$$

Az egyenletek egyszerre két folyamatot írnak le, az egyik a minden irányban megjelenő exponenciális relaxáció, a másik pedig $M \times B$ vektoriális szorzat által meghatározott tengely körüli elfordulás mértékét adja meg. Az M_0 értéke a minta mágneses térbe helyezése utáni állapotot írja le. Ha a mágnesezettség vektornak x és y -irányú komponensei 0, akkor egyensúlyi állapotba állt be a rendszer. Longitudinális relaxációs idő (T_1) megadja, hogy mennyi idő után precesszál vissza a mágnesezettség vektor z -irányú komponense az egyensúlyi értékéhez. Transzverzális relaxációs idő (T_2) pedig azt az időmennyiséget adja meg, ami alatt a mágnesezettség vektor x és y -irányú komponensei visszaállnak az alapállapotba. Ezekon a relaxációs időközön túl a valós idejű méréskor fázis dekoherenciát tapasztalunk, amit T_2^* -gal jelölünk, ennek oka leggyakrabban B_0 tér inhomogenitása. Azonban ezt reverzibilis relaxációnak is nevezzük, melynek okát a későbbi fejezetekben részletezem.

Ahogy már korábban említettem ahhoz, hogy átmenet hozzunk létre az atommagok spin állapotai között, azaz mágneses rezonanciát keltsünk, szükségünk van egy gerjesztő RF jelre, ami egy sokkal kisebb (B_1) mágneses teret fog létrehozni és Larmor körfrekvenciával forog körbe. Ezáltal újabb forgatónyomaték jön létre a magspineken, viszont ez a mágneses tér szinkronban forog a mágnesezettségvektorral, így a B_1 tér hatására a mágnesezettség vektor lefordul az x - y síkba és Larmor precessziót végez, ami a tekercsben detektálható feszültséget

indukál. A gerjesztést követően tudunk mérni egy hosszabb, exponenciális lecsengésű relaxációs időt, amit a tekercsben indukálódó feszültség amplitúdója határoz meg. Tehát elmondható, hogy az indukált feszültségből meg tudjuk határozni a mágneses momentum x és y irányú komponenseit. A következő 3. ábrarozaton jól látható, hogy amikor a mintát behelyeztük a B_0 mágneses térbe, akkor a mágnesezettség vektor felvette ugyanazt az irányt és a z -tengely körül Larmor precessziót végez. Ezt követően adtunk egy impulzust, aminek B_1 irányú mágneses teret gerjesztett, így a mágnesezettség vektor ennek megfelelően elfordult az x -tengely körül 90° -kal, végül az jobboldali ábrán már a relaxáció folyamata látható, ahogy a mágnesezettség vektor visszaáll az egyensúlyi állapotba.



3. ábra

Mágnesezettség vektor állapotváltozásai laboratóriumi x, y, z koordináta rendszerben [7]

Még egy dolgot érdemes megjegyezni, hogy a szakirodalmakban sokszor bevezetik a forgó koordináta rendszert, ami Larmor frekvenciával forog, ennek jelölése: X, Y, Z vagy x', y', z' .

2.2. Gerjesztő jel

A mágneses magrezonancia alapú spektroszkópiában az adott magnak megfelelő nagyságú gerjesztő rádiófrekvenciás jelet adunk, amit impulzusnak hívunk. A mérőfejben lévő tekercsre adott RF impulzus nagysága határozza meg a B_1 tér hatását. Természetesen nem csak egyféle impulzust adhatunk a rendszernek, ilyenkor pulzusszekvenciákat használunk. Ezeket már tekinthetjük egyfajta kvantumalgoritmusként is az NMR környezetében.

Azonban ahhoz, hogy ténylegesen a kívánt impulzust válasszuk ki az aktuális algoritmus megírásához, elsősorban meg kell határoznunk a minta $\frac{\pi}{2}$ -es impulzushosszát. Ezt Rabi-oszcillációval könnyedén meg tudjuk mérni, de erről később beszélnék bővebben. Illetve az impulzus munkafrekvenciája mindig az aktuális atommag Larmor-frekvenciája lesz, előfordulhat, hogy elsőre nem találjuk el tökéletesen, de ezt könnyedén ellenőrizhetjük a TNMR szoftverben. A mérési eredmények elsőként idő függvényében vannak detektálva, ha vesszük a Fourier transzformáltját (FT), akkor látjuk, hogy mennyit kell még finomhangolni a frekvencián. Ha frekvencia tartományban szeretnénk nagyobb felbontású spektrumot látni, akkor az időtartományban rövid pulzushosszt megadni, amit kemény pulzusnak hívunk. Ennek inverze a lágy pulzus, amihez hosszabb pulzushossz tartozik, de frekvenciatartományban vett spektrumképe ideális esetben egy tüskét fog tartalmazni. Arra kell figyelni, hogy ez esetben komplex, azaz kétcsatornás FT-vel dolgozunk, mert a detektált jelnek valós és képzetes része is egyaránt fontos. Ezzel a detektált jel nem egyetlen időfüggő adatsort fog tartalmazni, hanem $\frac{\omega_{LO}}{2\pi}$ munkafrekvencián, (ahol a ω_{LO} jelenti a lokál oszcillátor körfrekvenciáját) 90° -kal eltolt adatsort is, ezeket pedig tekinthetjük úgy, hogy az $x(t)$ valós és képzetes része.

2.3. Free Induction Decay (FID)

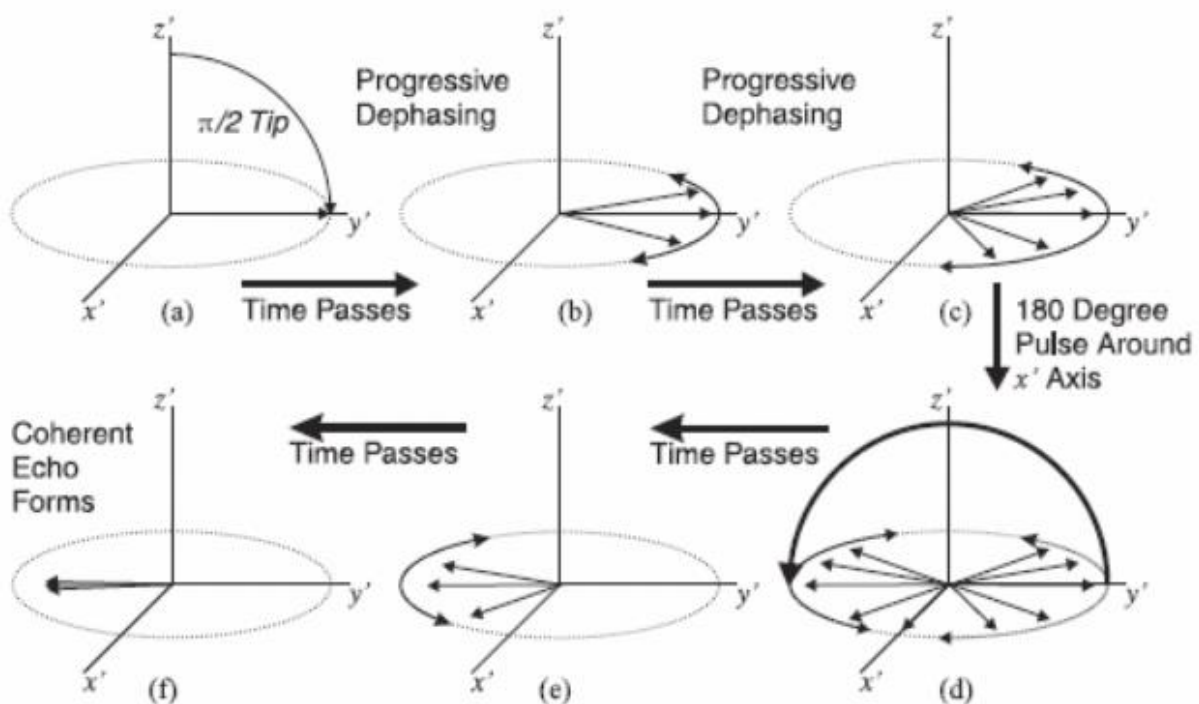
NMR méréseket gyakran kezdjük egy FID pulzussal, hogy leellenőrizzük a korábban említett finomhangolásokat, illetve ezzel előkészítjük a mintát összetettebb impulzus-szekvenciákra. Amikor FID-ről beszélünk akkor egy 90° -os pulzust adunk a mintára, aminek hatására B_0 térre merőleges, azaz az x-y síkba fordulnak le a spinek, így felveszi a maximális x és y komponens értékeket és T_2 idő után vissza relaxálnak. Azonban ilyenkor egy exponenciális lecsengésű feszültség-amplitúdó helyett oszcilláló jelet detektálunk, aminek a burkolója lesz exponenciális. Ennek oka, hogy sok momentum fázishelyes összegét mérjük egy inhomogén mágneses térben, emiatt vannak spinek, amik nem ugyanolyan Larmor-frekvenciával precesszálnak, azaz

dekoherencia jelensége lépett fel. Továbbá ilyenkor bizonyos spinek különböző fázisban vannak így képesek kioltani egymást, ezért tapasztaljuk mégis az exponenciális lecsengést a mért jelben. A reverzibilis relaxációs idő (T_2^*) kiküszöbölésére fogjuk használni a Spin-echo-t.

2.4. Szekvenciák, hibajavító eljárások

2.4.1. Spin-echo

Az szakirodalomban Hahn-echo-nak is nevezett hibajavító pulzusszekvencia, amely képes a FID-nél fellépő fázisvesztéses dekoherenciát megszüntetni. Az alábbi 4. ábra jól szemlélteti, hogy ehhez szükségünk van egy $\frac{\pi}{2}$ -es pulzusra majd τ ideig magára hagyjuk a rendszert és kap egy π -s pulzust és a méréssel várunk τ ideig. Így amikor az első pulzus után a spinek szétkenődnek az eltérő Larmor-frekvencia miatt, de a második pulzus után, a spineknek megváltozik irányuk és aki addig gyorsabban precesszált ő hátrébb kerül, így a dekoherenciát megfordítottuk és a méréskor már spinek rendeződtek egy irányban.

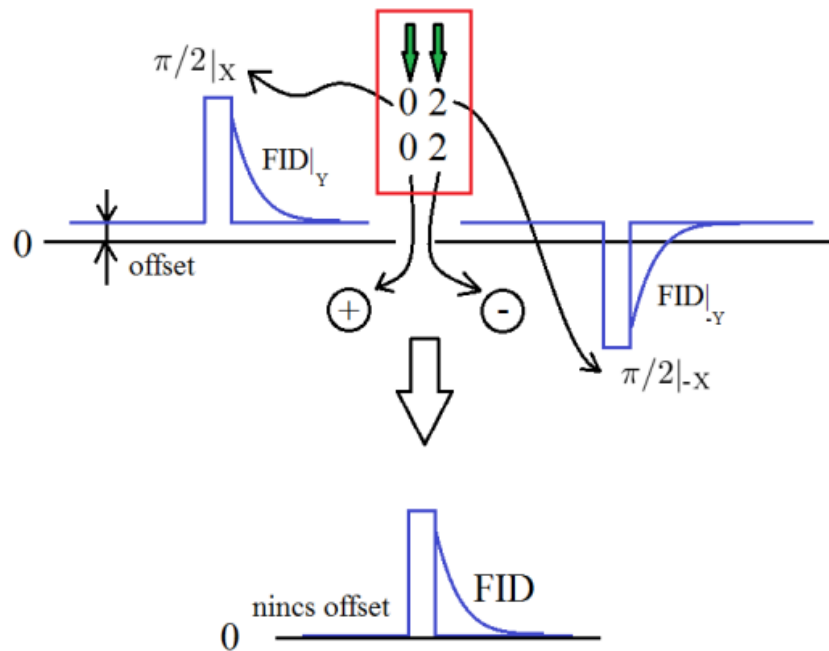


4. ábra
Spin-echo pulzusszekvencia időbeni lefolyása [8]

2.4.2. Phase cycling

Gyakran használt hibajavító algoritmus a Phase cycling, amely főképp az áramköri elemek tökéletlenségeiből adódó hibákat (pl. holtidő, erősítő és kvadratura aszimmetria, digitalizáló offset jelensége) küszöböli ki. Ugyanis ezek képesek torzítani a detektált jelet, amit elsősorban

az Fourier-transzformált spektrumon láthatunk. A pulzusszekvencia abból áll, hogy meg kell változtatni a pulzus és vevő fázisát, viszont ügyelni kell arra, hogy a mintavételezések száma páros számot adjon. Az alábbi 5. ábra jól szemlélteti, hogy ha veszünk egy $\frac{\pi}{2}$ -es forgatást az x-tengely körül, akkor vennünk kell ennek negáltját is azaz a -x-tengely irányából is mérünk egy FID-et és a kettőt összeadva azt tapasztaljuk, hogy az offset jelensége eltűnik.



5. ábra
Phase cycling folyamata

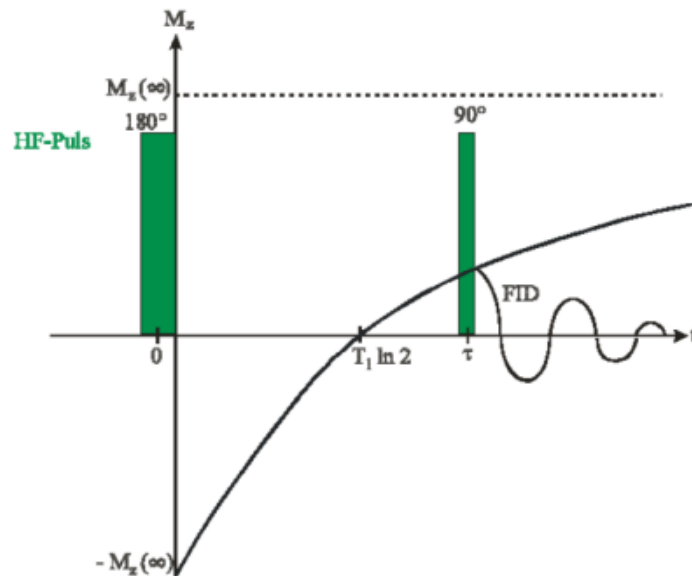
Természetesen az impulzus-szekvenciákat lehet egymással ötvözni a hibajavító algoritmusok hatékonyságának növelése érdekében. [9][10]

2.5. T_1 és T_2 relaxációs idők meghatározása

Ahogy korábban már említettem, Bloch-egyenletekből levezetve is láthatjuk, hogy az NMR-alapú spektroszkópia során kétféle relaxációs időt is tudunk számolni. Miután megszüntettük az irreverzibilis relaxációs időt és további finomhangolásokat végeztünk a rendszeren, így az alábbi idő mérésére kifejlesztett algoritmusokat használhatjuk. A mágneses rezonancia alapú spektroszkópia esetében elmondható, hogy a $T_2 \leq 2T_1$, illetve legtöbb esetben maga $T_1 > T_2$ a víz esetében a T_1 értéke közelítőleg 3-4 s, míg a T_2 értéke 2-3 s közé esik.[11][12]

2.5.1. Inversion recovery

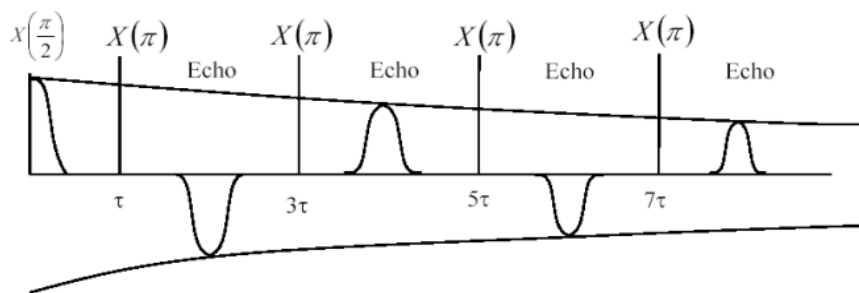
Ezt a pulzusszekvenciát a T_1 idő mérésére fejlesztették ki, amely két pulzusból áll. Az első gerjesztő jel egy π -s forgatás, majd egy adott idő múlva adjuk rá a kiolvasó $\frac{\pi}{2}$ -es pulzust, fontos megjegyezni, hogy a FID amplitudójának értékét befolyásolja a két pulzus között eltelt idő, ezt szemlélteti a következő 6. ábra. Természetesen ezt is kombinálhatjuk Spin-echo-val.



6. ábra
Inversion recovery pulzusszekvencia folyamata

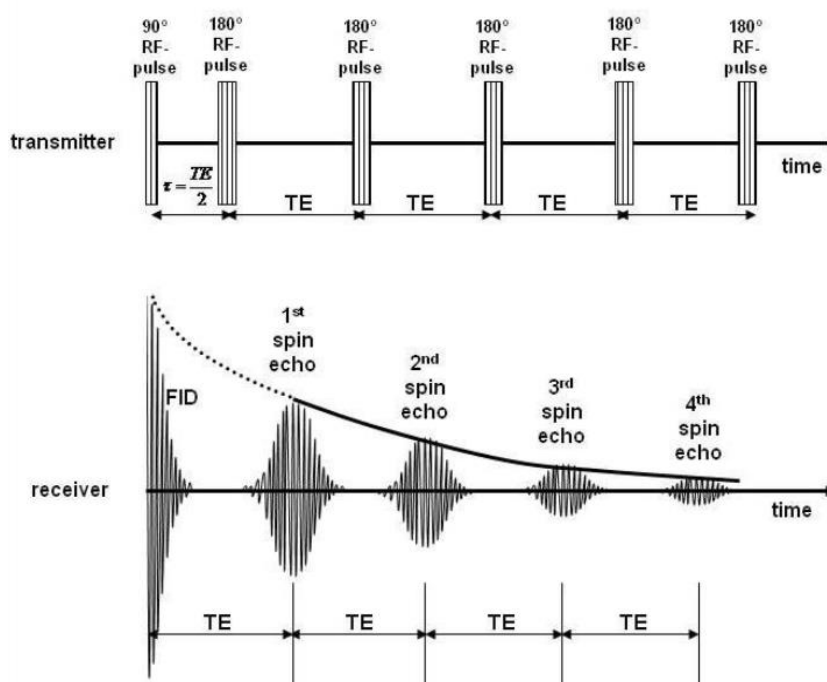
2.5.2. CP és CPMG pulzusszekvenciák

Carr-Purcell-ről elnevezett pulzusszekvenciát a transzverzális relaxációs idő (T_2) mérésére fejlesztették ki (7. ábra). Ezt az idő főképp a mágneses dipól-dipól kölcsönhatás adja, azaz a magspinek megkülönböztethetetlensége. Maga a szekvencia tartalmaz egy spin-echo-t, majd további π -s pulzusokat használunk és végül y' és $-y'$ irányban is tudunk echo-kat mérni, amiknek a burkolója fogja meghatározni a T_2 idő nagyságát.[13]



7. ábra
CP-pulzus szekvencia

Ennek továbbfejlesztett verziója a CPMG (Carr-Purcell-Meiboom-Gill) [14], ami fokozottan figyel arra, hogy ha nem találjuk meg a tökéletes π -s pulzust, akkor ne halmozódjon fel fázishiba (8. ábra). A pulzusszekvencia első eleme egy $\frac{\pi}{2}$ -es pulzus az X-tengely körül, majd adott időközönként Y és -Y tengely körül π -s forgatásokat ismételve hajtunk végig. Ezzel pedig már csak az Y-irányú Spin-echo-k keletkeznek, melyek burkolójából lehet kiszámolni a Tarnszverzális időt. [15]

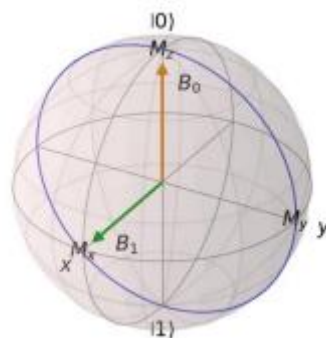


8. ábra
CPMG folyamata

2.6. Rabi-oszcilláció

A dolgozatomban az előző technikák mindegyikével megismerkedtem, de a fókuszban a Rabi-oszcilláció állt. Ez egy olyan kvantummechanikai művelet, amivel képesek vagyunk kétállapotú rendszert létrehozni, azaz kvantumbit realizációt magspinek segítségével. Ahogy korábban említettem a Larmor-precesszió alatt z-tengely körüli forgatást értünk, viszont a Rabi-precessziónál az x - y -síkon forognak a magspinek $\omega_R = \gamma \cdot B_1$ körfrekvenciával. Ha a mágnesezettség vektor z-irányú komponensét megfigyeljük, akkor a két állapot ($|0\rangle$ és $|1\rangle$) között oszcilláló mozgást végez. A B_1 mágneses tér nagysága sokkal kisebb, mint a B_0 és a mintát körülvevő szolenoid tekercsre adott RF impulzusok gerjesztenek. Amikor Rabi oszcillációt hajtunk végre, akkor ciklikusan adunk egy $\frac{\pi}{2}$ -es pulzust, ami lefordítja a spineket a x - y -síkra és fontos megjegyezni, hogy minden egyes ciklus után növeljük a pulzushosszt. A pulzus leadása után egy hosszabb relaxáció következik, melynek időben lefolyását tudjuk detektálni a tekercsben indukálódott feszültség amplitúdójának változásával. Ebből pedig könnyedén kiszámolható a mágneses momentum x - y -irányú komponense.

Manapság nemcsak a kvantummechanikában, hanem a kvantuminformatikában is gyakran használt szemléltetési eszköz a Bloch-gömb. Ez egy egységnyi sugarú 3 dimenziós gömb, melynek z -tengely északi pólusa jelenti a $|0\rangle$ állapotot, míg a déli pólusa a $|1\rangle$ -et. Ahhoz, hogy ebben ábrázolni tudjam a Rabi-oszcillációt, szükséges használni a Bloch-egyenleteket, illetve ahogy már mondtam M_z -t közvetlenül nem tudunk mérni, de M_x és M_y ismeretében ki tudjuk rajzoltatni a gömbre. Az alábbi 9. ábra szemlélteti, hogy milyen is lenne egy ideális Rabi-precesszió a Bloch-gömbön ábrázolva. Zöld nyíllal jelöltem a B_1 -tér irányát, míg



9. ábra
Ideális Rabi-oszcilláció ábrázolása Python környezetben

narancssárgával az erre merőleges B_0 -ét. A Rabi-precesszió folyamat úgy néz ki, hogy a 0. időpillanatban a magspinek a B_0 irányába, azaz a z -irányba mutatnak. Majd az idő

előrehaladtával ez folyamatosan változik és ebből adódóan meg tudjuk határozni a $\frac{\pi}{2}$ -es pulzus hosszát is, de erről az implementációs eredményeimmél lesz bővebb információ.

3. Implementációs eredmények

Ahogy az előző fejezetben említettem a dolgozatom fókuszában a kvantumbit realizáció megvalósítása volt, amihez Rabi-oszcillációt használtam. Ebben a fejezetben pedig bemutatom, hogy ezzel kapcsolatban milyen méréseket végeztem, amiket összehasonlítok egy korábbi mérés eredményével is.

3.1. Minta

Víz mintával dolgoztam, mert az NMR technológiában az egyik legerősebb jele a Próciumnak, azaz a hidrogén egy protont tartalmazó izotópjának (^1H) van, illetve amit még ezzel kapcsolatban érdekesnek tartottam, hogy az élőlényekben leggyakrabban előforduló magtípus. A korábbi mérésnél kb. 5mm volt az átmérőjű üvegcsövet használtam a víz tárolásához, aminek végét hőkezelttem. Az alsó tárolóegység pedig egy teflon henger, amelynek átmérője szintén 5 mm, viszont kihasználtuk a PTFE(Politetrafluoretilén) speciális tulajdonságát, amely olyan szerves anyagok közé tartozik, amiben nincsen H atom, csak C és F atomokból épül fel, ami mérés szempontjából azt jelenti, hogy nem lesz zavaró H atom benne. Így ténylegesen csak a víz H atomjait fogjuk manipulálni. Azonban az utóbbi tárolóegységet pár mérés után elvetettem, mert gyorsan elpárologt belőle a víz. (10. ábra)



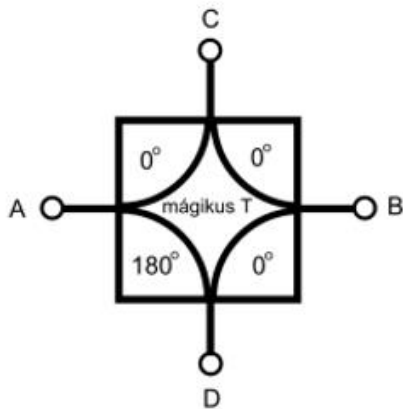
10. ábra

A baloldali ábrán látható a korábbi méréshez felhasznált mintatartók: 5mm átmérőjű üvegcső (felső), 5mm átmérőjű teflon cső (alsó). A jobboldali ábrán pedig a 2mm átmérőjű üvegcső.

3.2. Mérőfej

Amikor RF impulzust adunk ki, akkor fontos, hogy a konzolon keresztül a mérőfejbe hatékonyan jussanak el és természetesen a visszajövő jel detektálásakor is. Ezt pedig akkor tudjuk elérni, ha a vezetékben az adott hullámimpedenciával azonos nagyságú valós impedencia van jelen, azaz reflexió nélkül tud haladni az energia. A mérés során egy BNC kábelt

használtam, aminek 50Ω a hullámimpedenciája, ezért a mérőfej impedenciájának is ennyinek kell lennie. Ennek előállításához RF rezgőkört használtam, amiben a C_T (Tuning kapacitás, azaz hangoló-kapacitás) és C_M (Matching kapacitás, azaz illesztő kapacitás) változtattam. A Tuning kapacitással állítom be a mérési frekvenciát és a Matching kapacitással a reflexiót csökkentem, ebből látszik is, hogy ez a két paraméter egymástól függhet. Ezt a mérési előkészítést ki kell egészíteni egy Magic Tee áramkörrel, amihez az alábbi sematikus 11. ábra tartozik. Ennek a sematikus ábrája itt található, ahol az A port a bement, D porton a referencia 50Ω -os lezárás, C port a mérőfej, a B port a mérőfejről visszavert jel, ami ki van vonva az ideálisan reflektált jelből. Akkor van a fej 50Ω -ra illesztve, amennyiben a visszavert jel közel nulla. Ha a reflektált jel értéke nulla, akkor sikeres volt az impedenciaillesztés.

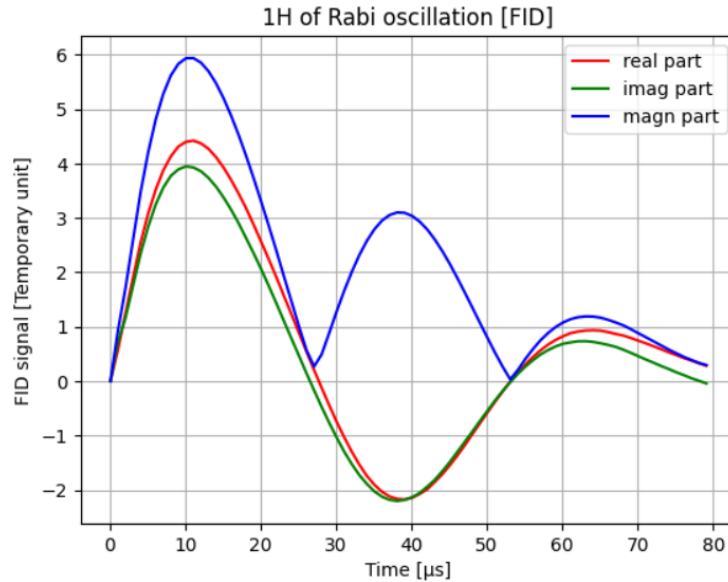


11. ábra

A baloldali ábra a Magic Tee elrendezés sematikus ábrája, míg a jobboldali NMR mérőfej a 2mm átmérőjű üvegcsövet tartalmazó vízmintával

3.3. Rabi-oszcilláció mérésének kiértékelése

Elsőként a korábbi mérési eredményeimet mutatom be, ahol egy 5mm átmérőjű üvegcsőbe zárt víz mintát használtam. Az alábbi 12. ábrán látható Rabi-oszcillációjának Python programnyelv

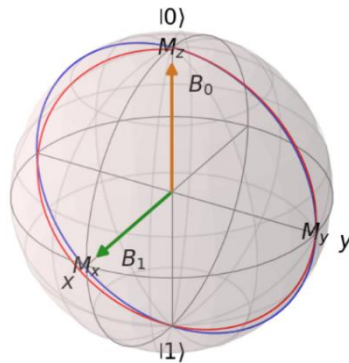


12. ábra

5mm átmérőjű üvegcsőben tárolt minta Rabi-oszcillációjának kiértékelése

környezetében való kiértékelése és bemutatom mi is történik itt pontosan. A kezdeti impulzushossz 100 ns majd minden ciklus után ezt növeli 1 μs -mal és a mérést 80-szor végezzük el és minden egyes mérés során 2048 mérési pontot veszünk fel és Phase cycling-ot is alkalmaztam. Ha elképzeljük a Bloch-gömböt, akkor a 0. pillanatban beálltak a spinek a z-tengely irányában, a magnitude első csúcsa jelenti a spinek Y-tengelyre való lefordulását, azaz itt tudjuk leolvasni, hogy a $\frac{\pi}{2}$ -pulzus hosszát, ami ez esetben 10.1 μs . (Ezt a programban kértem le, az ábráról való pontatlan leolvasás elkerülése érdekében). Ezután látjuk az első zérus helyet, ami a 27 μs -nál van, ez egyben azt is jelenti, hogy a spinek π -s forgatásnál vannak, azaz a $|1\rangle$ kvantumállapotban. A második magnitude csúcs esetében a spinek egy $\frac{3\pi}{2}$ -es forgatásnak megfelelő állapotban precesszálnak majd a második null pontnál a spinek visszaérnek a kiinduló állapotba, azaz $|0\rangle$ -ba. Azonban, ha jobban megnézzük az ábrát, jól látható, hogy ez sajnos egy nem ideális Rabi-precesszió, anomáliák lépnek fel. Elsőként azt figyelhetjük meg, hogy az első nullpontnál nem tér vissza a zérus tengelyre a magnitude, illetve amplitúdó csökkenést is tapasztalunk. Továbbá azt vettem még észre, hogy a mérési eredményekből azt kapjuk, hogy a 90° -os forgatáshoz tartozó pulzushossz 10.1 μs , akkor ideális esetben a 180° -os forgatáshoz ennek duplájára lenne szükség, ennek ellenére a mérésből 27 μs -ot olvasunk le, ami azt mutatja, hogy az idő előrehaladtával a detektált jel kiszélesedik. Illetve ami még jelentős

probléma az a gyorsan lecsengése a függvénynek. A fent említett szempontok adják meg a Rabi-oszcilláció jóságát, ami ebben az esetben nem elegendő arra, hogy ezt valódi kvantumbitként felhasználjuk, hiszen a 3. csúcsnál már kvantuminformáció, azaz az kvantumállapotok tisztasága sérült, a spinek szétkenődtek, koherencia idejük kicsi. Az alábbi Bloch-gömbön (13. ábra) jól szemléltethető, hogy a forgató impulzusok mágneses terének inhomogenitása miatt, hogyan jelenik meg dekoherencia, azaz amikor magspinek egy teljes fordulatot tesznek, de az eredeti fordulathoz képest van fázisszögben való eltérés.

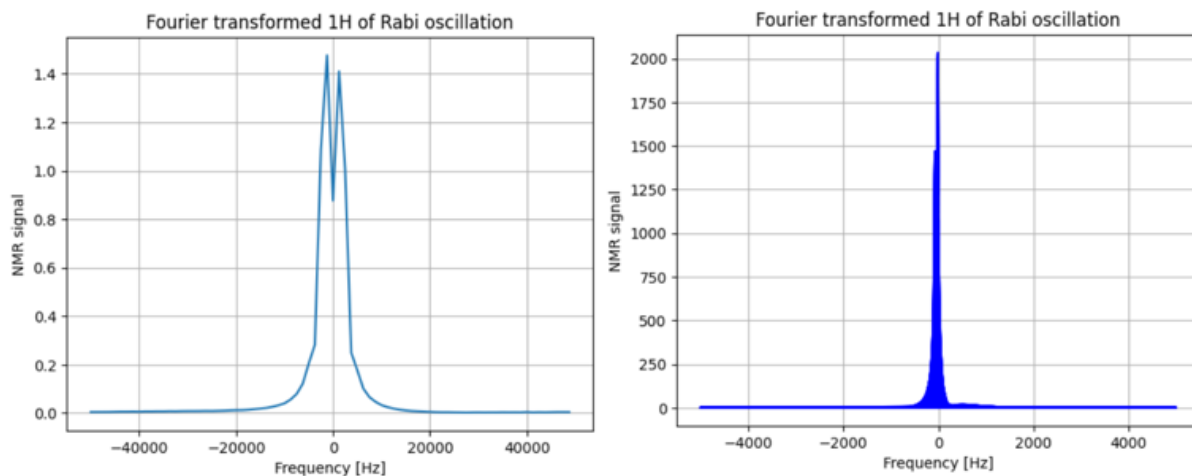


13. ábra
Nem-ideális Rabi-oszcilláció Bloch-gömbje

A mérési eredmények fontos kiértékelő eszköze a Fourier-transzformáció. A mérés során valós számokkal dolgozunk, de a kiértékelésnél komplex számokat is bevezetünk ez azt jelenti, hogy ha az eszközön valós értékű áram folyik, de mégis megjelenik egy komplex feszültség, akkor az áram és feszültség között van egy 90° -os fáziseltolás. Az NMR-ben valós és képzetes csatornát is mérünk a jel detektálása során. A REAL esetén a lokál oszcillátorból (LO) bejövő jelet keveri a kvadratúra operátor, míg a IMAG-nál a LO-ból bejövő jelet eltolja 90° -kal és utána keveri le.

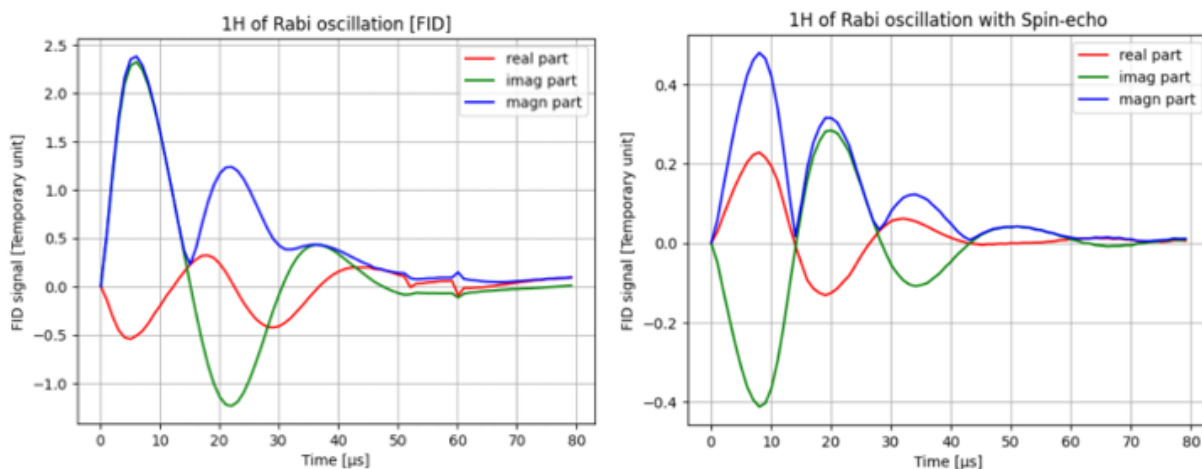
Tehát, ahogy a fenti ábrán is jól látszik az NMR esetében a komplex számok fontossága, amivel a fáziseltolásokat figyelhetjük meg. Gyakran megfeledkezünk a negatív frekvenciák fontosságáról, azonban az NMR-ben ez nem történhet meg, mert akkor információt vesztenénk el. Amikor Fourier-transzformációt hajtunk végre, akkor kétcsatornára végezzük el, különben a spektrum képén duplacsúcsot kapnánk. Ez látszódik a baloldali ábrán, míg a jobb oldali ábrán a komplex Fourier-transzformáció eredménye látható (14. ábra). Ezáltal kapunk egy spektrumképet a detektált jelről, illetve fordított arányosság lép fel a mért jel időbeni lefolyása és frekvencia-spektrum szélessége között. Ami azt jelenti, hogy ha finomabb felbontású

spektrumképet szeretnénk kapni, akkor egy nagyobb sáv szélességre lesz szükség és a mérés időben lefolyása minél rövidebb legyen.



14. ábra
Fourier-transzformációk összehasonlítása

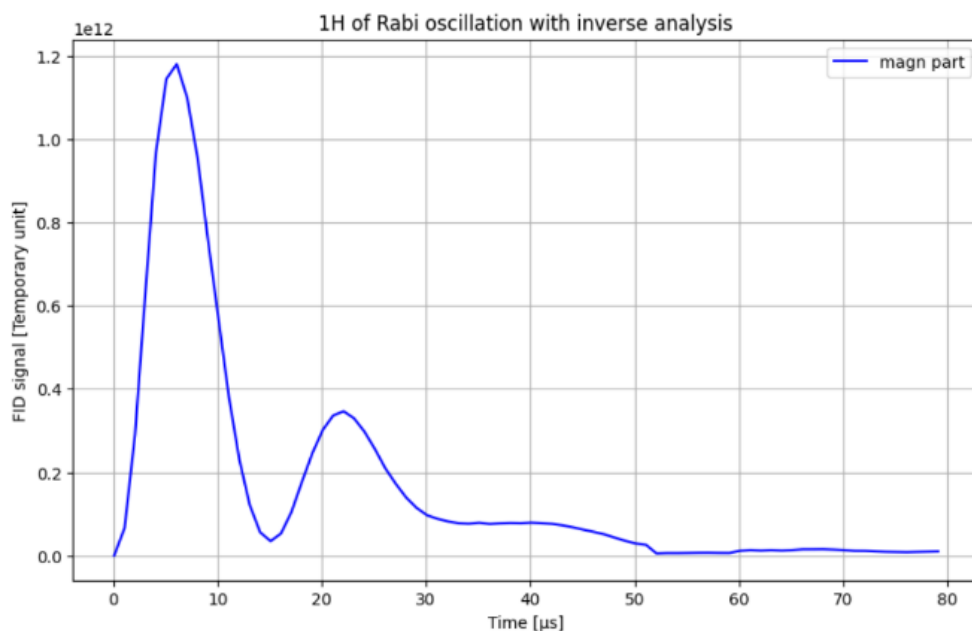
Sajnos számos ok miatt fordulhatnak elő anomáliák a rendszerben, ami a Rabi-oszcilláció tökéletlenségét magyarázhatja. Viszont a legvalószínűbb probléma a B_1 -tér inhomogenitása. Dolgozatomban arra kerestem a választ, milyen módszerekkel lehetne minimalizálni ennek hatását. Első sorban a minta méretét csökkentettem 2 mm átmérőjű és 35 mm hosszú üvegsőbe zárt vízre. A tekercsen nem változtattam, így a kitöltési tényező nőni fog, hiszen kisebb mintán több menetszám fér fel. Tehát a besugárzás nagyobb felületen, intenzívebben zajlik. Azonban ilyenkor le kell ellenőrizni az áramkörünket, ha szükséges finomhangolásokat is végezhetünk, ha túl alacsony a rezonancia frekvencia akkor széthúzzuk a tekercseket és ezzel csökkentem az indukciós együtthatót, vagy a C_T és C_M kondenzátorokat használom. A következő 15.



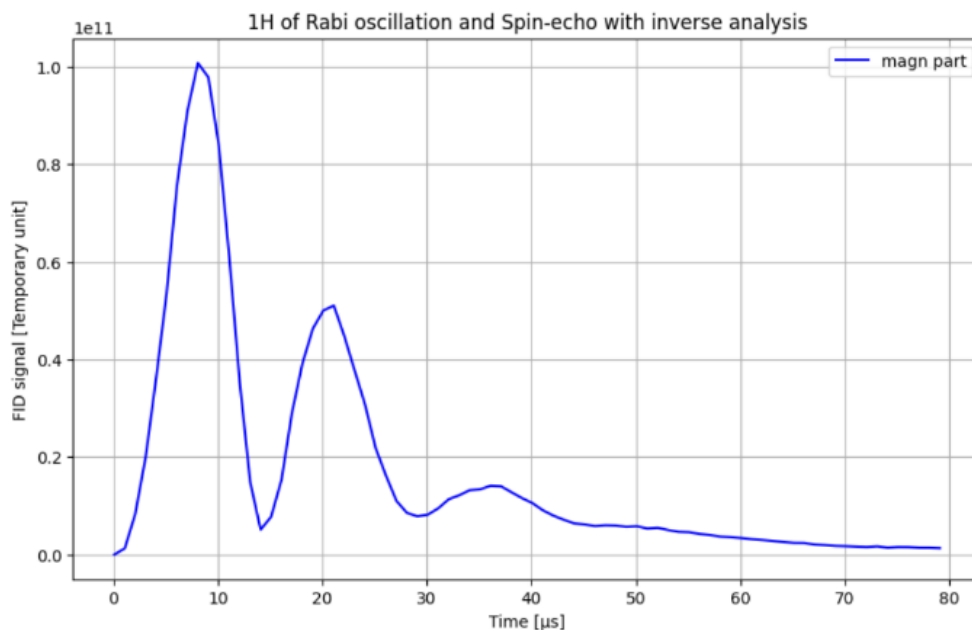
15. ábra
Rabi-oszcillációk összehasonlítása 1H esetén

ábrarozat már az új (2mm) mintára vonatkozó mérések kiértékelése, ahol a Rabi-oszcillációt már kiegészítettem Phase cycling-gal és Spin-echo-val is és leolvasható, hogy a kisebb minta esetén a $\frac{\pi}{2}$ -s pulzushossza $6.1\mu\text{s}$ (kemény pulzus) Fontos megemlíteni, hogy a fenti ábrákon látható Rabi-oszcilláció egy tökéletlen Spin-echo-t tartalmaz, hiszen maga a pulzusszekvencia úgy épül fel, hogy a Rabi oszcillációba építtem bele a Spin-echo első $\frac{\pi}{2}$ -es pulzusát, aminek a hossza minden ciklus során $1\mu\text{s}$ -mal nő. A Spin-echo második (π -s) pulzushossza pedig a korábban kimért $12.2\mu\text{s}$. Ami szembetűnő különbség a két ábra között, hogy Spin-echo nélkül a nullpontok nem térnek vissza az alapállapotba és információ veszteség történik az amplitúdók kiszélesedése miatt, tehát a B_1 tér inhomogenitása továbbra is dominál. A jobboldali ábrán már sokkal szebb és lassabb lecsengésű amplitúdókat láthatunk, ahol a nullpontok is visszakerülnek a kiindulási állapotba.

Ezzel párhuzamosan Python környezetében készítettem egy alternatív kiértékelő algoritmust, amely a mérési nyers adatokat először komplex Fourier transzformálta ezután a Simpson integrálos alakját megjelenítettem, ez látszódik az alsó sorban lévő ábrákon, ahol csak a magnitude-ot jelenítettem meg. Célom, hogy leellenőrizzem az algoritmusom hatékonyságát. Az alábbi (16. ábra, 17. ábra) képeken is látszik a Spin-echo javító hatása a Rabi-oszcilláció során.

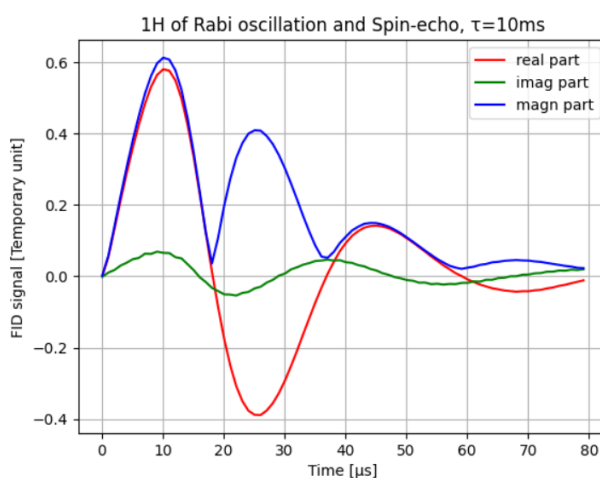


16. ábra
Rabi-oszcilláció Spin-echo nélkül

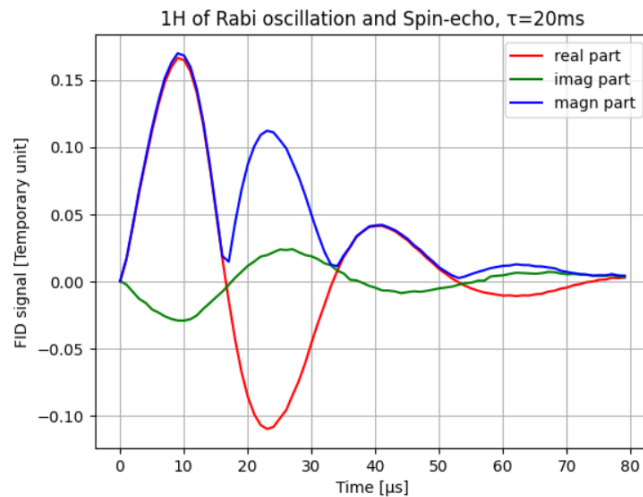


17. ábra
Rabi-oszcilláció Spin-echo-val

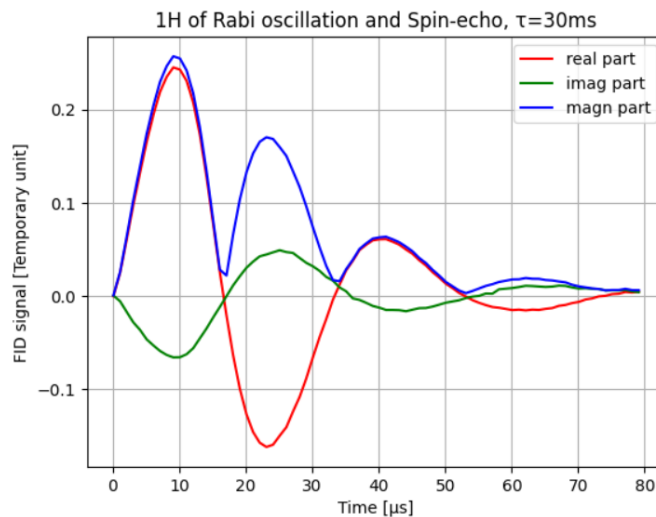
További méréseket végeztem a Rabi-oszcillációba beépített Spin-echo pulzusszekvenciákkal, ahol a τ , azaz a két pulzus között eltelt időt változtattam, a fenti ábrákon 5 ms volt. A következő három ábrán, pedig módosítottam 10, 20 és 30 ms-ra. Hiába növeltem meg ezeket az időket, nem tapasztaltam változást a rendszerben, ami azt jelenti, hogy a műtermékek egy részét egy olyan protonfajta okozza, ami 5 ms után már elrelaxál (T_2 relaxációs idővel). Tekintve, hogy a vízben ez az idő néhány 100 ms, bizonyára ez egy szilárd fázisban lévő anyagból származik. A 18. 19. vagy a 20- ábrát vizsgálva azt találok, hogy igen gyors lecsengése van, ami utalhat mérési műterméket (artifact) adó proton forrásra, mint pl. réz drót lakkozásában vagy akár a kvarccsőben.



18. ábra
Rabi-oszcilláció Spin-echo-val 1.



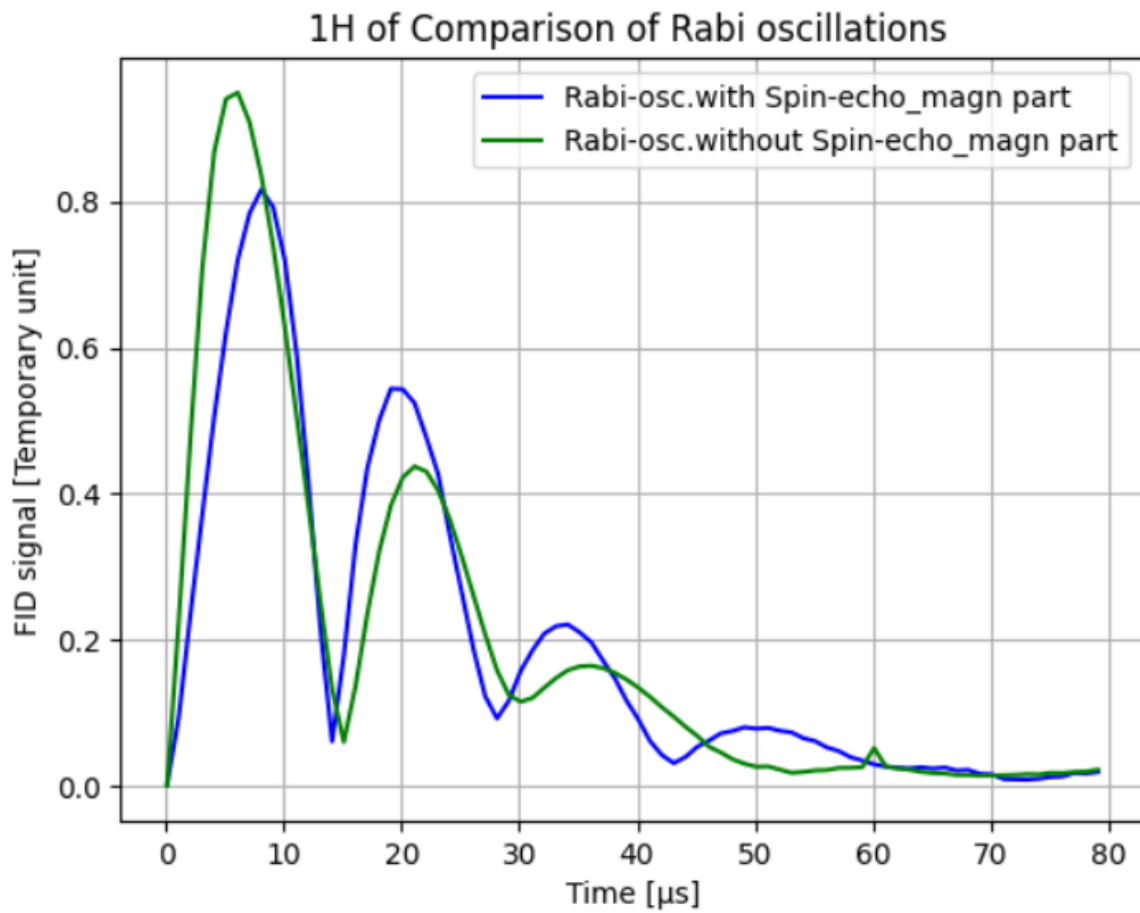
19. ábra
Rabi-oszcilláció Spin-echo-val 2.



20. ábra
Rabi-oszcilláció Spin-echo-val 3.

A fejezet eredményeit összefoglalva elmondhatjuk, hogy sikerült javítanom az egy kvantumbites rendszer manipulációjának eljárását. Ehhez készítettem egy összehasonlító 21. ábrát, amihez ugyanazt a 2mm átmérőjű üvegcsőben tárolt vízmintát használtam annyi különbséggel, hogy a zölddel jelölt a Rabi oszcillációt, míg kézzel a Rabi oszcillációnak egy tökéletlen Spin-echo-val vett pulzusszekvenciát mértem. A jel amplitúdója csökkent a második mérésnél, azonban az exponenciális lecsengése sokkal lassabb, mint az első mérésnél, illetve sokkal élesebb csúcsokat kapunk. A kézzel jelölt mérésnél jól látszódik négy csúcs is, míg ezzel ellentétben a zölddel jelölt mérésnél a második csúcs után már nehezen detektálható. Így

elmondható, hogy kvantumállapotot tovább képes tartani, azaz nagyobb hűséggel, ha Spin-echo hibajavító algoritmust is használunk.



21. ábra
Összehasonlító elemzése a ^1H Rabi oszcillációjának

4. Kvantum állapot meghatározása

A dolgozatom célkitűzése az volt, hogy mágneses megrezonanciával kvantumbit realizációt hajtsak végre. Ehhez használtam a víz mintát, amiben a Prócium magspinjeit manipuláltam RF pulzusszekvenciákkal. NMR esetén egyszerre sok kvantumrendszernek a szuperpozícióját preparáltam, azaz sokaság alapú két állapotú rendszer állt elő. Ezzel ellentétben az egyfoton forrás adott időközönként egy kvantumbitét állít elő, amiben könnyebben szabályozhatjuk az információ szállítását és tárolását.

Ha a kvantumbiteket szeretnénk felhasználni a gyakorlatban, akkor szükségünk van az állapotának az ismeretére, ehhez a kvantum állapot tomográfiát alkalmazzuk, amiből megkapjuk az aktuális állapot sűrűségmátrixát. Ehhez szükségünk van egy $2^n \times 2^n$ -es komplex mátrixra, ahol n jelöli az elemek számát. Kvantummechanika I. posztulátumát betartva alkalmazunk Pauli mátrixokat, amelyek a Hilbert-térben vannak értelmezve. Ennek alakja:

$$\rho = \sum_i \sum_j \dots \sum_k c_{ij\dots k} \sigma_i \otimes \sigma_j \otimes \dots \otimes \sigma_k$$

ahol $c_{000\dots 0} = \frac{1}{2^n}$ és $a c_{j\dots k} = \langle \sigma_i \otimes \sigma_j \otimes \dots \otimes \sigma_k \rangle, i, j \dots k \in \{0, x, y, z\}$ és $\sigma_0 = 1$

Jelen esetben egy kvantumbitnek szeretném leírni az állapotát, amiben egy spin reprezentálja magát a kvantumrendszert. Ennek a rendszernek a Hamilton operátorát z-irányú Pauli mátrixszal és Larmor-körfrekvenciával adjuk meg az alábbi módon:

$$\tilde{H}_1 = -\frac{1}{2} \omega_L \sigma_z$$

Az NMR-ben detektált jelet, azaz a precessálás során a tekercsre indukált áram értékét az alábbi módon fejezzük ki:

$$S(t) \propto \text{Tr} \left\{ \rho(t) \sum_k (I_{kx} - iI_{ky}) \right\}$$

ahol $I_{kx} = \frac{1}{2^n} (I_1 \otimes \dots \sigma_{kx} \dots \otimes I_n)$ és $I_{ky} = \frac{1}{2^n} (I_1 \otimes \dots \sigma_{ky} \dots \otimes I_n)$ a Descartes-féle szögimpulzusoperátorokat jelölöm k -adik magspinre és x - y -irányú spinkomponensre

vonatkoztatva. Ha a fenti $S(t)$ képletbe behelyettesítem ezeket az operátorokat, akkor megkapjuk az identitás transzformációt:

$$S^I(t) \sim [Tr\{\rho\sigma_x\} - iTr\{\rho\sigma_y\}] e^{i\omega t}$$

azonban ezt még ki kell még egészíteni $\langle\sigma_x\rangle$ és $\langle\sigma_y\rangle$ -vel és $\langle 1\rangle$ és $\langle\sigma_z\rangle$ -vel.

$Tr\{p\} = 1$ jelenti a $\langle 1\rangle$ -et, viszont a $\langle\sigma_z\rangle$ leírásához szükség van $X = e^{-i\frac{\pi}{2}\sigma_x}$, $Y = e^{-i\frac{\pi}{2}\sigma_y}$ forgatásokra. Ezután megkapjuk a forgatott jelek értékeit:

$$S^X(t) \sim [Tr\{\rho\sigma_x\} + iTr\{\rho\sigma_z\}] e^{i\omega t}$$

$$S^Y(t) \sim [Tr\{\rho\sigma_z\} - iTr\{\rho\sigma_y\}] e^{i\omega t}$$

Ebből már kifejezhetők a Pauli-operátorok várható értékei, ahol a C paraméter egy konstans faktor ($C = 10^{-7}$), ami függ n paramétertől és mérőműszerek beállításától.

$$\langle\sigma_x\rangle = C \cdot avg[Re\{S^I(0)\}, Re\{S^X(0)\}]$$

$$\langle\sigma_y\rangle = -C \cdot avg[Im\{S^I(0)\}, Im\{S^Y(0)\}]$$

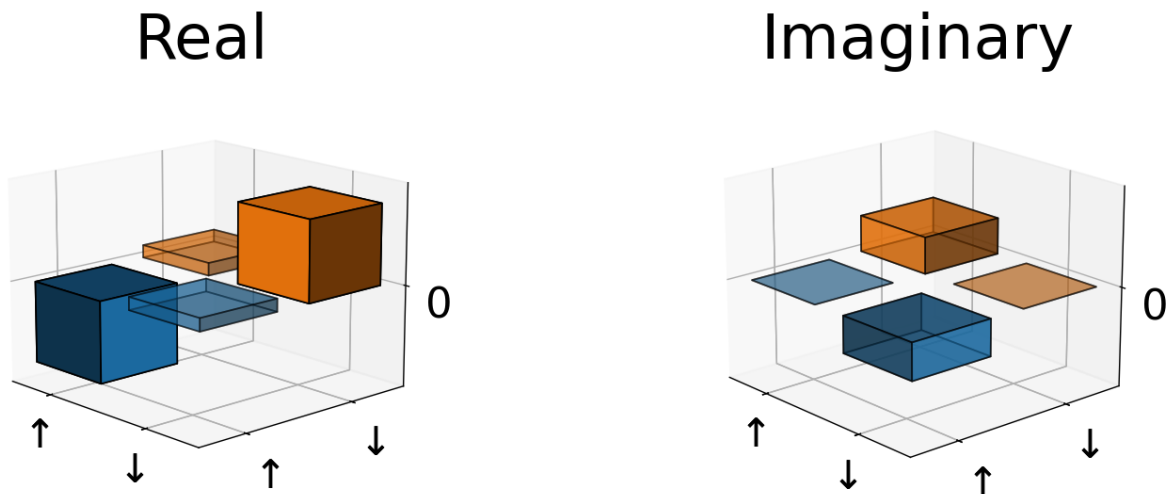
$$\langle\sigma_z\rangle = C \cdot avg[Im\{S^X(0)\}, Re\{S^Y(0)\}]$$

Végezetül az alábbi sűrűségmátrixszal tudjuk leírni a kvantumrendszerünk állapotát:

$$\rho = \frac{1}{2}\langle 1\rangle + \langle\sigma_x\rangle\sigma_x + \langle\sigma_y\rangle\sigma_y + \langle\sigma_z\rangle\sigma_z$$

A kisméretű mintámon elvégeztem az 1-kvantumbites tomográfiát, melyben a Prócium magspinje fogja jelenteni a kvantumrendszert. Ahogy a fenti egyenletrendszeren keresztül levezettem, ehhez szükségem volt I, X, Y forgatásokra. [16]

Az alábbi 22. ábrán látható a termikus egyensúlyban lévő mintám sűrűségmátrixa.



22. ábra
Termikus egyensúlyban lévő ^1H sűrűségmátrixa

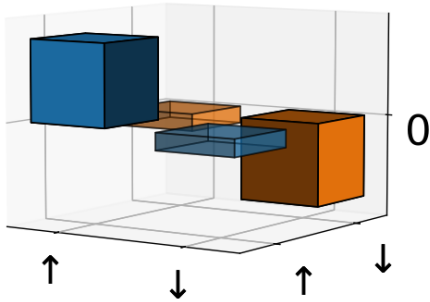
$$\rho_{1H}^I = \begin{bmatrix} -0.06482918 & 0.01019168 + 0.02981254j \\ 0.01019168 - 0.02981254j & 0.06482918 \end{bmatrix}$$

Az ábráról is le lehet olvasni, illetve a sűrűségmátrix diagonális elemei azt mutatják, hogy a mintám termikus egyensúlyban van, de nem teljesen tiszta állapotban, hiszen az off-diagonális elemek nem nulla értékűek. A sűrűségmátrixból kiszámolt átlagos szögelfordulás értéke a z-tengelytől nézve:

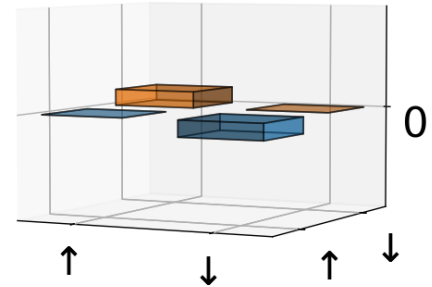
$$\theta = 16.463^\circ$$

Ezután pedig azt vizsgáltam meg, hogy a preparált mintámon milyen hűségartó kvantumműveleteket tudok végrehajtani. Elsőként azt vizsgáltam meg, hogy ha adok egy π -s pulzust (ami egyben egy NOT-kapu műveletet is jelent) és $\tau=10\text{ms}$ -ot várok a tomográfia elvégzése előtt különben, ha T_1 -től kevesebb ideig várok, akkor nincs elegendő idő ahhoz, hogy visszarelasszáljon a z-tengelyhez. Illetve, hogy a T_2^* (víz esetén kb. 3ms) se zavarjon be a mérésbe, ezért választottam minimum 10 ms várakozási időt. Az alábbi kvantumállapotba került a rendszerem (23. ábra):

Real



Imaginary



23. ábra

NOT-kapu műveletet követően a vizsgált rendszer sűrűségmátrixa 1H esetén

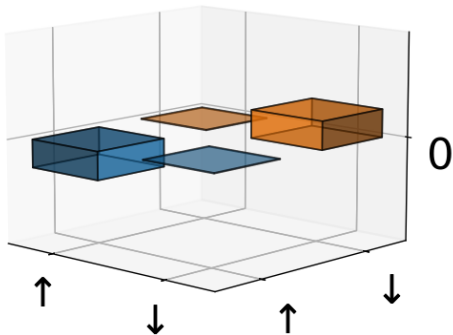
$$\rho_{1H}^I = \begin{bmatrix} 0.02486585 + 0.j & -0.00519446 + 0.00492814j \\ -0.00519446 + 0.00492814j & -0.02486585 + 0.j \end{bmatrix}$$

amiből szögelfordulást számolva:

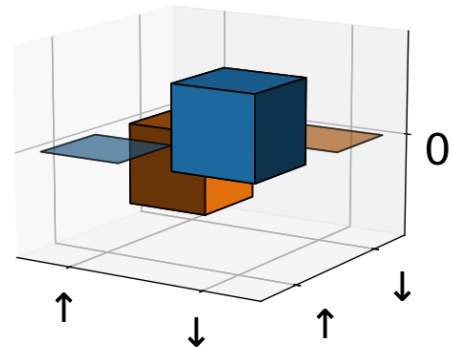
$$\theta = 11.51^\circ$$

A következő kvantumművelethez 2π -s pulzust használtam, majd $\tau=10\text{ms}$ -ot vártam a tomográfia elvégzéséig. Ennek eredményét az alábbi (24. ábra) mutatja:

Real



Imaginary



24. ábra

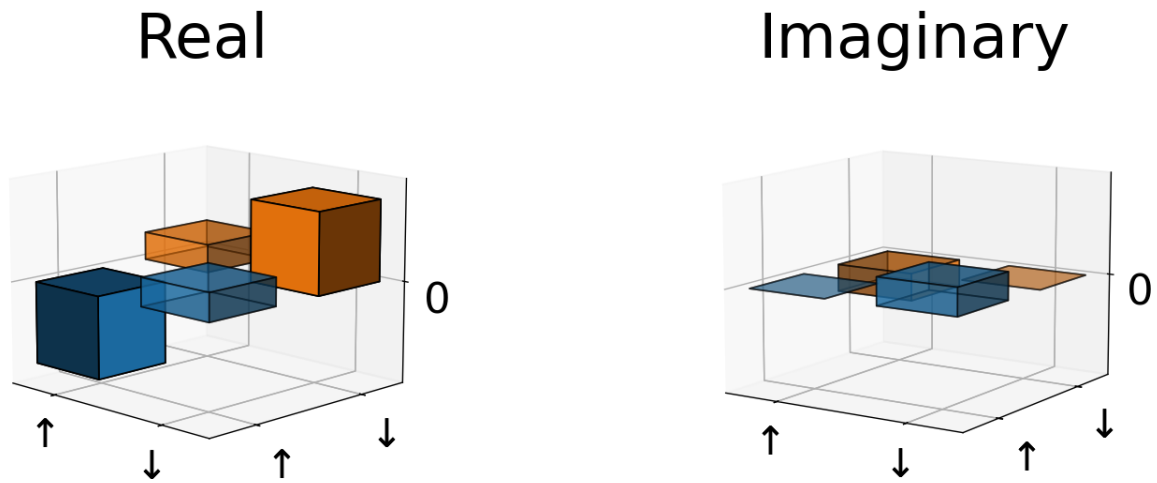
2π -pulzus után mért tomográfia sűrűségmátrixa

$$\rho_{1H}^I = \begin{bmatrix} -0.00506934 + 0.j & 0.00010055 - 0.01508596j \\ 0.00010055 + 0.01508596j & 0.00506934 + 0.j \end{bmatrix}$$

ez esetben a szögelfordulás értéke:

$$\theta = 56.27^\circ$$

Végül pedig azt vizsgáltam, hogy milyen hatással van a kvantumalgoritmus hűségére, ha a $\tau=20\text{ms}$ -ot adok meg, ennek eredménye látható az alábbi 25. ábrán:



25. ábra
 2π -s pulzus hosszabb késleltetéssel vett tomográfiája

$$\rho_{1H}^I = \begin{bmatrix} -0.01492001 + 0.j & 0.00510179 - 0.00500142j \\ 0.00510179 + 0.00500142j & 0.01492001 + 0.j \end{bmatrix}$$

ez esetben a szögelfordulás értéke:

$$\theta = 18.71^\circ$$

A tomográfiával kapott eredményekből jól látható a B_1 inhomogenitása, aminek következtében fellépnek fázisdekoherenciák, ezt mutatja a szögelfordulás értéke is, ez pedig egyben kvantuminformáció veszteséget is jelent.

5. Szilárdtest-alapú kvantumtechnológia vizsgálata

Ebben a fejezetben a szilárdtestfizika alapjaira épülő kvantumtechnológiákat fogom bemutatni. A fizikának ez az ága, ami a kondenzált anyagok kristályszerkezetével és kvantummechanikai tulajdonságaival foglalkozik. Makroszkopikus jelenségeket visszavezethetünk az atomok elemi szintjeire és az anyag kristályszerkezetére. A szilárdtest fizika egyik leggyakrabban vizsgált eleme az elektronszerkezete, aminek alapját Schrödinger-féle egyenletek írják le. Hiszen a szabad atomoknál fellépő potenciális erőtere elég energiát ad az elektronoknak, hogy tiltott sávba kerülhessenek. Azonban végig figyelembe kell venniük a rendeződés során a Pauli-elvet, miszerint két azonos félegész spinű elemi részecske egyszerre nem töltheti be ugyanazt a kvantumállapotot.

Világszerte nagy hangsúlyt kapott a szilárdtest alapú kvantumtechnológiák fejlesztése, kezdve a kvantumbitek realizációjával, ami a kvantuminformáció-feldolgozás alapeleme. Elsősorban különböző mikroszkopikus kétszintű rendszereket használtak fel, mint pl. nukleáris spinek és atomállapotok. Azonban ahhoz, hogy komplex feladatokat ellátó és skálázható kvantumszámítási rendszereket tudjunk megépíteni szükségünk van több száz kvantumbitből álló rendszerre. Ahhoz, hogy megfelelő kétszintű rendszert hozzunk létre a kvantum realizációjához, szükségünk van az alábbi kritériumok teljesítésére.

1. Akkor lesz jó a kétszintű rendszer, ha a spektrumszinteknek megfelelően anharmonikus.
2. Létre kell hozni egy „reset”-nek megfelelő műveletet.
3. Nagy hűségű kiolvasási módszer lehetősége
4. Kvantumkoherenciaidő alatt tudunk kvantum hibajavító kódokat végrehajtani
5. Kvantumbiteknek skálázhatónak kell lenniük az univerzális kapukkal.

Továbbá nagyobb védelmet kell biztosítani a dekoherenciával szemben, illetve nagy precizitású kiolvasó rendszerekre van szükség. Ezeket a technológiákat könnyebb skálázhatóságuk miatt tartják számon, szemben az atom, ion alapú technológiákkal. Kísérleti szemszögből nézve a kvantumprocesszorok megvalósítása még mindig tele van kérdőjellel, melynek központi kérdése a skálázhatóság. Jelenleg a longitudinális irányú ion-csapdákkal tudtak kvantumbitek előállítani, melyek optikailag címezhetők. A másik út pedig az atom-chipek fejlesztése, azonban ennek korlátja az áramkörök bonyolultsága. Elsősorban a kvantumállapotokat a nukleáris spinállapotoknak tekintették, amelyet már többféle módszerrel is teszteltek alacsony hőmérsékleten. Ezzel csupán csak az gond, hogy egyes részecskéket nagyon nehezen lehet

detektálni és pontosan (nagy hűséggel) kiolvasni. Ezért tértek át a szupravezető áramkörök fejlesztésére, melynek alapját a Josephson-effektus adja, ezeket hívjuk SQUID-nek (azaz Superconducting Quantum Interference Device). Hamiltoni operátorokat könnyedén tudjuk alakítani és elektromos kiolvasás is beépíthető. Azonban ezeknek az atomoknak a kvantummechanikai tulajdonságai nem összehasonlítható a természetes atomok vagy spinekhez.

5.1. Szilárdtest-alapú kvantumbit előállítása

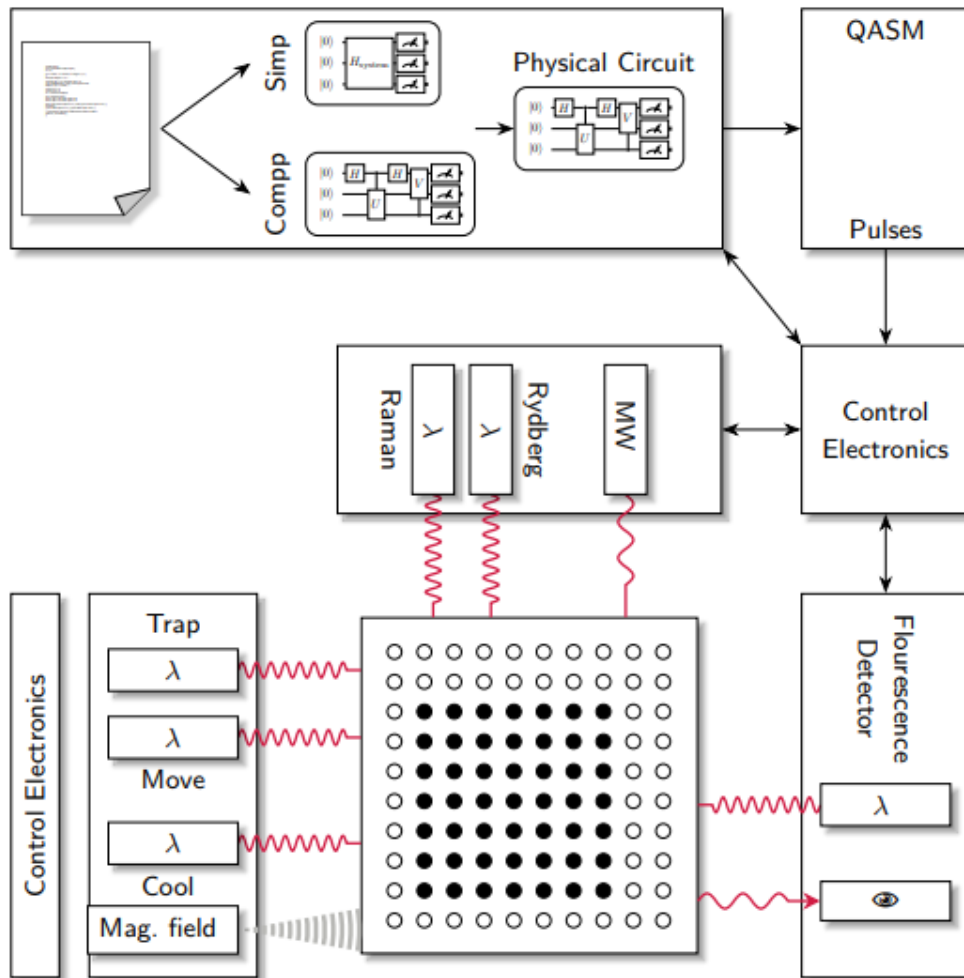
Az alábbi japán kutatócsoport foglalkozott elsőként a szilárdtest-alapú kvantumbit előállításához szükséges elektronika fejlesztésével, amely során szubmikron-méretű egy-elektronos eszközt használtak. Ez a vezető szerkezet egy alagútátmenettel és egy kapukondenzátorral volt összekötve a külvilággal. A szerkezetben kb. 10^8 darab kvantált elektronnal dolgoztak, de egy makroszkopikus kvantumtöltésszámú állapotot alkotnak, amely megfelel az eszközben tárolt többletelektronok számának. Ha minden elektródát szupravezetővé teszünk, ami lehetővé teszi egy elektrópár disszipációmentes átvitelét, akkor két szomszédos töltésszám-állapotot koherens módon tudunk összekapcsolni, azaz kétállapotú rendszert lehet létrehozni.

A kutató csoport kezdeti módszere az volt, hogy egy alagútvizsgáló szondát csatolnak a dobozhoz, hogy a kétállapotú rendszert tudják vizsgálni. Ezzel a szondával meg lehetett mérni az általa szállított áramot, ebből a koherenciát figyelve tudtak következtetni a rendszer állapotára. Magát a rendszert egy energia-tartománybeli spektroszkópiai méréssel és egy időtartománybeli kvantumoszillációs méréssel vizsgálták. Először is az energiatartománybeli mérés zajlott le, egy fotonokkal ellátott alagutas módszert alkalmazva. A szonda átmenet ellenállása kellően nagy (kicsi disszipáció), a kísérlet egyértelmű sávhézag-struktúrát mutatott ki a sajátállapotokban, ami a kvantumkoherencia létezését jelzi a kétszintű rendszerben. További vizsgálatot végeztek a koherencia dinamikáját mérve, azaz magát a koherens oszcilláció detektálása volt a cél. A kapura egy kellően gyors feszültségimpulzust alkalmaztak, hogy egy degenerált töltésszám-állapotot jöjjön létre, így a két állapotot kvantumoszillációra kényszerítették. Ez volt az első alkalom, hogy a kvantumkoherens oszcillációt olyan szilárdtest-eszközben figyeltek meg, amelynek kvantumállapotaiban makroszkopikus számú kvantumrészcseke vett részt. [18]

5.2. Kvantumbit realizáció semleges atomokkal

5.2.1. Platform fizikai alapja

Ebben a fejezetben bemutatom, hogy jelenállás szerint hogyan is képzelik el a semleges atomok kvantummechanikai tulajdonságaira épülő platformot. Így elsőként a platform architektúráját mutatom be. Az alábbi 26. ábrán látható egy hidegatomos kvantumszámítógép sematikus váza.



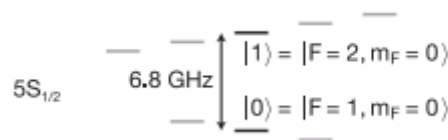
26. ábra

Hideg atomos kvantumszámítógép működésének alapegységei

Az ultramagas vákuumcellában csapdazzák a semleges atomokat adott geometriai elrendezésben optikai csipeszekkel, amelyek térbeli fénymodulátorokkal hozhatók létre. Számítási feladatokat végeznék a kvantumbitekkel, előtte az atomok fizikai szabadságfokaiban kódolt részeit többlépcsős hűtési folyamat előzi meg és ehhez Doppler-hűtést alkalmaznak lézerrel, amik 1mK alá hűtik a rendszert. [19]

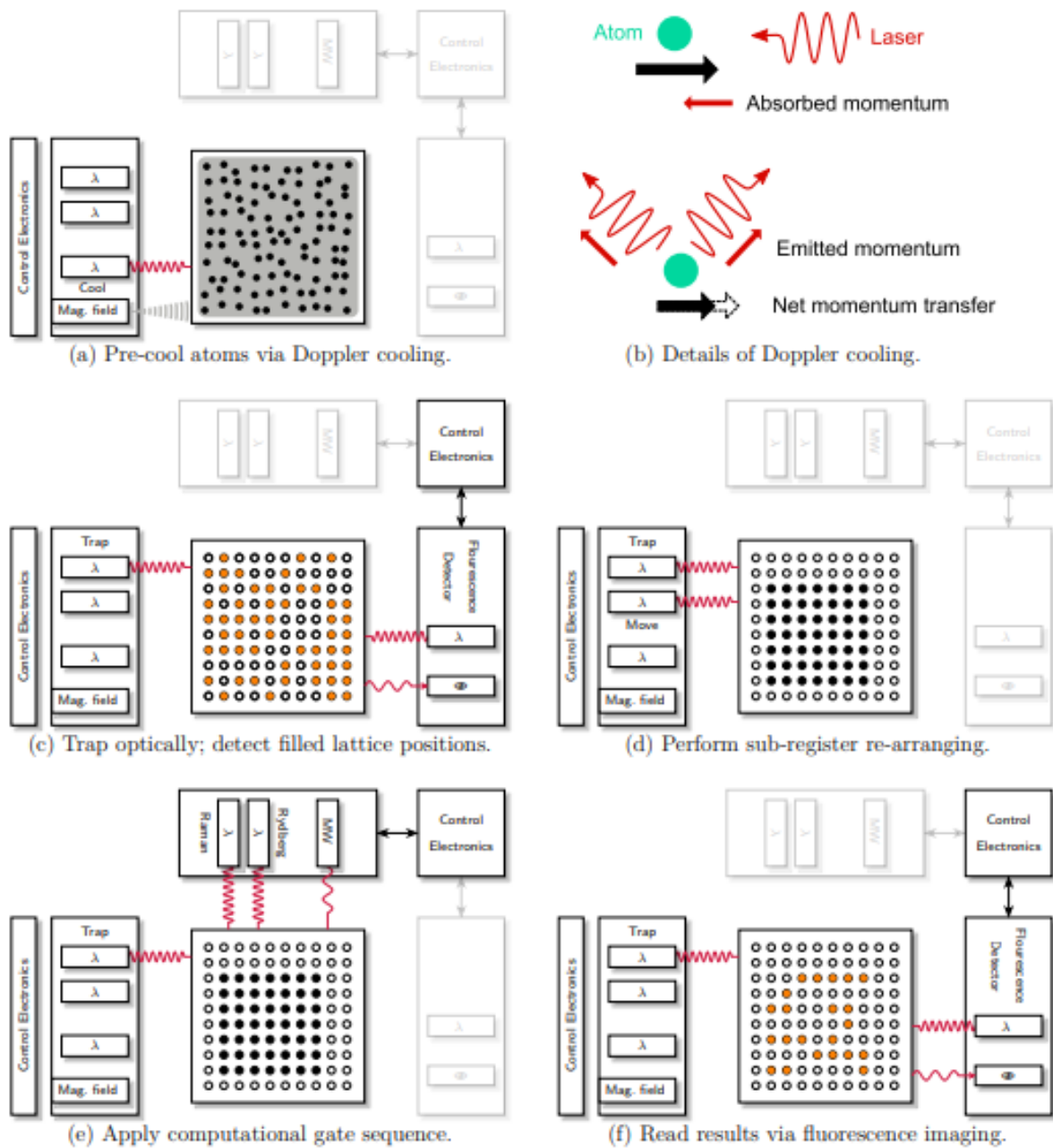
Ügyelni kell arra is, hogy a lehűtött atomokat fix helyen rögzítjük, emiatt kell csapdalézer alkalmazni. Azonban ez kiegészülhet egy másik lézerrel is, ami az atomok mozgásáért felel. A két lézer összehangolása már egy sokkal precízebb vezérlést igényel. Ha számítási feladatokhoz szükséges kvantumbiteket szeretnénk használni, ahhoz manipulálni kell a csapdába esett atomokat lézerrel vagy mikrohullámú impulzusokkal. Az impulzussorozatok utasításait a végrehajtás előtt be kell importálni egy klasszikus nagy sebességű elektronikus vezérlőegységbe. Az utasítások kapusorozatokból vagy Hamilton-szekvenciákból tevődik össze, amelyet kvantum-keretrendszert alkalmazó programnyelvek könnyedén lefordítanak és futtathatóvá teszik.

Ebben a platformban egy kvantumbit egy atomból fog állni. Erre a célra a legelterjedtebb atomok a periódusos rendszer első-két csoportja, az alkálifémek (pl. ^{87}Rb , ^{133}Cs) és alkáliföldfémek (pl. ^{87}Sr) figyelemreméltó, mert ezeknek az atomoknak az elektronszerkezetük jól alkalmazható a hűtési és csapdázási folyamatokra. Semleges atomokról akkor beszélhetünk, ha protonok száma megegyezik az elektronok számával. Az alkálifémek külső pályáján egy elektron helyezkedik el, ezzel ellentétben az alkáliföldfémek külső pályáján két elektron is megtalálható. A kvantumbitek $|0\rangle$ és $|1\rangle$ állapotait az elektronok spin állapotai jelölik, egy megvalósítást az alábbi (27. ábra) ábrán a ^{87}Rb atom hiperfinom szerkezetén személtetünk.



27. ábra
 ^{87}Rb atom energiaszintjei

Az F jelöli az egy elektron spinjének és szögimpulzusának összekapcsolódását az atommag spinjével. A m_F jellemzi a külső mágneses mezővel való kölcsönhatást. A két fekete vonal jelöli a kvantumbit két állapotát. Egyik állapotból átmenni a másikba azt jelenti, mintha az elektron spinjei felcserélődnének a magspinhez képest, azonban két állapot közti energiakülönbség detektált értéke 6.8GHz frekvenciatartományban átszámítva. A következő 28. ábra alapján szeretném bemutatni a hűtéstől egészen a csapdázásig tartó folyamatokat. Már korábban említettem, hogy maga a berendezés szobahőmérsékleten működik. Magneto-optikai csapdában (MOT)(3a. ábra) Doppler-hűtést alkalmaznak úgy, hogy lézersugarat irányítanak egy forró atomra sugárra (mert 0. lépésben az atomokat gázfelhővé kell alakítani, amit forró atomi forrásnak nevezünk). A lézer frekvenciáját az atomátmenet rezonanciafrekvenciájához



28. ábra
Hideg-atomos kvantumszámítógép működésének folyamata

képest vörösbe hangolva igazítják, figyelembe véve a lézernyalábbal szembe haladó atom Doppler-eltolódást. Abszorpció esetén az atom energiát és lendületet is nyer a fotonból, majd tetszőleges irányban kibocsát egy fotont. A vörösbe hangolt lézerral szemben haladó atomok lassulnak, hiszen a fény nyomása csak a lézer irányból hat, míg a spontán, véletlenszerű irányba emittált fotonok visszalökődési impulzusai kiegyenlítődnek a sok foton szórásán alapuló fékezési folyamat során. A tetszőleges irányban haladó atomok fékezéséhez egymással

szemben haladó lézernyaláb párt használnak. Három dimenzióban a hűtés három, egymásra merőleges nyalábpárral valósítható meg, ezzel mind a hat szabadságfokot lefedik. A mágneses mező alkalmazása által a hűtött atomok egy térrészre összpontosulnak. Így ez a rendszer már nem csak sebességfüggő hanem térfüggő is lesz. (3c. ábra) Ezután az atomokat egy ún. optikai dipólus csapdába [20] fogjuk be.

Attól függően, hogy a csapdalézer frekvenciája távoli kékbe vagy távoli vörösbe hangolt, taszító vagy éppen vonzó kölcsönhatás lép fel. Egy távoli vörösbe hangolt lézer optikai csipeszként tartja fókuszban az atomokat. Adott példánkban az egyes csapdák $3\mu\text{m}$ távolságra helyezkednek el egymástól, ami ideális a kvantumbitek lézersugarakkal való címzésére, kvantumműveletek végrehajtására. A csapdák száma a lézer teljesítményétől függ, illetve az atomok élettartalma a mikrométer tartományba eső csapdák esetén 10-20s is lehet.

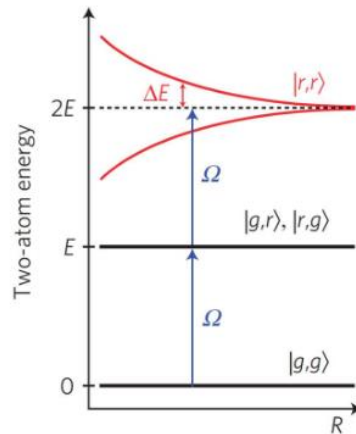
Miután lezajlott a hűtési folyamat és atomok kb. 50-60%-os valószínűséggel a csapdában helyezkednek el, szükségünk van egyfajta ellenőrzésre is, hogy számítási feladatokra tudjuk beprogramozni őket. Ehhez megfelelő elrendezésbe kell őket szervezni, amit akusztó-optikai terelőkkel végeznek. Az atomokról felvételt készítünk, azaz megfelelő frekvenciájú fény esetén fluoreszcencia zajlik le, amit már könnyedén tudunk detektálni egy CCD-kamerával (3c. ábra). A képen a sötét foltok jelentik a csapdákat és a fényesebb foltok pedig az atomokat, így megkapjuk kezdeti (default) elrendeződést a csapdában. Ahhoz, hogy képesek legyünk az adott számítási feladat elvégzésére a kezdeti elrendezősét át kell alakítani, azaz atomokat kell mozgó csapdákon keresztül szállítani a cél csapdákhöz. (3d. ábra)

Miután lezárult az inicializáláshoz tartozó szükséges folyamatok, be szeretném mutatni, hogy pontosan, hogyan is zajlanak az egy és két kvantumbites kapu műveletek. Az olyan kvantumbiteken, amelyeket semleges atomokból hoztak létre, a kvantumműveletek lézerrel és/vagy mikrohullámú impulzus sorozatokkal valósítják meg. Ahogy korábban is említettem, ha az impulzusok az atomok rezonanciafrekvenciáján gerjesztenek, akkor az atomokban koherens oszcilláció vélhető felfedezni $|0\rangle$ és $|1\rangle$ állapotok között. Ha sikerül egy olyan gerjesztő impulzust találni, ami fázishelyes és megfelelő optikai teljesítménnyel rendelkezik, akkor kvantumbit állapotok között szuperpozíció is megvalósítható, tehát a Bloch-gömbön tetszőleges forgatásokat tudunk végrehajtani. Azonban felmerülhet az a kérdés, hogy ha vannak olyan atomok, amiknek a rezonanciafrekvenciája a mikrohullámú tartományba esik, akkor nem okozhat-e problémát a hosszabb hullámhossz. A nagyobb hullámhossz kevésbé fókuszálható, ami pedig problémát jelenthet az igen közel lévő csapdázott atomokra nézve, ebben az esetben

a mikrohullámú impulzusokat fölváltja az optikai impulzusok Raman-átmenetek vezérlésével. Ilyenkor két lézert használnak, melyeknek a frekvenciája a kvantumbit átmenet frekvenciájával különbözik. Ezeket a sugarakat közvetlenül tudják egy vagy akár több kvantumbitre is fókuszálni. Ha ezekhez a sugarakhoz még adunk címző sugarakat, akkor képesek vagyunk eltolni adott kvantumbitek átmeneti frekvenciáját úgy, hogy tovább már ne rezonáljanak, így elérve a helyi forgatásokat. Arra is van lehetőség, hogy adott egykvantumműveletet tudunk végrehajtani egyszerre több kvantumbiten, viszont ezzel nőhet a szükséges lézersugarak száma is, amiket össze kell hangolni optikai teljesítmény, fázis és gerjesztés hosszának függvényében.

Amikor a semleges atomokból álló kvantumszimulátort szeretnénk létrehozni, akkor már inkább két kvantumbites műveletekre összpontosítunk. Az alap kapukészletet a fent említett egy kvantumbites forgatásokból és CZ-kapukból tevődik össze. Amikor már nemcsak egy kvantumbites kapuműveletet szeretnénk végrehajtani, szükségünk lesz összefonódott kvantumbitpárra, azaz kölcsönhatásba kell hozni két csapdázott atomot. Alap esetben ez nem megvalósítható a nagy távolságok miatt, de ha az atomokat nagy energiájú Rydberg-állapotba gerjesztjük, akkor az atom nagyobb térbeli kiterjedése miatt az elektron távolabb lesz az atommagtól. Így nagy dipólusmomentumot és erős kölcsönhatást hoz létre a két Rydberg-állapotban lévő atomok között. Érdemes még megemlíteni a Rydberg-blokád lehetőségét, ami két kvantumbit között állapotfüggő kölcsönhatások manipulálására is használnak. A blokádsugara tipikusan kb. 2-3 rácshely, de ettől nagyobb is előfordulhat. Kiterjedését az impulzust kibocsátó lézerek vonalszélessége és a Rydberg-állapot energiája határozza meg. A Rydberg-állapotban lévő atomot már nem lehet vissza küldeni a csapdába, ezért a csapdázásért felelős lézerimpulzusokat kikapcsolják a Rydberg-állapotok készítése alatt (3.e). A Rydberg-állapot csak a két kvantumbit egyik szintjével áll kapcsolatban, ami azt jelenti, hogy az impulzus nincs hatással a másik állapotban lévő kvantumbitre. Azonban minél nagyobb dipólusmomentum jön létre a Rydberg-állapot létrehozásának következtében, annál érzékenyebb a zajra. Az adott számítási feladathoz szükséges a kiindulási állapotot átrendezni mozgó csapdákkal, ezzel egy globális összefonódást tudunk végrehajtani. A relatíve egymáshoz közel lévő kvantumbiteket párokba rendezik, de ez egy globális CZ-kapuvá le tudjuk fedni, majd a párokat egy újabb konstrukcióba rendezzük és újra elvégezzük rajta a CZ-kapu műveletet, de ekkor már a korábban összefonódott atomok már más atomokkal is összefonódtak. Azonban a kvantumbit állapot megtartásának érdekében figyelni kell az átrendezés sebességére is, de kb. 2000 kvantumbitnyi térbeli információ áramlására alkalmas.

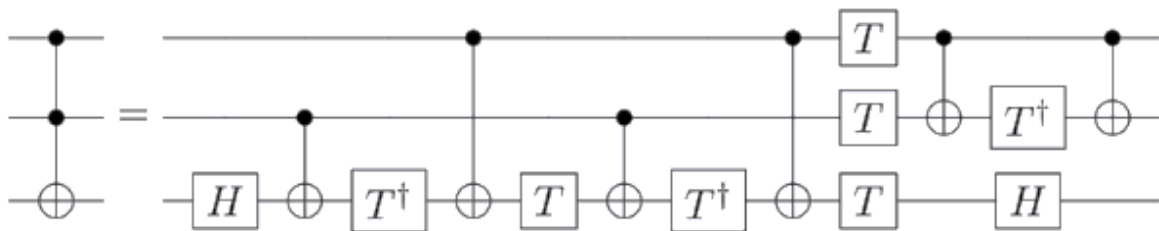
A következő 29. ábra bemutatja a Rydberg-blokád sémáját,



29. ábra
Rydberg-blokád sémájának ábrája [21]

ahol $|g, g\rangle$ jelöli a kvantumbitek alapállapotát. A gr jelöli a lehetséges kvantumbitek állapotokat az egyik alapállapotban míg a másik Rydberg-állapotban van és a rr jelöli két különböző Rydberg állapotot.

Elmondható, hogy a Rydberg-blokád révén tudunk két kvantumbites műveleteket végrehajtani, illetve több kvantumbit összekapcsolódása esetén beszélhetünk több kvantumbites műveletek fejlesztési lehetőségéről, mint pl. Toffoli-kapu (30. ábra) (vagy a szakirodalomban ismert elnevezése: CCNOT-kapu). A több qubites kvantumműveleteket natívan kódoljuk, akkor tudjuk optimalizálni az algoritmushoz tartozó áramkört.



30. ábra
Toffoli-kapu [22]

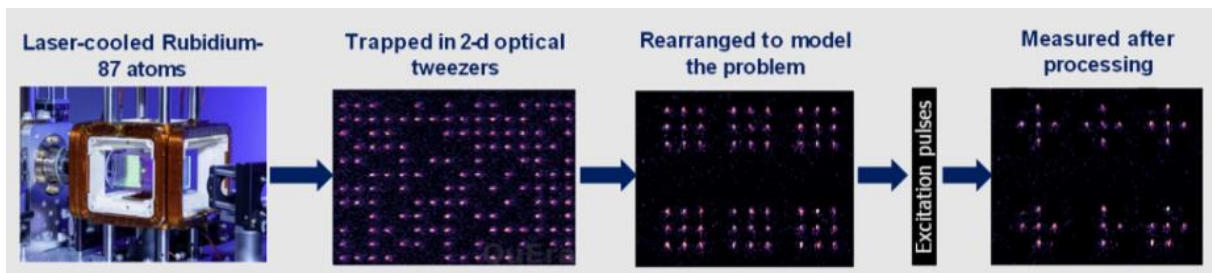
A tervezés során nem feledkezhetünk meg a dekoherenciáról azaz a külső környezeti hatásokról. A zajforrás szempontjából kritikus elem a lézer, hiszen a hűtéstől kezdve a kiolvasásig fontos szerepe van a rendszerben. A lézer intenzitása és fázisa nagyban függ a zaj mértékétől. Továbbá a vákuumcellában fennmaradt részecskék ütközhetnek az atomokkal, amik lecsökkentik a kvantumbitek élettartamát. Ezekon túl pedig zajforrás lehet a laboratóriumi eszközökből és külső forrásokból származó elektromos és mágneses mezők által. Az NMR

kapcsán már definiált T_1 és T_2 relaxációs időknek hidegatomos technológiában is szerepe van. Ez esetben a kvantumbit dekoherencia ellenállóképességét adja meg, mint pl. a T_1 jelenti kvantumállapotok közti átmeneti időt adja meg, ha szuperpozíció állapotában szeretnénk mérni, akkor dephasing időt kell mérni, amit T_2^* -gal adjuk meg. A T_2 idő pedig két állapot egyenlő valószínűségi amplitúdókkal rendelkezik, azaz a Bloch-gömbön a két kvantumállapotra merőleges tengelyre fordul.

Jelen állás szerint a semleges atomokból álló kvantumszimulátorok 100 kvantumbit nagyságrendűek. Továbbra is technológiai kihívás, hogy növeljék a qubitek számát. A skálázhatósághoz növelni kell és a lézerek optikai teljesítményeit, vonalszélességét és frekvenciastabilitását is. Ha megnöveljük az atomok számát, azzal egy komplexebb struktúra alakul ki. Fontos, hogy minden mozgást és kvantummechanikai műveletet a csapdázott atomok élettartama alatt kell végrehajtani. Ha kb. 4K-re hűtenénk a rendszert akkor nagyságrendileg 6000s-os csapdaélettartamot is elérhetnénk. Számos kutatócsoport használ kriosztátot, azonban sok előnye mellett megjelenik a nagy térbeli kiterjedéséből eredő korlátja. A lézer frekvenciájának változtatásával csapdák mélységét szabályozhatják, viszont ezzel a T_1 relaxációs idő megrövidül. További célok közé sorolhatjuk a Rydberg-állapotban lévő atomok véges élettartamának javítása, ami jelenleg 150us-ot jelent, korlátozó tényezői: fekete test sugárzás és a spontán emisszió. Két kvantumbites kvantumműveletek hűségét, amit egy kvantumbit és a kapu végrehajtása utáni állapotok átfedése az ideális állapothoz képest, is javítani kell (eddig legmagasabb: 0.995), illetve a kívánt kvantumállapotok precíz előállíthatóságát nagyobb valószínűséggel éri el szükség lenne impulzusformák időbeli optimalizálása a négyzetimpulzusok helyett. Végül pedig már használt roncsolásmentes kiolvasási protokollok alkalmazását szükséges tovább fejleszteni.

Végezetül szeretném összehasonlítani a semleges atomos platformot más kvantumtechnológiákkal. Mint már korábban említettem, legnagyobb előnye a skálázhatósága a rendszernek, messze menően jobb, mint a szupravezető vagy ioncsapda alapú technológiáknak. Könnyebben növelhető a kvantumbitek száma, de a kvantumműveletek szupravezető megoldásoknál gyorsabbak, mint a semleges atomoknál vagy az ioncsapdáknál, ugyanakkor, ha a kvantumállapotokat a nukleáris spinek jelölik, mint a ^{87}Sr -nál akkor hosszabb koherencia időt érhetünk el. Sajnos a semleges atomok kvantumbitjei a mérés után elvesznek, ez pedig azt jelenti, hogy teljes inicializálási folyamatot meg kell ismételni a következő méréshez, ezzel ellentétben a szupravezető és szilárdtest-architektúráknál erre nincs szükség.

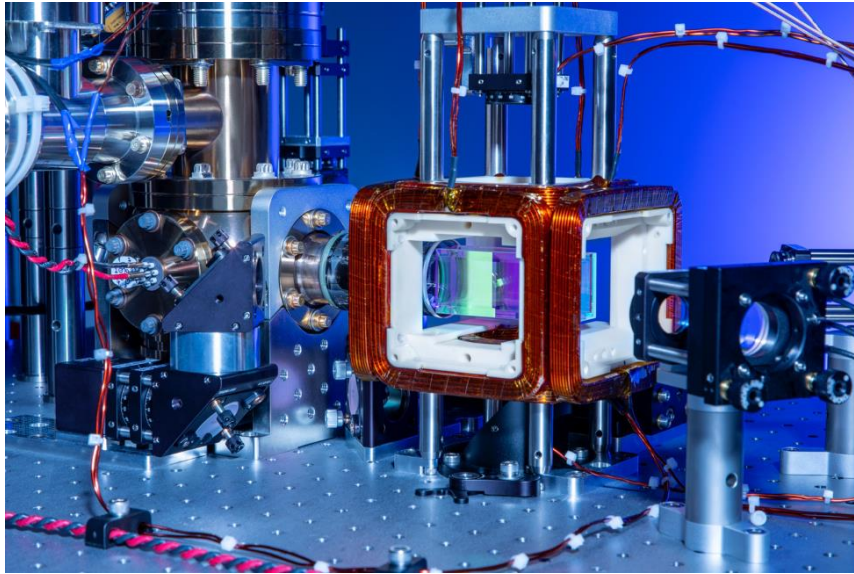
Elmondható, hogy számos előnye mellett még vannak javítandó részletek a semleges atomokból álló platformon, aminek egyik kritikus eleme a hardver részleteiben rejlik. A digitális kvantumszámítás még gyerek cipőben jár, de ez a platform igen ígéretesnek tűnik világszerte. A QuEra Computing [23] egy olyan cég, ahol semlegesen atomokon alapuló kvantumszámítógépet fejlesztenek, amit már kereskedelmi forgalomba is hoztak. Nyilvánosan hozzáférhető platformjuknak köszönhetően szabadon ki lehet próbálni az Amazon Braket felhőn keresztül. ^{87}Rb atomokat használnak a kvantumbitek előállításához, amelynek a folyamata megegyezik a fent leírtakkal. (31. ábra) Optikai csipeszekkel, azaz lézerekkel hűtik az atomokat majd csapdázzák, az alacsony hőmérséklet miatt az atomok energiaszintjei diszkrét értékékek bonthatók így tudjuk manipulálni őket. Hiszen amikor Rydberg-állapotba kerülnek, akkor az elektronfelhőjük kitágul és összekapcsolhatók más atomokkal is, így tudjuk az összefonódás jelenségét kihasználni. A kvantumalgoritmusok futtatásához, szükségünk van az atomi szintek kiválasztására, azaz kvantumbitek inicializálására és mozgatására.



31. ábra
Aquila-MOT működésének folyamatábrája

Mivel a semleges atom-alapú technológia képes több kvantumbitét is összekapcsolni, így gördülékeny hibajavítást tudunk elérni, mint pl. Kitaev-féle paradigmikus tórikus kód peremfeltételekkel. Ez egy olyan topológiai kvantumhibajavító kód, amely 2D-s spinrácscon definiálható és feltételei translációs invariabilitást írja le. Ezekben a gépekben már semleges atomprocesszor található, ami hasonló feladatokat lát el, mint a klasszikus megfelelője. Mivel a semleges atomok esetében beszélhetünk analóg és digitális végrehajtható kvantumműveletekről, ezért a QuEra úgy fejlesztette ki a platformját, hogy a felhasználó az algoritmusához megfelelőt válassza. A digitális kvantumműveletek folyamatos állapotátmeneteket jelentenek, amiket egy Hamilton-függvénnyel leírhatunk. Ezzel megadjuk milyen erők hatnak a rendszerre, azonban a digitális műveleteket kisebb részekre bontják és egy vagy két kvantumbiten futtatják. Ha kapukból álló szekvenciát szeretnénk futtatni, akkor már az egész rendszer állapotát változtatják, aminek eredményét bitsorozatként látjuk. Ezzel ellentétben az analóg kvantumműveletek nem bontják kisebb egységre a programot, így a

digitális zaj és koherenciaproblémák eltüntethetők. Az analóg kvantumműveletek végrehajtása több kvantumbit manipulálását teszi lehetővé kevesebb vezérlőjellel. Jelenleg a QuEra legnagyobb kapacitású gépe, az Aquila, 256 kvantumbitből áll, melynek belső felépítéséről látható részlet az alábbi 32. ábrán, illetve az azt követően pedig az árnyékolt védőelemekkel borított berendezés látható (33. ábra).



32. ábra
Aquila MOT



33. ábra
QuEra- Aquila 256-qubit Kvantumszámítógép

Továbbá szeretnék még bemutatni pár vállalatot, akik szintén a semleges atom alapú kvantumszámítógép tervezését és fejlesztését végzik. [24]

1. PASQUAL: 2019-ben alapította Georges-Olivier Reymond, Christophe Jurczak, Dr. Alain Aspect professzor (Nobel-díjas fizikus 2022) Dr. Antoine Browaeys professzor és Dr. Thierry Lahaye. Analóg kvantumalgoritmusokat futtat és 324 kvantumbites QPU-val rendelkeznek. [25]
2. planqc: Max Planck Intézet nemrégiben létrehozott vállalkozása, ezért a kvantumszámítógépükhöz még nem lehet publikuson hozzáférni. Analóg kvantumműveletek futtatása. [26]
3. Atom Computing: Digitális kvantumkapuk használata, 100 kvantumbites QPU-tal rendelkeznek, de jelenleg csak a béta verziót lehet használni bizonyos ügyfélkörnek. 40s-nyi koherenciaidőt értek el.[27]
4. Infleqtion: Digitális kvantumkapuk használata, 100 kvantumbites QPU-tal rendelkeznek, mint az Atom Computing. [28]

Az analóg kvantumműveletek elvégzése során a gépek Hamilton-számítást végeznek, azaz a feladatot egy matematikai objektumként kezeli.

Ugyan elmondható, hogy ez a technológia a kvantumszámítógépek világában még eléggé új, kiforratlan, de régóta üzemelő világ legpontosabb atomóráinak az alapja. Így nagy bizalommal és kitartó munkával állnak elébe a technikai kihívásainak. [29]

6. Hibrid kvantum rendszerek (HQS)

A korábbi fejezetekben bemutattam az nukleáris mágneses rezonancia alapú kvantumbit realizációt, illetve a szilárdtest-alapú semleges atomokból felépített kvantumbiteket. Ebben a fejezetben pedig szeretnék egy olyan modellt bemutatni, ahol ötvözzük a különböző (pl. foton, spin, szupravezető) kvantummechanikai tulajdonságokat, mint pl. a fotonok alkalmasok a kvantuminformáció átvitelére, míg a gyenge kölcsönhatású spinek a hosszú élettartamra. A célkitűzés a hibrid kvantumrendszerekkel kapcsolatban az lenne, hogy párhuzamosan több feladatot is el tudjon végezni, így azaz egy olyan kompakt rendszer lenne, ami képes kvantuminformációt tárolni, műveleteket végrehajtani és kiolvasni. A HQS kutatása és fejlesztése egyre nagyobb hangsúlyt kap a kvantumvilágban. [30]

6.1. Megvalósíthatósága

Elsőleges szempont, hogy a kvantumállapotok és tulajdonságaik között tudjunk kapcsolatot teremteni, azaz a komponenseknek nagy hűséggel kell egymás között kommunikálni. Ennek leírására az alábbi Hamilton formulát használjuk:

$$H_{AB} \simeq \hbar g_{eff} (a^+ b + b^+ a)$$

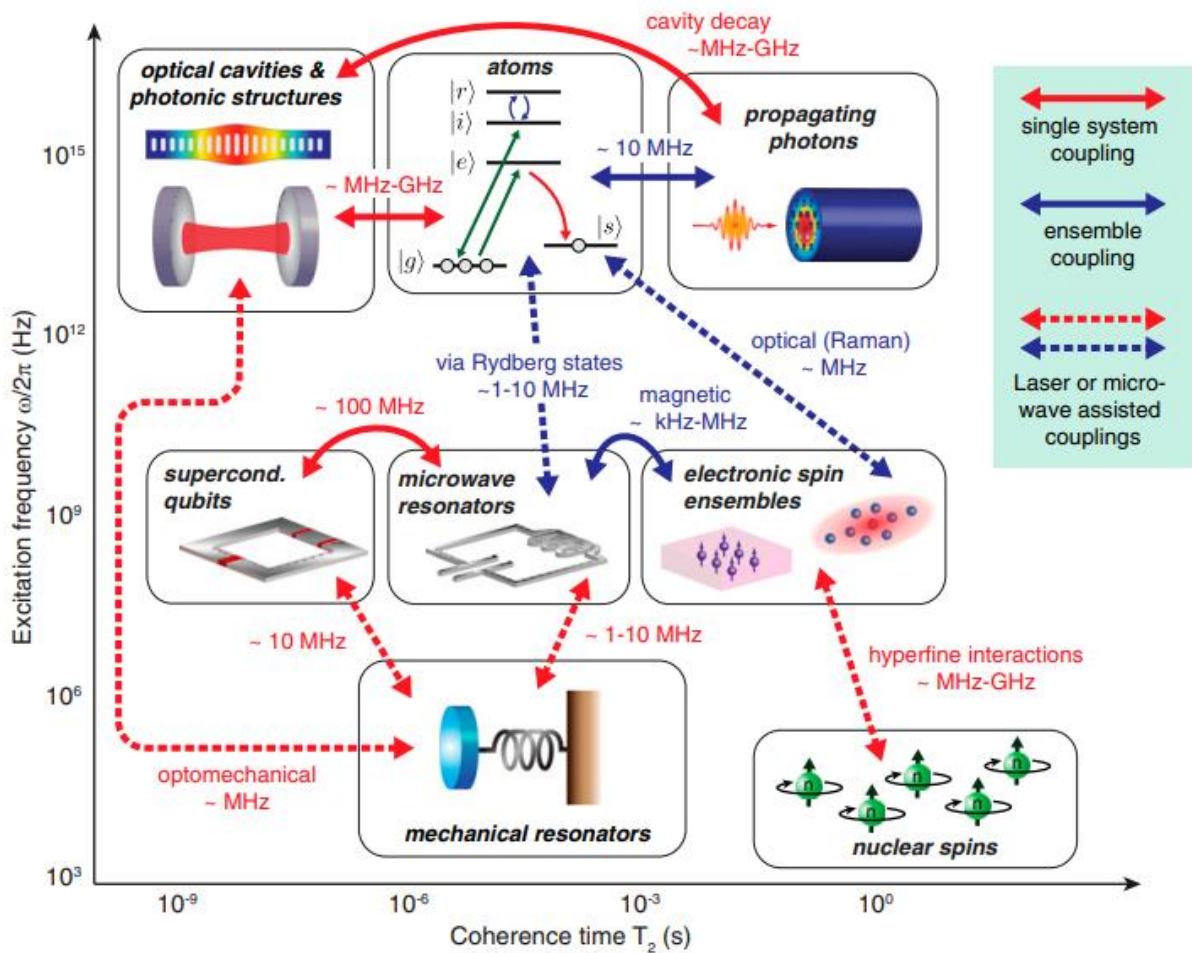
ahol az a (a^+) és a b (b^+) jelentik a kikapcsolás és gerjesztés operátorokat, amik átmenetet hoznak létre A és B rendszer állapotai között. A $(a^+ b)$ szorzat azt jelenti, hogy az egyik rendszerben gerjesztés történik míg a másik rendszerben a gerjesztés kikapcsolása. A g_{eff} jelenti az effektív csatolási erőt, ami, ha nem elég erős, akkor a rendszerek nem megfelelően illeszkednek egymáshoz. Ez akkor tud előfordulni, ha csak egy atom/ion/elektron kerül a um méretű szupravezető rendszerbe, így a csatolás gyengébb lesz, mintha több atom kapcsolódna egymáshoz.

Másodlagos szempont, hogy A és B rendszer energiaskáláinak meg kell egyeznie, ami azt jelenti, hogy a gerjesztési energiák nagyon kis mértékben térhetnek el egymástól.

Az alábbi ábrán a hibrid kvantumrendszer részegységei láthatók koherenciaidő és Bohr-féle gerjesztési frekvencia függvényében. Az ábra jól szemlélteti egyes egységek mely feladatkora optimálisak, mint pl. nukleáris spineknek nagyobb koherencia idejük van ezért ők a kvantuminformáció tárolására ideálisak, míg az optikai üregek kevésbé alkalmasak erre, inkább a gyors információátvitelre alkalmasak. A T2 idő alatt képes fennmaradni a szuperpozíció állapota, illetve megadja a csatolási erő alsó korlátját, amellyel az adott részegység megfelelően

nagy hűséggel tud dolgozni. A korábban definiált g_{eff} -nek akkorának kell lennie, hogy kvantumállapotokat át lehessen vinni A-ból B-be, aminek ideje nagyobb, mint 1 perc.

Piros és kék nyilak jelölik az egyrendes és együttes csatolási erősségeket. Az 34. ábrán még az is látszik, hogy vannak igen eltérő gerjesztési energiájú részegységek, amiket össze lehet kapcsolni, de ehhez szoktak használni valamilyen külső forrást/nyelőt (pl. lézer, mikrohullámú rezonátort), ezzel kiküszöböljük az energiakülönbségeket. Ez a folyamat játszódik le a Raman-átmenetek képzésénél is. Optomechanikában a rezgési módusok és a fotonok között fellépő energiaeltérésekre a g_{eff} -növelésére egy vezérlőmezőn keresztül adunk még egy parametrikus csatolást.



34. ábra
HQS egységeinek sematikus ábrája

6.2. Szupravezető kvantumbitek mikrohullámú rezonátorokkal

A szupravezetők jól szabályozhatók, azonban kvantumbitjeinek koherencia ideje elég rövid az atomokkal szemben. Ezért szükségét érezték, hogy egyfajta platformot építsenek a rendszerbe, ami a szupravezető kvantumbiteket más koherencia idejű rendszerekhez is összekapcsoljon. Ezt a szerepet pedig egy mikrohullámú rezonátor fogja betölteni, mint „kvantubusz”. Ez a módszer eléggé ígéretesnek bizonyul a kvantumkommunikáció fejlődésében, mert ezek a rezonátorok képesek gyenge elektromos, mágneses vagy optikai jeleket is detektálni, mégis a külső hatásokkal szemben pedig nagy az ellenálló képessége, így tud nagy hatékonysággal kvantumállapotokat koherens módon szállítani.

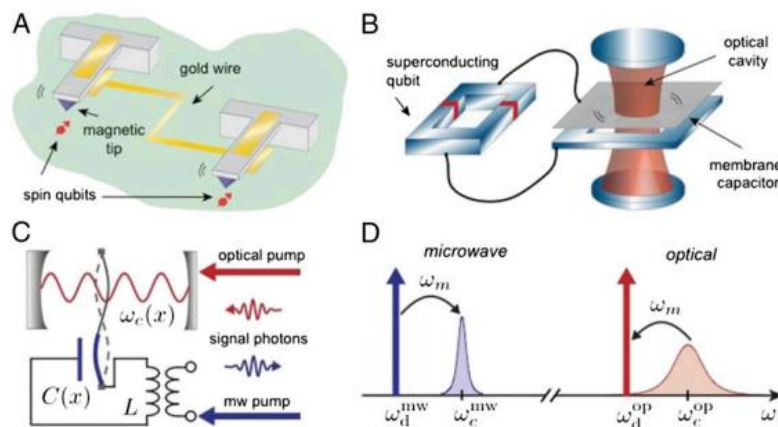
Az egyik lehetőség szupravezető kvantumbiteket előállítására, ha veszünk egy elektromos LC rezonátort, melyben az induktivitás egy nemlineáris Josephson-átmenetet helyettesít és a spektruma anharmonikussá fog válni egy kvantumbit esetén. Ezek a kétállapotú rendszereknek nagy térbeli kiterjedése van (100umtól-1mmig), aminek következtében nagy elektromos dipólusmomentuma van, ezért tud erősen kapcsolódni a mikrohullámú rezonátorhoz. Ennek egyik előnye, hogy kvantumbiteket nagy hatékonysággal ki tudjuk olvasni, illetve gyors információátvitelére is képes a fotonok révén (100ns), amivel nagy hűségű kvantumműveleteket tud végrehajtani. Másik nagy előnye a szupravezető kvantumbiteknek, hogy a környezettel való dekoherencia ideje néhány 10-100us. Azonban kis mágneses momentumok révén gyenge kölcsönhatás léphet fel az elektron vagy a magspin és környezetével, aminek hála igen hosszú koherenciaidő érhető el (magspinek esetében akár órák), ami már alkalmas lehet kvantumállapotok tárolására. Ugyanis a spinek egy idő után összesűrűsödnek így kvantummemóriaként is képesek működni. Az összetömörült spinek és kvantumbitek ugyanabban a mikrohullámú rezonátorban helyezkednek el és a kvantumbit állapotának tárolását a spinek által elnyelt üregi foton szállítja, azonban e kettő közötti mágneses csatolás mértéke kb. 10Hz, ami elég kicsi, ahhoz, hogy a foton ne lépjen ki az üregből. Ennek kiküszöbölésére N darab spint használva egy fotonhoz pontosan \sqrt{N} -szer lesz erősebb a csatolás. Az alábbi Tavis-Cumming formula Hamilton operátorokkal leírja az N spinből álló rendszer rezonáns csatolását egy üregmódushoz:

$$H = \hbar g \sum_{n=1}^N (c |\uparrow\rangle_n \langle \downarrow| + c^\dagger |\downarrow\rangle_n \langle \uparrow|) = \hbar g \sqrt{N} (c S^+ + c^\dagger S)$$

ahol a c (c^\dagger) jelöli az üregmező annihilációs operátort, $S^+ = (\frac{1}{\sqrt{N}}) \sum |\uparrow\rangle_n \langle \downarrow|$ jelöli az egész rendszerre ható gerjesztést.

6.3. Atomcsoportok szerepe a kvantummemóriákban

A kvantumállapotok megőrzése mellett fontos, hogy megfelelő hűséggel tudjunk információt átvinni és erre az izolált atomok Raman-átmenetei igen alkalmasnak bizonyulnak. Ennek következtében a csapdázott semleges atomok CPW-rezonátorhoz (Coplanar Waveguide Resonator) kapcsolódva megfelelő platformként hosszú tárolási időt tud szolgáltatni. Azonban a szupravezetőkhez képest a hidegatomos platform megvalósítása CPW-rezonátor esetében komolyan technikai kihívásokat jelent. Gyengébb a csatolási erőhatás lép fel, mert kevesebb kvantumbitét tudunk előállítani. Azonban az atomok csapdázását és hűtését chip-alapú csapdákkal végzik, amihez kriogén hőmérséklet és szupravezető felület szükséges. Jelenleg kutatások folynak arról, hogy a szupravezető rezonátorokat hogyan lehetne az atomok csapdázására használni, illetve milyen más optikai csapdázást tudnának megvalósítani. Ennek egyik alternatív megoldása a mechanikai kvantumtranszduktor, amely a kvantuminformációt opto-és nanomechanikai rendszerek kvantált rezgésein keresztül alakítja és továbbítja. Ugyanis a nanomechanikai rezonátorok képesek gyenge mágneses erő detektálására is, amiket optikai jellé alakítva már képesek lennének eltérő típusú kvantumrendszereket összekötni. Az alábbi 35. ábra mutatja a lehetséges kvantumtranszduktorokat:



35. ábra
Mechanikus kvantumtranszduktorok

A 35A. ábrán látható egy mechanikus spinkonverter, ahol elektronspin alapú kvantumbiteket egy erősen mágnesezett rezgő csúcs kvantált mozgásához kapcsolják, aminek hatására a spin

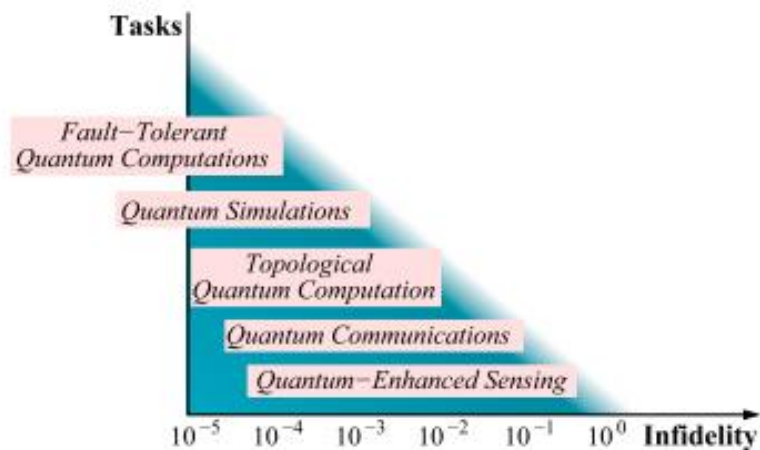
sajátállapotok Zeeman-felhasadást szenvednek és az alábbi összefüggés írja le a spin és rezonátor közti kapcsolatot:

$$H_{int} = \hbar\lambda(b + b^+)\sigma_z$$

A b a mechanikus oszcillátor módus annihilációs operátora, σ_z a spin Pauli operátora, λ fononkénti csatolás erőssége. H_{int} egy spinfüggő komponenst tartalmaz, amely a kezdeti spin-szuperpozíciós állapotot egyenértékűvé teszi az elmozdult állapotokéval.

A 35.B ábrán szupravezető kvantumbit és optikai fotonok közötti OM (opto-mechanikai) platform elrendezése látható, ahol a mechanikai berendezés egy félig áteresztő membrán, ami egyszerre optikai reflektorként és kondenzátorként is viselkedik.

A 35.C és 35.D ábrák az koherens kapcsolatot illusztrálják az optikai és mikrohullámú fotonok között. Ezt a kölcsönhatást elérhetjük egy Fabry-Perot-üreg rezonátorral is vagy fotonikus sávhézag-szerkezetekkel.



36. ábra
HQS alkalmazási lehetőségei

A fenti 36. ábra jól szemlélteti, hogy bizonyos alkalmazási területeket milyen hűtlenséggel tudunk végrehajtani a fejezetben bemutatott hibrid kvantum rendszerekkel. Illetve látható, hogy még sok korlátozó tényezője van ennek a rendszernek a széleskörben való használhatóság szempontjából, de szilárdtest, atom és optikai kvantum-platformok összekapcsolhatóságára eddigi legalkalmasabb módszerek tekintik. [30]

7. Kvantumtechnológia szerepe az űrben

A korábbi fejezetekben bemutatott kvantumtechnológiák közös tulajdonsága az érzékenyséjük a külső hatásokra. Ebből adódóan egyik leggyakoribb felhasználási területe a kvantummetrológia és érzékelés, aminek fő célja, hogy külső térrel csak kontrollált módon hasson kölcsön. E területnek nagy ága a kvantum gravimetria, ami a gravitációs gyorsulást méri és ehhez kapcsolódnak a CHAMP, GRACE, GOCE [31], ESA-ACES [32], ESA-STE-QUEST [33] tudományos űrmissziók. A gravimetriának két iránya van, az egyik Földnek, mint bolygónak a megfigyelése. A Föld gravitációs tér gyorsulásának harmadik és negyedik tizedesjegyét is tudjuk mérni, akkor az sok információt ad a Föld szerkezetéről, akárcsak a szeizmológia, azonban a tér részletes megfigyelése komplementer eredményeket ad, amit eddig nem lehetett megfigyelni. Olyan elképzelések vannak, hogy a talajvízszintjét lehet mérni a gravitációs tér változásából vagy jégábla olvadását, mozgását, levegőben lévő víz mozgását is, azaz a földi klímát lehet monitorozni, továbbá a Föld belsejében lévő folyamatokat. Attól függően, hogy ezeket milyen idő skálán (napi vagy havi lebontás) mérjük, olyan részletes és pontosságú előrejelzéseket tudunk készíteni, pl. vulkánkitörésekről, földrengésekről. A másik iránya alapvető fizikai dolgok tanulmányozása például: általános relativitáselmélet bizonyos előrejelzéseinek ellenőrzése.

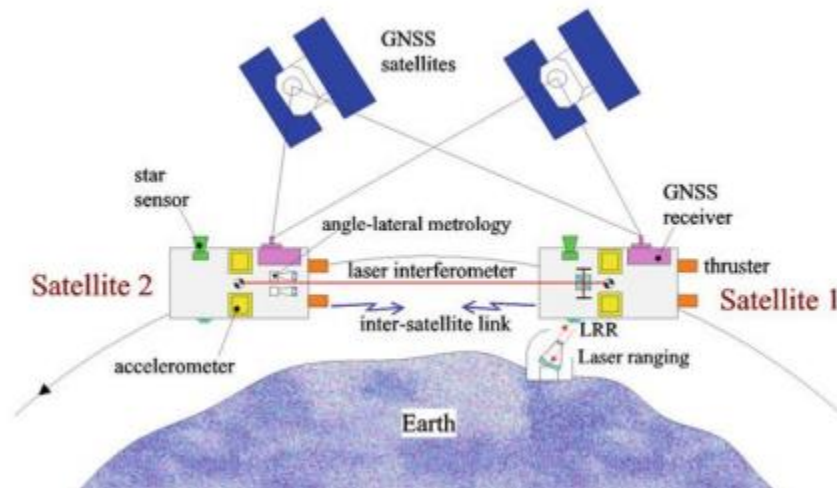
DLR-CHAMP misszió: egy műholdból állt, aminek helyzetét GPS-konstelláció révén határozták meg, ami 450km-es magasságban keringett. A gravitációs mezőt a műhold valós és várható pozíciójából számolták. (2000-2010)

NASA-DLR-GRACE missziója műholdpárt alkalmazott, amelyek 500 és 220km-es magasságban keringtek. A fedélzeti gyorsulásmérőkel és a műholdak pozíciójából tudtak következtetni a gravitációs mező nagyságára. Ezt mikrohullámú interferométeres méréssel végezték el. (2002-2017)

ESA-GOCE missziója során szintén csak egy műholdat használtak, ami már gravitációs gradiométerrel rendelkezett, így meg tudta mérni a gyorsulás komponenseinek változását a tér minden irányában. (2009-2013)

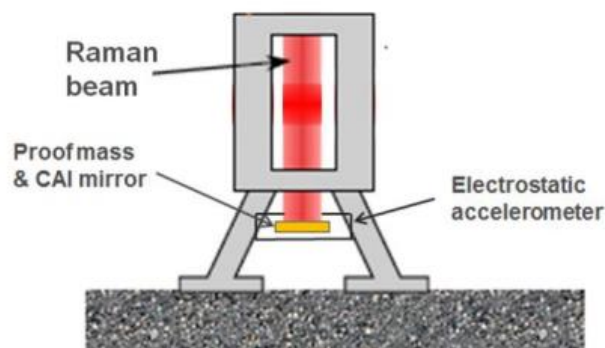
2015-ben a Nemzetközi Geodéziai és Geofizikai Unió Tanácsa kiadott egy tanulmányt, amelyben kitér a gravitációs missziók jelentőségére és fejleszthetőségeire. Nagyobb felbontású és pontosabb eredményeket várnak el a Föld térbeli eloszlásáról és a természeti katasztrófák előrejelzésével kapcsolatban. Igények hatása fellendítette az űrmissziók ezen ágát és a

kvantummechanikán alapuló technológiák kerültek előtérbe. Szükségesnek tartják az időben változó gravitációs mező mérését, amihez a hideg atom interferometriát javasolják. Az alábbi 37. ábra pedig a következő generációs GRACE-hez hasonlóan lézer-interferometriát használó műhold páros látható, aminek célja a sokkal nagyobb felbontásban határozzák meg két műhold távolságát egymástól.



37. ábra
Lézeres interferometria két műhold között

A műhold-alapú hideg atomos interferometria esetén hibrid konstrukciókat képzelnek el a jövőben, klasszikus elektrosztatikus gyorsulásmérőből és hideg atom-interferometriás gyorsulásmérőből állna. A klasszikus esetén magas érzékenységi szintet tudunk elérni, viszont ennek hátránya a zajérzékenység, ezzel ellentétben a hideg atomos rendszer fehér zaj és előfeszítés-stabilitással rendelkezik, így a hibrid rendszer nagyobb hatásfokkal bír. A hibrid rendszerben a klasszikus gyorsulásmérő próbatömege lesz az atom interferométer Raman-tükre, azaz atomok gyorsaságát fogja mérni a próbatömeg gyorsaságához képest.



38. ábra
Hibrid gyorsulásmérő sémája

ESA-ACES- misszió lényege, hogy az elmélet jóslata szerint a gravitációs potenciálban mozgó ember egyre mélyebre kerül akkor ebben a potenciálban az idő lelassul. Bármely frekvenciának relatív eltolódása vagy az idő lassulása azonban a Föld gravitációs terében mozogva kb. $\frac{10^{-18}}{cm}$ nagyságrendű. Ha sikerülne egy olyan atomórát építeni és LEO-pályára állítani, amit össze lehetne majd hasonlítani a földi atomórákkal, akkor ki lehetne mutatni ezt az idődilataciót.

Kétféle atomóra létezik: aktív és passzív. Atomok rendelkeznek energiaszintekkel és ha az egyik elektron átmegy egyik pályáról, másik magasabb energiájú pályára, ahhoz el kell nyelnie elektromágneses sugárzást. Ha egy magasabb energiapályáról akar egy alacsonyabbra jutni, akkor pedig kibocsájt egy ilyen sugárzást. A sugárzás frekvenciája az energiaszintek energiakülönbségével van arányban (arányossági tényező a Planck-állandó). Minden energiaszint picit elmosódott, ha két ilyen sáv között mozog az elektron akkor bármekkora lehet a frekvencia, természetesen csak, amit a sávok szélessége megenged. Vannak olyan optikai átmenetek, ahol az átmenetei frekvencia pár száz THz, és a bizonytalanság csak mHz, jósági tényezője: 10^{18} (rendkívül jó).

Az aktív atomórák (mézerek), amelyben az atomok a gerjesztett energiaállapotba mennek bele és minden atom a mézer aktív térfogatában legerjesztődik. A saját fotonját hozzáadja a korábbi atomok által felépített sugárzási térhez, és ott kialakul egy konkrét sugárzás. Ez maga az atomóra, mert a frekvenciája ennek a sugárzásnak nagyon pontos, kb. 10^{-13} GHz-es tartományban van.

A passzív atomórák: a sugárzást egy klasszikus mikrohullámú forrás hozza létre és annak a frekvenciáját stabilizálják a cézium átmeneti frekvenciájára, amit majd nyomon tudnak követni. Ahhoz, hogy minél több elektron föl tudjon gerjesztődni, erre stabilizálják rá egy külső oszcillátor frekvenciáját, azaz atomi átmenetre van stabilizálva. Fizikai megvalósítása bonyolultabb, mert régebben cézium nyalábbal dolgoztak, azonban manapság leggyakrabban hidegatom gázt használnak a céziumból, ez a lézeres hűtés és csapdázást $10^{-6}K$ hőmérsékletű, makroszkopikus méretű sokmillió atomból álló gázokat használnak. Sajnos a hőmérséklet ilyen rendszerek esetén zajként van jelen, frekvenciában is jelentős, mert ha mérőműszerhez képest elmozdul, akkor mozog az atom, akkor a frekvenciáját Doppler eltolással érzékeli a műszer végül pedig kiszélesedik a frekvencia. Ezért találták ki, hogy hűtsük le őket, azonban hidegben sokkal sűrűbb lesz a gáz és akkor egymással kerülnek kölcsönhatásba, és az is eltolja a frekvenciájukat, mégis miért is lesz jobb? Mert a cézium-szökőkút technikát, ami a hűtött atomgázt fölfelé kilőnek egy lézer impulzussal és egy ballisztikus pályát fognak leírni abban a

tartományban, ahol kölcsönhatnak a mikrohullámmal. Ez a pálya tetején lesz, ahol kiterjed a gáz (itt hatnak kölcsön egymással) ott fogjuk detektálni őket, akkor újra összeérnek, a pályák kisebb térrészt vesznek fel, így a detektáláskor együtt vannak jelen. Ez a szökőkút technika adja a másodperc definícióját és az atomi időre alapozott időskálákat pl. UTC.

Hidrogénmérő esetében az atomok által létrehozott sugárzási tér az óra. Fizikai megvalósítása egy mikrohullámú rezonátor, aminek elektromos vezetőképessége segít abban, hogy a tér, amit létrehoznak az atomok, az sokáig fent tudjon maradni. Majd ebbe injektálják be az atomnyalábokat. A fő feltétele ennek a mechanizmusnak, hogy az atomok gerjesztett állapotban kerüljenek be. Nagy hatásfokkal föl lehet gerjeszteni ezeket az atomokat, robusztus szerkezet, régebbi GPS műholdakon is megtalálhatók, de vannak már rubídium órával felszereltek is. E kettőnek komplementer tulajdonságai vannak: céziumnak jó a hosszútávú stabilitása, de rövidtávon vannak pontatlanságai, ennek ellenére hosszú időre kiátlagolva nagyon stabil lesz. míg a hidrogénmérő rövidtávon mutat stabilitást. Jelenleg e kettőt egymás mellett, együtt használják. Tehát ACES főcélja, hogy ezzel az atomórapárral a gravitációs vöröseltolódást tudjunk mérni.

A másik ESA projekt pedig az STE-QUEST, aminek a fő célkitűzése, hogy teszteljék az Einstein-féle ekvivalencia elvet, azaz, hogy a gravitációs gyorsulás független a test tömegétől. Elv, hogy ha csak gravitációs tér van és semmi más nem hat a testre, akkor a tömegtől független, hogy hogyan fog mozogni, tehát akkor minden test ugyanazt a pályát fogja leírni. Ez az általános relativitáselméletnek alapja, mert az elmélet úgy tekint a gravitációra, hogy az magának a tér-időnek a geometriáját változtatja meg, egyeneseket görbít. Erre van alapozva az egész kozmológia, nagyon sok szempontból sikerült ezt igazolni, például a fekete lyukak létezésével. STE-QUEST fő eszköze, ami érzékeli a gyorsulást az optikai-interferometria analógján alapján működik: két részre osztják a fotont, majd két külön útvonalon fog egyszerre haladni, mint egy kvantum részecske. Mindaddig, amíg a két útvonalon pontosan ugyanazok a hatások érik (ugyanakkora útvonal, tökéletes vákuum), addig érdektelen a vizsgálata, mert a végén egyesítik a fotont és detektálható az optikai interferométer egyik oldalán a foton. Azonban, ha az egyik ágba kicsit más történik vele, például átmegy egy másik közegen vagy interferométer forog vagy gyorsul, akkor a két útvonal között megjeleni egy kicsi fáziskülönbség a foton hullámfüggvényben. Amikor újra egyesítik őket, akkor a két útvonal interferálni fog és nemcsak az egyik ágán fog kimenni az interferométernek hanem valamennyi meg fog jelenni a másik kimeneten is. Abból, hogy mennyi a másik kimeneten lévő intenzitás

lehet következtetni, hogy mennyire volt különböző az a hatás az útvonalakon. Ennek a technológiának legkifinomultabb megvalósításai a gravitációs hullám detektorok.

Úgy van kiegyensúlyozva az interferométer, hogy nyugalmi helyzetben a detektor felé nem fog semmi érkezni. Csak akkor van ott jel, ha a két ág között hosszúságkülönbség lép fel, sajnos zaj is fellép, ezért atomi szintre kell menni az érzékenységben. Mindig csak impulzus sorozatokban érkezik a jel, nem folytonos intenzitású. Amit a detektorban mérnek, annak kell a gravitációs hullámra utalnia. Olyan gravitációs hullámokra lehet érzékeny, ami vagy a fix tükörrre párhuzamosan érkezik vagy ami a mozdítható tükörrre párhuzamosan érkezik. Azokat a hullámokat nem fogja detektálni, amik a félig-áteresztő tükörrre merőlegesen érkezik. Ugyanezt meg lehet csinálni atomokkal a kvantummechanika szintjén és előnye, hogy van tömege, így sokkal érzékenyebbek a gravitációra, mint a fotonok.

Az STE-QUEST-re elsőként ilyen technológiát akarnak megvalósítani egy űreszközön. Az atomok esetében a tükröket lézerpulzusokkal helyettesítik, kvantumoptikai kísérletekhez alkáli atomokat választanak.

Végezetül az ESA-Eagle-1 missziót mutatom be, ami az első kvantumkulcs-szétosztó (QKD, azaz Quantum Key Distribution) alacsonypályán keringő műhold lesz. Szimmetrikus kulcsot generál, aminek hossza megegyezik az üzenet hosszával, így a két kommunikáló fél között ugyanaz lesz a dekódolásért és kódolásért felelős kulcs. Kritériuma, hogy egy kulcsot csak egyszer használhatunk fel. Harmadik fél lehallgatási kísérletét a rendszer azonnal érzékeli és új kulcsot fog generálni. Ennek az igen érzékeny rendszernek az alapját pedig kvantummechanikai jelenségek adják.[34]

8. Konklúzió

Dolgozatom végéhez érve úgy gondolom, hogy a kitűzött célomnak eleget tettem. Témám első részében az NMR-alapú kvantumbit realizációk folyamatát vizsgáltam, bemutattam az ehhez kapcsolódó magspin-dinamika és relaxációs módszereket. Kvantum tomográfiával előállítottam egy-quantumbites rendszer sűrűségmátrixát, ami egyben egy ellenőrzést is adott a kvantumállapotáról. A preparált víz mintámon különböző kvantumalgoritmusokat futtattam és sűrűségmátrixain keresztül mutattam be az így kapott állapotokat. Munkám fókuszában az állt, hogy megvizsgáljam, mennyi ideig vagyunk képesek a kvantumállapot fenntartására, ezzel ellenőrizve a rendszer fidelitását. A mágneses tér inhomogenitását hibajavító algoritmusokkal csökkentettem, azonban továbbfejlesztési lehetőségnek tartom a további szakirodalmak feldolgozását, ahol egy ún. speciális rotary-echo[35] impulzussal képesek még nagyobb hatásfokot elérni. A folyékony halmazállapotú rendszerek esetében sajnos nehéz a skálázhatóság megvalósítása, ami létfontosságú lenne a leendő kvantumszámítógépek működéséhez. Ezért dolgozatom második részében bemutattam a szilárdtest-alapú kvantumtechnológiai lehetőségeket, amikkel szakmai gyakorlatom során megismerkedhettem. Jelenleg is működő hideg-atomos kvantumszámítógépek működési folyamatát részleteztem. Az utolsó fejezetben, pedig arról számoltam be, hogy hogyan lehet felhasználni a fent említett kvantumtechnológiák előnyeit az űrmissziók során, illetve milyen űrkörnyezeti hatások válnak előnyvé a kvantummechanikai jelenségek esetében.

Köszönetnyilvánítás

NMR-technika elsajátításában sok segítséget kaptam Dr. Simon Ferencről, akinek ezúton is szeretném megköszönni a türelmét, magasfokú szakmai tudását és hogy végig támogatta a kutatásom során. Köszönöm az ajánlását a Tübingeni Egyetem Kvantumoptikai és Ultrahideg Atom kutatócsoportjába, ahol nyári szakmai gyakorlatomat végezhettem Dr. Fortágh József vezetésével. Ezúton is nagyon köszönöm Dr. Fortágh Józsefnek a lehetőséget, illetve tanácsait, útmutatásait, amik nagyban segítettek a dolgozatom megírását. Végezetül szeretném megköszönni Dr. Bacsárdi Lászlónak a belém fektetett bizalmát, aki a mesterképzésem elejétől fogva végig vezetett ezen az úton.

A dolgozat elkészítését a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatal (NKFIH) és a Kulturális és Innovációs Minisztérium (KIM) támogatta a K137852, 2022-2.1.1-NL-2022-00004, 2019-2.1.7-ERA-NET-2021-00028 (V4-Japán, BGapEng), TKP2021-NVA-02 és TKP2021-EGA-02 számú pályázatok révén.

Hivatkozások

- [1] N. MagLab. [Online]. Available: <https://nationalmaglab.org/magnet-academy/history-of-electricity-magnetism/pioneers/isidor-isaac-rabi/>. [Hozzáférés dátuma: 25. október 2023.].
- [2] N. G. a. I. L. Chuang, „Quantum Computing with Molecules,” *JSTOR*, pp. 66-71, 1998..
- [3] M. S. G. B. C. S. Y. M. H. S. & I. L. C. Lieven M. K. Vandersypen, „Experimental realization of Shor's quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance,” *Nature*, pp. 883-887., 2001..
- [4] Bruker. [Online]. Available: <https://www.bruker.com/en.html>. [Hozzáférés dátuma: 2. október 2023.].
- [5] K. F. K. a. X. J. Z. Matt A. Bernstein, *Handbook of MRI Pulse Sequences*, Elsevier Inc., 2004..
- [6] Wikipédia, „Mágneses magrezonancia,” [Online]. Available: https://hu.wikipedia.org/wiki/M%C3%A1gneses_magrezonancia. [Hozzáférés dátuma: 3. október 2023.].
- [7] A. S. R. N. F. Thomas Puiseux, „Numerical simulation of time-resolved 3D phase-contrast magnetic resonance imaging,” 2021.. [Online]. Available: <https://journals.plos.org/plosone/article?id=10.1371/journal.pone.0248816>. [Hozzáférés dátuma: 3. október 2023.].
- [8] C. Clinic, „MRI Physics,” [Online]. Available: <http://www.iomonitoring.org/mrphysics.htm>. [Hozzáférés dátuma: 12. október 2023.].
- [9] C. P. Slichter, *Principles of Magnetic Resonance*, Springer Berlin, Heidelberg, 1978..
- [1] I. D. C. G. é. S. F. Karsa Anita, „Magmágneses-rezonancia laborgyakorlat,” 2020..
- [1] J. G. N. B.-C. .. F. F. Brian Hills, „Nuclear Magnetic Resonance Relaxation,” [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/topics/biochemistry-genetics-and-molecular-biology/nuclear-magnetic-resonance-relaxation>. [Hozzáférés dátuma: 13. október 2023.].
- [1] D. D. Traficante, „Relaxation. Can T2, be longer than T1?,” *Wiley*, 1991..
- [1] L. P. McIntosh, CPMG, Home Encyclopedia of Biophysics Reference work entry, 2013..
- [1] M. M. J. .. E. H. L. M. Peter L. Rinaldi, „Carr-Purcell-Meiboom-Gill Sequence,” [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/topics/chemistry/carr-purcell-meiboom-gill-sequence>. [Hozzáférés dátuma: 12. október 2023.].
- [1] M. Appel, J. J. Freeman és D. Pusiol, „Robust Multi-Phase Flow Measurement Using Magnetic Resonance Technology,” in *SPE Middle East Oil and Gas Show and Conference*, 2011..

- [1 A. K. D. Harpreet Singh, „Constructing valid density matrices on an NMR quantum information
6] processor via maximum likelihood estimation,” *Elsevier*, 2016..
- [1 D. E. a. D. Vion, „Solid State Quantum Bits,” *Quantronics*, CEA-Saclay, 2005..
7]
- [1 Y. N. a. Y. P. J.S. Tsai, „The first solid state qubit,” *IEEE*, Japan, 2000..
8]
- [1 F. D. E. A. H. J. K. W. M. G. R. T. S. M. Y. S. L. Karen Wintersperger, „Neutral Atom Quantum
9] Computing Hardware: Performance and End-User Perspective,” *EPJ Quantum Technology*, 2023..
- [2 M. W. Y. B. O. Rudolf Grimm, „Optical dipole traps for neutral atoms,” *Advances in Atomic
0] Molecular and Optical Physics*, 2000..
- [2 A. Schindewolf, *Rydberg blockade*, TU München.
1]
- [2 C. Science, „Stack Exchange Inc.,” [Online]. Available:
2] <https://cs.stackexchange.com/questions/69725/understanding-implemetation-of-the-toffoli-gate-using-other-gates>. [Hozzáférés dátuma: 20. október 2023.].
- [2 QuEra. [Online]. Available: <https://www.quera.com/>. [Hozzáférés dátuma: 20. október 2023.].
3]
- [2 R. Fein, „Quantum Computing with Neutral Atoms,” [Online]. Available:
4] <https://medium.com/@russfein/quantum-computing-with-neutral-atoms-12db614e7319>.
[Hozzáférés dátuma: 20. oktober 2023.].
- [2 PASQUAL, „PASQAL unveils a new quantum processor architecture with a record 324 atoms,”
5] [Online]. Available: <https://www.pasqal.com/articles/pasqal-unveils-a-new-quantum-processor-architecture-with-a-record-324-atoms>. [Hozzáférés dátuma: 21. október 2023.].
- [2 planqc. [Online]. Available: <https://www.planqc.eu/#home>. [Hozzáférés dátuma: 21. október
6] 2023.].
- [2 A. Computing. [Online]. Available: <https://atom-computing.com/about-us/>. [Hozzáférés dátuma:
7] 21. október 2023.].
- [2 Infleqtion. [Online]. Available: <https://www.infleqtion.com/about>. [Hozzáférés dátuma: 23.
8] október 2023.].
- [2 „ L. B. A. S. „ T. L. A. B. G.-O. R. „ a. C. J. Loïc Henriet, „Quantum,” 18. szeptember 2020..
9] [Online]. Available: <https://quantum-journal.org/?s=QUANTUM%20COMPUTING%20WITH%20NEUTRAL%20ATOMS&reason=title-click>. [Hozzáférés dátuma: 23. október 2023.].
- [3 1. P. B. Y. K. K. M. D. P. P. R. Gershon Kurizkia, „Quantum technologies with hybrid systems,”
0] *PNAS*, pp. 3866-3873, 2015..

[3 M. Travagnin, Cold atom interferometry for Earth observation, Luxembourg: Publications Office
1] of the European Union, 2020..

[3 ESA. [Online]. Available:

2] https://www.esa.int/Enabling_Support/Space_Engineering_Technology/Challenging_Einstein_on_the_ISS_ACES_takes_a_step_ahead. [Hozzáférés dátuma: 24. október 2023.].

[3 ESA. [Online]. Available: <https://sci.esa.int/web/ste-quest/>. [Hozzáférés dátuma: 25. október
3] 2023.].

[3 ESA. [Online]. Available:

4] https://www.esa.int/Applications/Connectivity_and_Secure_Communications/Eagle-1.
[Hozzáférés dátuma: 25. október 2023.].

[3 E. J. W. a. K. H. Abramson, „High Resolution NMR Rotary Echoes,” *Journal Of Magnetic
5] Resonance*, %1. szám1., pp. 378-392, 1968..