



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

SZAKDOLGOZAT

**Turbo Spin Echo szekvencia megtervezése és
implementálása 7T NMR spektrométeren**

Békési Anna

Témavezető

Kettinger Ádám

Konzulens

Dr. Simon Ferenc

2016

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	5
2. Elméleti háttér	7
2.1. A mágneses rezonancia spektroszkópia	7
2.2. NMR szekvenciák	10
2.2.1. Alapvető pulzuszekvenciák	10
2.3. Képpalkotás pulzuszekvenciákkal	12
2.3.1. Több dimenziós képpalkotás	15
2.4. TSE szekvencia tervezés	16
3. Eredmények	18
3.1. TSE szekvencia implementálása	18
3.2. Fontos paraméterek a szekvenciában	21
3.3. Mérési eredmények TSE használatával	23
4. Összefoglalás	28
5. Függelék	30
5.1. TSE szekvencia programkódja	30
5.2. MatLab képrekonstrukciót végző szkript	33

A szakdolgozat kiírása

Az utóbbi évek egyik legjelentősebb és legdinamikusabban fejlődő orvosi képalkotó modalitása a Mágneses Rezonancia Képalkotás (MRI). Az ionizáló sugárzás hiányán túl az MRI nagy előnye, hogy változatos képalkotási eljárások, ún. pulzusszekvenciák alkalmazásával különböző kontrasztokat érhetünk el, többféle strukturális és funkcionális információt nyerhetünk a páciensből. A klinikailag és kutatásokban alkalmazott szekvenciák fejlesztése a mai napig tart, a modern eljárások a képalkotás idejét a töredékére képesek lecsökkenteni a képminőség lényeges romlása nélkül. A Fizika Tanszéken rendelkezésre áll egy Bruker AVANCE DRX 300MHz spektrométer és egy 7T terű szupravezető mágnes, valamint egy hozzá épített, 3D képalkotásra alkalmas mérőfej. A hallgató feladata a klinikai gyakorlatban is használt ún. Turbo Spin Echo képalkotási szekvencia és a hozzá tartozó rekonstrukció implementálása, valamint az így elérhető gyorsítási lehetőségek és kontrasztok vizsgálata.

Önállósági nyilatkozat

Alulírott Békési Anna a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem fizika BSc szakos hallgatója kijelentem, hogy ezt a szakdolgozatot meg nem engedett segédeszközök nélkül, önállóan, a témavezető irányításával készítettem, és csak a megadott forrásokat használtam fel. Minden olyan részt, melyet szó szerint, vagy azonos értelemben, de átfogalmazva más forrásból vettem, a forrás megadásával jelöltem.

Budapest, 2016. május 27.

Békési Anna

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm Kettinger Ádámnak a témavezetést, a szemléletes magyarázatokat, Simon Ferencnek a jó tanácsokat és a spektrométer rendelkezésre bocsátását és a nyári gyakorlatért ami megszerettette velem az orvosi fizikát. Köszönet Forró Lászlónak és Matus Péternek, hogy a lausanne-i egyetemen tölthettem a következő nyári gyakorlatot és ott eredményes munkát végezhettem. Karsa Anitának mentorálásért és betanításért, Iván Dávidnak a mérőfejért, amivel a képalkotás megvalósulhatott.

Köszönet családomnak és páromnak a biztatást, támogatást és türelmet.

A munkát a Magyar Tudományos Akadémia támogatta a MTA-BME Lendület Spintronikai Kutatócsoport (PROSPIN) révén.

1. Bevezetés

A mágneses rezonancia alapú vizsgálati módszerek kidolgozása a XX. század egyik leggyümölcsözőbb tudományos vállalkozása. Pauli [1] 1924-ben alkotta meg a mágneses rezonancia elméletét, amelyet Rabi [2] 14 évvel később 1938-ban kísérletileg is igazolt. Az elektronspin-rezonancia (ESR) alkalmazását Zavojszkij 1944-re, a nukleonokra történő alkalmazását Bloch és Purcell 1945-re dolgozta ki. Az elmélet megalkotása és az alkalmazás között tehát alig 20 év telt el. A mágneses magrezonancia (NMR) vizsgálati módszer kidolgozásáért és fejlesztéséért napjainkig 4 Nobel-díjat is kiosztottak. 1952-ben Bloch és Purcell az NMR megalkotásáért, 1991-ben Ernst az impulzus NMR fejlesztésért, 2002-ben Fenn, Tanaka és Wüthrich megosztva „Mágneses magrezonancia spektroszkópia segítségével végzett három dimenziós szerkezetmeghatározásért biológiai makromolekulák esetében.” 2003-ban Lauterbur és Mansfield megosztva a mágnesesrezonancia-képalkotás (MRI) megalkotásáért, amely orvosi diagnosztikai szempontból nélkülözhetetlen eszközzé vált.

A mágneses rezonancia alapú anyagvizsgálati módszerek kiemelkedő fontosságúak több tudományterületen is: A szilárdtest-fizikában, a vegyiparban és gyógyszeriparban valamint az orvosi diagnosztikában. Az egyes módszerek alapja ugyanaz a fizikai jelenség. Mágneses térben a spindegenerált energianívók felhasadnak, így a nívók között átmenet gerjeszthető. Ha a perturbáló mágneses tér frekvenciája megegyezik a precesszió frekvenciájával akkor a spinek két állapot között fognak oszcillálni. A jelenség klasszikus leírása is lehetséges amennyiben a makroszkópikus mágnesezettség időfejlődését vizsgáljuk és ennek rezonanciaszerű átfordulását. A leginkább elterjedt MRI vizsgálatok során a különböző atommag spinek mágneses térben gerjesztődnek a képalkotás pedig a spinsűrűség mérését jelenti.

Az orvosi diagnosztikában, így az MRI képek készítésénél is fontos szempont, hogy a mérés gyors legyen a képek pedig felismerhetőek legyenek. A képek kontrasztját több módszerrel is lehet javítani; kontrasztanyagok gyártásával amik a beteg testében egy adott funkciójú területet "világítanak meg", a képek számítógépes javításával, zajszűréssel és a képet készítő pulzusprogram fejlesztésével. A

pulzusprogramok fejlesztésének legnagyobb előnye, hogy a páciens szervezetébe nem kell feleslegesen sok kontrasztanyagot juttatni, így biztonságosabbá teszi a vizsgálatot.

Kettinger Ádám 2014-ben írt MSc diplomamunkája egy a Fizika Tanszék laboratóriumában megtalálható Bruker gyártmányú NMR berendezéshez készített MRI képalkotó fej volt. Ez alapján készült el egy évvel később az MSc hallgatói laborgyakorlathoz ennek a mérőfejnek a mása, aminek tesztelésében magam is részt vettem. A mérőfejjel való képalkotáshoz az eddigiekben spin echo pulzusszekvenciát alkalmaztak.

Szakdolgozatomban bemutatom a képalkotást gyorsító és a kontrasztot javító Turbo Spin Echo (TSE) pulzusszekvencia működését és implementálását a spektrométerre.

2. Elméleti háttér

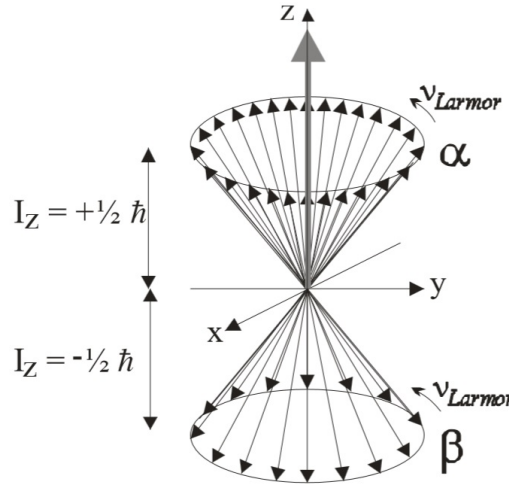
2.1. A mágneses rezonancia spektroszkópia

A MR működési elvének alapja, hogy mágneses térbe helyezve az atommag spin-ekre – mágneses momentumokra – forgatónyomaték hat, melynek hatására precesszálni kezdenek.

$\vec{B}_0$ statikus mágneses térbe helyezve az impulzusmomentum nélküli mágneses dipólusokra forgatónyomaték hat melynek hatására a dipólusoknak a mágneses térrel párhuzamos irányba kellene állniuk. Az NMR aktív magoknak nemcsak mágneses momentuma van, hanem impulzus momentuma is így mágneses térbe helyezve precesszálni kezdenek a z -tengely körül a magra jellemző Larmor-frekvenciával.

$$\nu_{Larmor} = \frac{\gamma \cdot B}{2\pi} \quad (1)$$

A γ a giromágneses faktor, B pedig a mágneses tér nagysága.



1. ábra. Energianívók felhasadása mágneses térben[5]

A felhasadt energiaszintek közötti átmenethez – vagyis a rezonanciához – egy a statikus $\vec{B}_0$ térről jóval kisebb nagyságú Larmor-frekvenciával forgó $\vec{B}_1$ perturbáló teret használunk, ami merőleges a $\vec{B}_0$ térre.

$$\vec{B}_1(t) = B_{1,max} \cdot \cos(\omega_L t) \cdot \vec{e}_x = B_{1,max} \cdot \cos(2\pi\nu t) \cdot \vec{e}_x \quad (2)$$

Ahol $\vec{e}_x$ az x irányba mutató egységvektor. A rezonancia egyenlet szerint az átmenethez szükséges energia:

$$\Delta E = h \cdot \nu = \gamma \cdot \mu_{mag} \cdot B_0 \quad (3)$$

Ahol ν a $\vec{B}_1$ tér frekvenciája, μ_{mag} pedig a magmagneton. Az magokra akkor hat jelentős forgatónyomaték, ha $\vec{B}_1$ tér frekvenciája megegyezik az adott mag Larmor-frekvenciájával. Mivel a Larmor-frekvencia a kémiai környezettől függően eltolódhat így célszerű hangolható $\vec{B}_1$ térrel dolgozni. A $\vec{B}_1$ tér a z -tengelyre merőleges síkba forgatja le a spineket. A forgatás szöge attól függ milyen hosszan és milyen amplitúdóval haddatjuk teret. A gerjesztés után a spinek relaxálnak. Ezt a folyamatot a Bloch-egyenletek írják le.

$$\frac{\partial M_z(t)}{\partial t} = \gamma \cdot (M(t) \times B(t))_z - \frac{M_z(t) - M_0}{T_1} \quad (4)$$

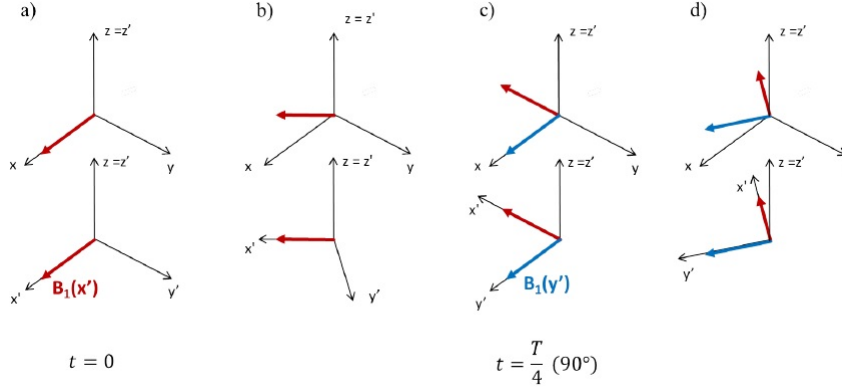
$$\frac{\partial M_x(t)}{\partial t} = \gamma \cdot (M(t) \times B(t))_x - \frac{M_x(t)}{T_2} \quad (5)$$

$$\frac{\partial M_y(t)}{\partial t} = \gamma \cdot (M(t) \times B(t))_y - \frac{M_y(t)}{T_2} \quad (6)$$

Egyensúlyi állapotban a mágnesezettségnek csak z komponense van (párhuzamosan áll a külső térrel). T_1 és T_2 relaxációs idők azt jelzik, hogy a mágnesezettség vektor mennyi idő alatt tér vissza egyensúlyi állapotába a z illetve az $x - y$ síkban. T_1 időt spin-rács T_2 időt pedig spin-spin relaxációs időnek nevezik. Rácsnak ebben az esetben a környezetet nevezzük, a spin-rács relaxáció pedig lényegében az energiaátadást jellemzi a környezet és a mag között. A spin-spin kölcsönhatás független a spin-rács kölcsönhatástól így a spin-rendszer energiáját nem, csak annak entrópiáját változtatja meg.

A Bloch-egyenletek megoldásához célszerű bevezetni egy forgó koordináta rendszert, amely a B_0 tér z iránya körül negatív irányba forog körbe a Larmor-frekvenciával. Ebben a leírásmódban a spinek állni látszanak. Ha ebben a leírásmódban bekapcsolunk egy a B_0 térre merőleges szintén Larmor-frekvenciával forgó B_1 teret akkor az - mivel forgó koordináta rendszerből nézzük - szintén állni

látszik. Attól függően, hogy mikor kapcsoljuk be a B_1 teret annak iránya éppen $x' - y'$ sík egy adott irányába mutat. Az alábbi ábrán szemléletesen is bemutatom a fent összefoglaltakat.



2. ábra. B_1 tér álló (felső sor) és forgó (alsó sor) koordináta rendszerben [6]

Ebben a felírásban tehát úgy látszik, mintha a külső z irányú tér nem is létezne és a spinekre csak B_1 tér hatna. B_1 tér miatt a spinekre forgatónyomaték hat, ami a B_1 tér iránya körüli precesszióra kényszeríti őket. A precesszió körfrekvenciája $\omega_1 = \gamma \cdot B_1$. A spinek tehát elfordulnak, így lesz B_0 térre merőleges komponensük, amit detektálni tudunk. Mivel a gerjesztő B_1 tér frekvenciája megegyezik a Larmor-frekvenciával, s az atommagok esetén a rádiófrekvenciás tartományba esik ¹, így a gerjesztést rádiófrekvenciás gerjesztésnek nevezzük.

Számoljuk ki mekkora z irányból síkba való leforduláshoz mennyi ideig kell bekapcsolni a gerjesztő teret!

$$\Delta\Theta = \gamma \cdot B_1 \cdot \tau \quad (7)$$

A gerjesztő teret impulzusként adjuk hozzá az eredeti B_0 térhez. Ezért mondhatjuk, hogy az NMR berendezés impulzus üzemmódban működik. Az egyes pulzusokat a $\Delta\Theta$ szöggel és térbeli iránnyal (x, y, x', y') szokás jellemezni. Például a síkba való leforgatást 90° -os, más néven $\pi/2$ -es pulzusnak nevezzük.

Eddig olyan esetet tekintettünk, mikor B_1 tér pontosan Larmor-frekvenciával forgott körbe. Most tekintsünk meg mi történik ha a frekvencia eltér a Larmor-

¹Klinikai MRI-ben szokásos mágneses terek esetén

frekvenciától. Világos, hogy ekkor a gerjesztés nem tökéletes, hiszen a B_1 tér forogni látszik a spinekhez képest, vagyis az általa kifejtett forgatónyomaték nem állandó nagyságú és irányú. A spinek tehát nem fordulnak le teljesen a síkba. A spinek – mint dipólusok - energiája mágneses térben:

$$E = -\vec{d} \cdot \vec{B} \quad (8)$$

Látható, hogy a skaláris szorzatnak párhuzamos állás esetén lesz minimuma, vagyis ez lesz az egyensúlyi helyzet. Leforgatás esetén a spinek magasabb energiájú állapotba kerülnek. Mivel a mágneses térrel való gerjesztés csak egy szűk frekvenciatartományban valósulhat meg így ezt a jelenséget rezonanciának nevezzük.

Megjegyezzük, hogy a mérésnél általában nem teljesen pontosan sikerül a Larmor-frekvenciával forgó gerjesztő tér előállítása. Ezt okozhatja, hogy a Larmor-frekvenciát nem ismerjük teljesen pontosan az adott magra, a B_0 tér inhomogenitása miatt a mintán belül változik a Larmor-frekvencia nagysága, vagy egyéb kémiai inhomogenitás lép fel. A jel detektálása a heterodin mérés technika alapján működik. A detektálás lényege, hogy a szűk sávban mozgó jelet (intermediate frequency, IF) mixer segítségével összekeverik egy széles spektrumban hangolható lokál-oszcillátor (LO) jelével, a mixer kimenetén pedig rádiófrekvenciás (RF) jel jelenik meg. Az adó ezt a jelet továbbítja a vevőnek, ami a bejövő RF jelet a megfelelő LO jellel összekeverve újra előáll az eredeti IF jel. Az NMR tehát lényegében egy adó-vevő készülék, amely a minta kis energiás válaszát detektálja a nagyenergiás impulzusra.

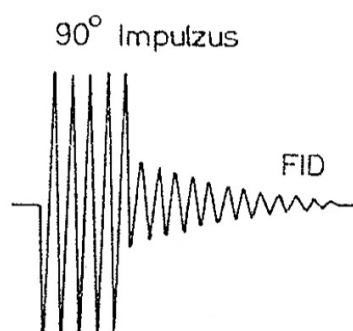
2.2. NMR szekvenciák

2.2.1. Alapvető pulzuszekvenciák

a) Free Induction Decay (FID)

A FID a legegyszerűbb pulzuszekvencia. Egyetlen $\pi/2$ – es pulzusból áll, amit exponenciális relaxáció követ. A síkba való leforgatás – (gerjesztés) – természetesen csak akkor lesz tökéletes, ha a gerjesztő frekvencia megegyezik a Larmor-

frekvenciával. A mérés során általában oszcilláló jelet kapunk, amely exponenciális burkolójú. Az oszcilláció akkor következik be, hogyha nem sikerült tökéletesen ráállni a Larmor-frekvenciára a B_1 térrel. Ezenkívül a B_0 tér sosem tökéletesen homogén, így mintán belül kicsit eltérő lesz a Larmor-frekvencia. Emiatt dekoherencia alakul ki és a jel idővel lecsökken, mivel a különböző fázisú komponensek kioltják egymást. A Bloch-egyenletekben az $x - y$ síkban történő relaxáció ideje T_2 azonban a jel a mintában lévő momentumok fázishelyes összege, vagyis a lecsengés karakterisztikus ideje T_2^* ami a tér inhomogenitását jellemzi.

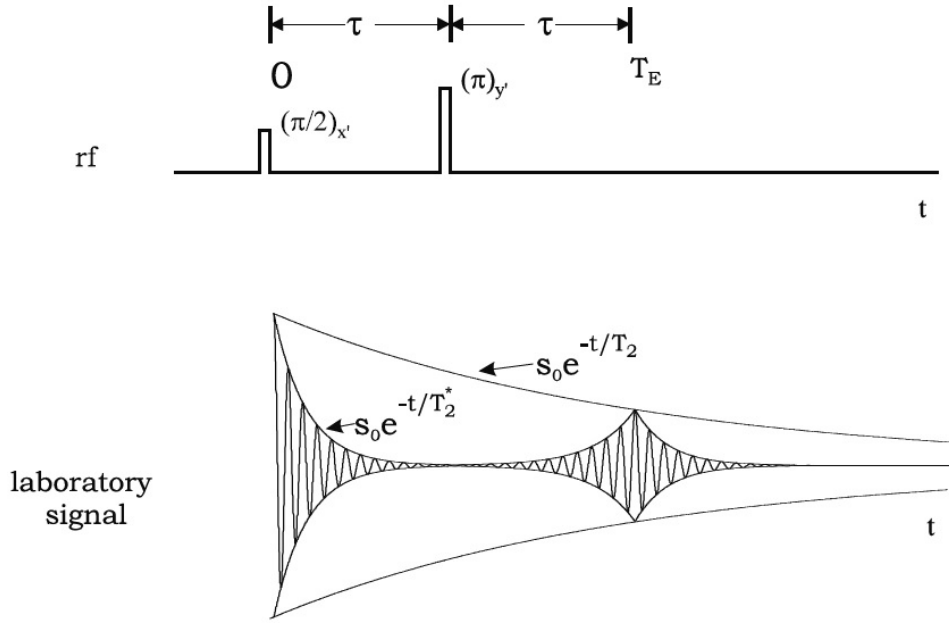


3. ábra. FID jel [7]

Az egyes pulzusok kiadása után célszerű $10T_1$ időt várni, hogy a spinek teljesen relaxáljanak, így a következő impulzus kiadásánál úgy vehetjük, hogy a spinek alapállapotban vannak.

b) Spin-Echo

A spin-echo szekvenciát a tér inhomogenitás miatt kialakuló dekoherencia és a berendezés holt-idejének kiküszöbölésére tervezték. Az első $\pi/2$ pulzus után a mágneses tér inhomogenitása miatt lesznek lassabban és gyorsabban relaxáló spinek. Egy következő π pulzus segítségével "tükrözzük az időt" vagyis megfordítjuk a relaxáció irányát. Ezt képzeljük, úgy mintha egy futóversenyen egyszer csak felcserélik a start és a cél helyét. Vagyis a leggyorsabb futók a sor végére a leglassabbak a sor elejére kerülnek. A célban pedig egyszerre találkoznak. Amikor a spinek tehát újra egy irányba állnak, vagyis megszűnik a köztük lévő fáziskülönbség megjelenik a mérhető spin-echo nevű jel.



4. ábra. Spin echo szekvencia működése [9]

A spin echo szekvenciát bemutató 4. ábrán jól látható, hogy az echo amplitúdója kisebb mint a FID-é. Ez a T_2 relaxációnak köszönhető, amely nem megszüntethető. Megjegyezzük, hogy a spin echo szekvencia ilyen módon lehetővé teszi T_2 mérését. Ebben az esetben célszerű olyan szekvenciát alkotni amely egymás után több echo-t produkál. Az ilyen pulzusszekvenciát hívjuk Multiple Spin Echo szekvenciának, rövidítve MSE.

2.3. Képpalkotás pulzusszekvenciákkal

A mintában a kontrasztot az egyes részek eltérő protonszűrűsége és relaxációs ideje okozza. Épp ezért az egyes pulzusok között nem szokás megvárni a $10T_1$ hosszú időt, így a minta egyes részein eltérő – kémiai kölcsönhatások, tér inhomogenitások miatt – relaxációs idők beleszólnak a kontrasztba. Az alábbi képlet megadja, hogy ismételt spin echo szekvenciáknál az ismétlési idő (TR) és az echo idő (TE) hogy módosítják az echo nagyságát (a mágneses momentum transzverzális komponensének nagysága) a sokadik szekvenciában.

$$M_{\perp}(nT_E) = M_0(1 - e^{-\frac{T_R}{T_1}})e^{-\frac{nT_E}{T_2}} \quad (9)$$

A képképzés során megkülönböztetünk T_1 , T_2 illetve protonszűrősség súlyozott képeket. Az alábbi táblázat összefoglalja, hogy T_R és T_E paramétertől függően milyen kép készül.

<i>Feltétel</i>	
T_1 súlyozás	$T_R \approx T_1$ és $T_E \ll T_2$
T_2 súlyozás	$T_R \gg T_1$ és $T_E \approx T_2$
protonszűrősség súlyozás	$T_R \gg T_1$ és $T_E \ll T_2$

1. táblázat. Képek súlyozása és relaxációs idők kapcsolata

A képképzés a korábban említett impulzus szekvenciákkal történik. Ezek lényegében egyfajta térképet rajzolnak a tér bejárásához, és a felvett adatokat később matematikai transzformációk sorozatával alakítjuk vissza valós képpé. A képképzés során a minta spinsűrűségét mérjük egy adott irányban, síkban, vagy térrészben. Hogy kijelöljük a mérés irányát további gradiens tereket hozunk létre.

Tekintsük az alábbi esetet, amikor a mágneses tér egy z irányú komponensből áll.

$$B(z) = B_0 + G_z \cdot z \quad (10)$$

Ahol G_z a tér z -irányú gradiense. Ebben az esetben a Larmor-frekvencia helyfüggő lesz.

$$\omega(z) = \gamma \cdot B(z) = \gamma \cdot B_0 + \gamma \cdot G_z \cdot z \quad (11)$$

Ismerve, hogy az adott frekvenciájú komponensből mennyi van a mintában megkapjuk az adott helyen lévő spinsűrűséget. A közvetlenül mérhető mennyiség (a jel: S) a transzverzális mágnesesség időderiváltja:

$$S \sim \frac{dM}{dt} \simeq \omega_0 M_{\perp 0} e^{-\frac{t}{T_2}} \sin(\omega_0 t + \phi) \quad (12)$$

Olyan mérési elrendezést választunk, amelyben nemcsak a mágnesesség nagysága, hanem annak fázisa is meghatározható valamint bevezetjük a komp-

lex reprezentációt. Így a felírás az alábbiak szerint módosul:

$$S \sim \omega_0 e^{-\frac{t}{T_2}} \int M_{\perp}(\vec{r}, t=0) e^{-i(\omega_0 t + \phi(\vec{r}, t))} d^3 r \quad (13)$$

A helytől független paramétereket egy új változóba az effektív spin sűrűségbe összevonva az alábbi képletet kapjuk a mérhető jelre. (Az egyszerűbb felírásért forgó koordináta rendszerben írtuk fel az egyenletet. Az áttérést az ω_0 eltűnése jelzi.)

$$S(t) = \int \rho(\vec{r}) e^{-i\phi(\vec{r}, t)} d^3 r \quad (14)$$

Ahol $\rho(\vec{r})$ a helyfüggő spinsűrűség. Ez a képlet már tartalmazza a mérőberendezés érzékenysége, a minta mágnesezettségére és rezonancia frekvenciájára vonatkozó adatokat.

Vezessük le a fázist a precessziós frekvenciából![6]

$$\phi(z, t) = \int_0^t \Delta\omega(z, t') dt' = \gamma \int_0^t \Delta B(z, t') dt' = \gamma \int_0^t \Delta[B(z, t') - B_0] dt' \quad (15)$$

Amennyiben gradiens teret alkalmazunk ez éppen

$$\phi(z, t) = \gamma z \int_0^t G_z(t') dt' \quad (16)$$

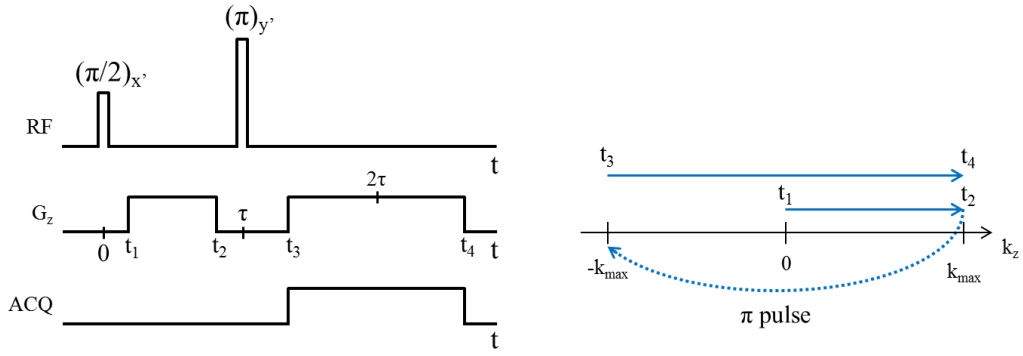
alakú lesz. Ha bevezetjük a $k_z(t) = \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t G_z(t') dt'$ mennyiséget akkor a spinek fázisa $\phi(z, t) = 2\pi k_z(t)z$ alakban írható. Ez és az MR jelre korábban kapott összefüggés alapján:

$$S(t) \propto \int \rho(z) e^{-i2\pi k_z z} dz = S(k_z) = FT(\rho) \quad (17)$$

Vagyis a jel a spinsűrűség Fourier-transzformációja. A jelet ebben a formalizmusban a k függvényének tekintjük, így ezt a felírást k -térnek szokás nevezni. A k értéke szemléletesen azt jelenti, hogy a spinek hányszor fordulnak körbe egységnyi térrészben vagyis fázisuk hogy viszonyul a gradiens bekapcsolása előtti állapothoz.

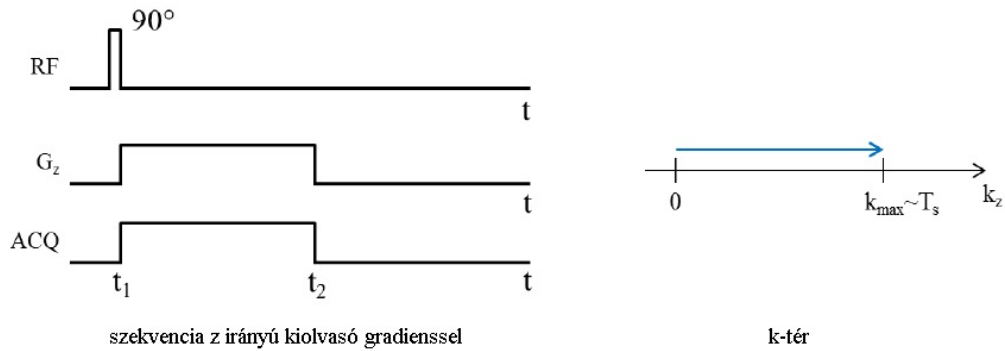
A pulzusszekvenciákat alkotó pulzusok hatása a spinekre k -térben is értelmezhető. A 180° -os pulzus például a k -térbeli origóra való tükrözést valósít meg.

A képalkotás arra épül, hogy a spinek különböző nagyságú mágneses térben különböző frekvenciával precesszálnak. Ez a jelenség a tér inhomogenitásából



5. ábra. k-tér szemléletes jelentése [6]

fakad, amit eddig igyekeztünk elkerülni. Azonban ezt a jelenséget most kihasználjuk (ismert inhomogenitást, vagyis gradiens teret feltételezve) a spinsűrűség térbeli értékének $\rho_{spin}(\vec{r})$ meghatározásához. Lényegében a frekvenciában kódoljuk a térbeli helyet. Ezt a módszert frekvenciakódolásnak is nevezik. Példaként nézzünk meg egy 1D képalkotó impulzus szekvenciát.



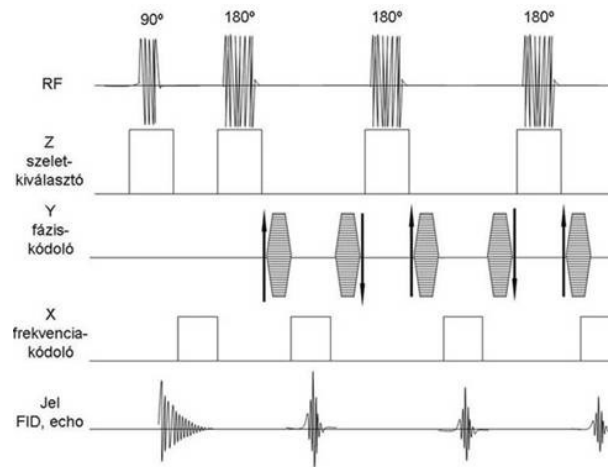
6. ábra. 1D impulzusszekvencia diagrammja [6]

2.3.1. Több dimenziós képalkotás

A többdimenziós pulzusszekvenciák az eddigiekhez képest kiegészülnek egy szelekciós és egy fáziskódoló gradienssel. Ezek szerepe a k-tér kiterjesztése 2D-ra és a vizsgált objektumban való mérési mélység meghatározása. Vagyis, hogy a felvett 2D szeletképek a vizsgált objektum melyik részéről történjenek kiválasztásra.

Az alábbi 2D Turbo Spin Echo (TSE) szekvencia sematikus rajza következik.

A következő fejezetben bővebben is szó lesz a pulzusszekvencia működéséről és alkalmazásáról.



7. ábra. 2D TSE impulzusszekvencia diagrammja [8]

A képalkotáshoz szükséges szelet-oszlop-sor kiválasztást 3 különböző gradiens végzi. A koordináta információk ezek segítségével tehát adottak. A képalkotáshoz szükséges $\rho(\vec{r})$ (spinsűrűség adott helyen) információt a spin-echo-k tartalmazzák. A valós kép helyreállításához a kapott adatsorokat megfelelő sorrendbe mátrixba helyezik, majd 2D Fourier-transzformációt végeznek rajta.

Egydimenziós képalkotás során a mintának csak egy megadott irányú vetületét láttuk, a másik két irány összeintegrálódik, így lényegében a mért spin sűrűség Radon-transzformáltjának választott irányú komponensét kapjuk meg. [7] Több dimenziós képalkotásnál a képet megfelelő dimenziójú Fourier-transzformálással kapjuk meg.

2.4. TSE szekvencia tervezés

A Turbo Spin Echo (TSE) egy gyors képalkotó szekvencia ami alkalmas 2D és 3D képalkotásra is. Bár vannak nála gyorsabb képalkotó szekvenciák a TSE nagy előnye, hogy kevésbé érzékeny a tér inhomogenitására. Hátránya viszont, hogy a kép néha elmosódik, szellemképek jelenhetnek meg és megváltozik a kép kontrasztja a mágneses transzfer effektusoknak és a zsírokban megnövekedő jelintenzitásnak köszönhetően.

A TSE szekvencia a $\pi/2$ gerjesztő pulzus után kiadott π pulzusok sorozatából áll ami spin echok sorozatát produkálja. Mivel mindegyik echo térben kódolt így több k-térbeli vonal is felvehető egymás után. A felvehető vonalak száma az echo sorozatok hosszától (echo train length - ETL) és az echok közötti távolságtól (echo spacing - ESP) függ.

Ha tudjuk az adott spin rendszer T_2 relaxációs idejét, t_{esp} időt ami két spin echo közötti távolságot mér illetve azt, hogy milyen jelcsökkenésig érdemes mérni akkor kiszámíthatjuk, hogy egy lövéssel hány k-térbeli sort tudunk felvenni. [10] Tudjuk, hogy a jel az alábbi egyenlet szerint gyengül.

$$S = S_0 e^{-t/T_2} \quad (18)$$

Ismerve milyen jelerősséget tud mérni a műszer kiszámolható az az idő amíg érdemes mérnünk. S a legkisebb még mérhetőnek tekinthető jel.

$$t = -\ln\left(\frac{S}{S_0}\right)T_2 \quad (19)$$

Az echok közötti idővel osztva a fent kapott eredményt meghatározzuk a maximális felvehető sorok számát, vagyis N_{ETL} -t.

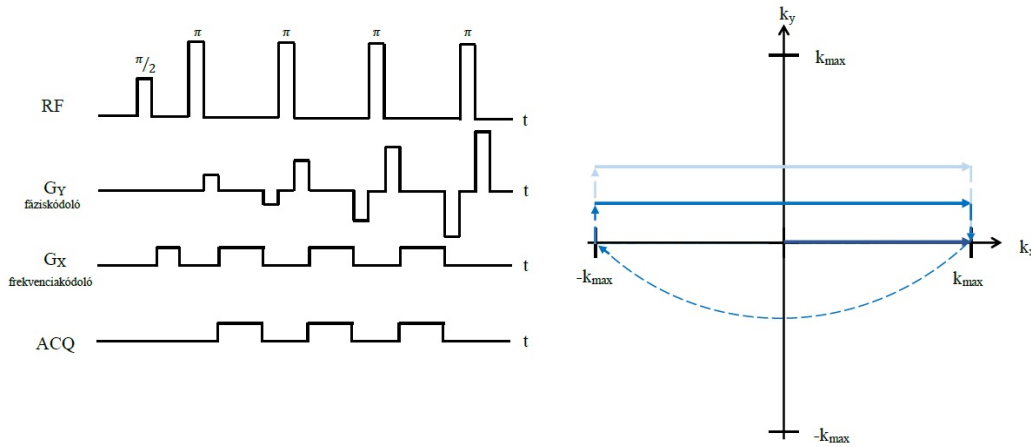
$$N_{ETL} = \frac{t}{t_{esp}} \quad (20)$$

3. Eredmények

3.1. TSE szekvencia implementálása

A szekvenciatervezés legfontosabb része a jó időzítés és a gradiensek amplitúdójának jó megválasztása.

A 8. ábrán a TSE szekvencia kottáját és a k -térben bejárt utat ábrázoltam. Ez alapján a szekvencia időzítését is könnyebb megérteni.



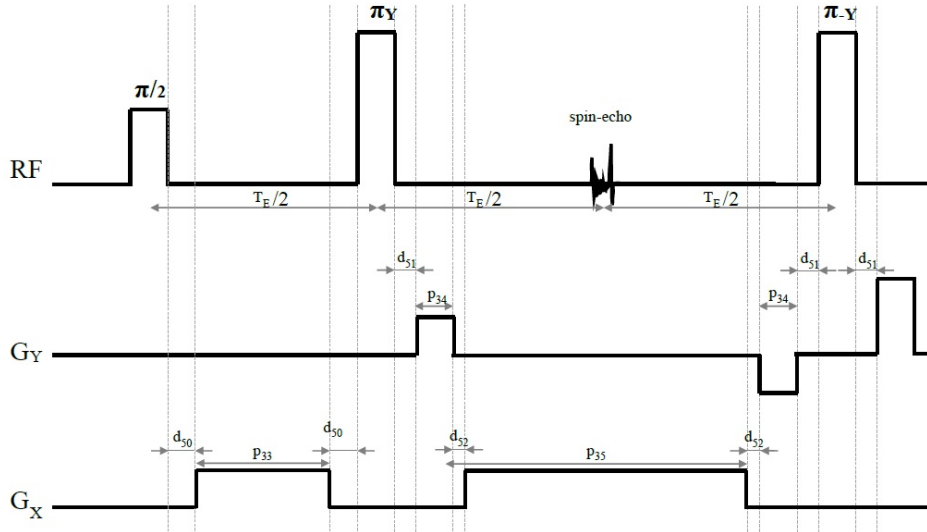
8. ábra. 2D TSE szekvencia

G_Y fáziskódoló gradiens segítségével lépcsőzünk a k -térben (k_Y irányban), G_X frekvenciakódoló gradienssel az k_X -tengely mentén haladunk. A G_X gradienst kiolvasó gradiensnek is nevezik, mivel a kiolvasás (ACQ- acquisition) vele párhuzamosan zajlik.

Az első $\pi/2$ után a spinek $x' - y'$ síkba fordulnak le, majd az inhomogenitások miatt egyre növekvő fáziskülönbséggel kezdenek relaxálni. A π pulzus ezt a fáziskülönbséget csökkenti egészen addig míg a spinek közötti fáziskülönbség 0 lesz. Ekkor kapjuk a spin echo nevű jelet, ami a spinsűrűségről ad információt az adott k -sorban. Vagyis a spin echo ideje alatt kell bekapcsolni a G_X kiolvasó gradienst amivel bejárjuk az adott k -sort egészen k_{max} koordinátáig. A sor végére érve a következő π pulzussal k_y -tengelyre való tükrözés történik vagyis $-k_{max}$ pontra kerülünk. A fáziskódoló gradiens minden egyes lépésben egységnyit növekszik így egy sorral feljebb lépünk. Minden sor végén visszatérünk a 0. sorba és onnan lépünk fel a sorban következő sorba.

Az ábráról leolvasható, hogy minden második π pulzust ellentétes irányban adunk ki. A mágneses inhomogenitások miatt a kiadott pulzus sohasem pontosan 180° -al forgatja el a spineket (ez a $\pi/2$ pulzusra is igaz, de ezzel most ne foglalkozunk) így több egymást követő π pulzus után a jel mérendő vízszintes komponense lecsökken majd teljesen eltűnik. Azonban ha felváltva adjuk ki a pulzust $+$ és $-$ irányba akkor ez a hiba kiküszöbölhető. Ezt a technikát az irodalom CPMG [11] néven ismeri.

Mint már korábban említettem az időzítés a szekvencia működésének kulcsa. Az alábbiakban áttekintem a 9. ábrán feltüntetett időket és kitérek arra is, hogy mi határozza meg az adott idő hosszát.



9. ábra. 2D TSE szekvencia időzítése

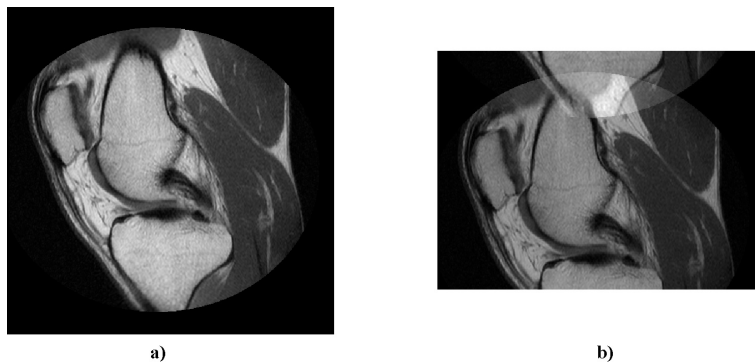
- T_E : A π és a $\pi/2$ pulzus között eltelt idő a T_E echo-idő fele. A kezdő $\pi/2$ pulzus és az echo között épp ennyi idő telik el.
- d_{50} A $\pi/2$ pulzus és a kiolvasó G_X gradiens közötti késleltetés.
- p_{33} A kiolvasó gradiens hatóideje, ami alatt a k-térben az origótól k_{max} koordinátáig jutunk a k_x tengelyen.
- d_{51} π pulzus és a fáziskódoló gradiens közötti késleltetés.

- p_{34} A fáziskódoló G_Y gradiens hatóideje ami alatt egy sorral feljebb lépünk k_y tengely mentén.
- d_{52} A fáziskódoló és a frekvenciakódoló (kiolvasó) gradiens közötti késleltetés
- p_{35} A kiolvasó gradiens hossza ami alatt egy egész k-sort felvesszünk $-k_{max}$ -tól k_{max} -ig.

Két fontos paraméterről eddig még nem esett szó. Ezek a térbeli felbontás és a látómező. A térbeli felbontást az határozza meg, hogy mennyi ideig történik a mérés.

$$\Delta z = \frac{1}{\frac{\gamma}{2\pi} G T_S} = \frac{1}{k_{max}} \quad (21)$$

Ahol T_S a mérés ideje: $T_S = T_{ACQ} = p_{35}$ a fenti pulzusszekvencia szerint. A látómezőt úgy kell megválasztani, hogy legalább akkora legyen mint a vizsgálandó minta, különben a kép átlapol önmagába (10. ábra), mintha egy hengerfelületre tekernénk fel a kerületnél jóval nagyobb kiterjedésű képet. Lényegében a Nyquist-féle mintavételezési törvény megnyilvánulását látjuk. Ha alacsony frekvenciával mintavételezünk akkor az időfüggő jel nagyfrekvenciás komponensei átlapolnak az alacsony frekvenciás tartományra. Ez jelenti azt, hogy a valós térbeli látómezőnk a mintavételezési frekvenciától, azaz a k-térbeli felbontástól függ.



10. ábra. a) megfelelő látómező b) kis látómező [6]

A látómező (FOV - Field Of View) nagyságát a mintavételezés ideje határozza

meg az alábbi képlet szerint:

$$FOV = \frac{1}{\Delta k_z} = \frac{1}{\frac{\gamma}{2\pi} G_Z \Delta t} \quad (22)$$

$\Delta t = \frac{1}{\Delta \nu}$, ahol $\Delta \nu$ a mintavételezés frekvenciája.

Ezek figyelembe vételével meghatároztam a pulzusszekvenciában lévő idők értékét.

Az echo időt T_2 határozza meg ami víz (proton) esetében néhány másodperc. A pulzusprogramban szereplő idők μs nagyságrendbe esnek vagyis 6 nagyságrenddel rövidebb ideig tartanak mint maga a relaxáció. Ez teszi lehetővé, hogy egyetlen $\pi/2$ pulzus után több echot is felvegyünk, vagyis több sorról is tudunk képet alkotni.

3.2. Fontos paraméterek a szekvenciában

T_π és $T_{\pi/2}$

A T_π és $T_{\pi/2}$ idők meghatározása az NMR berendezés segítségével történt. A gépbe helyezett mintán egy egyszerű FID pulzusprogramot futtattam, majd vizsgáltam a jel amplitúdóját. Tudjuk, hogy az amplitúdó szinuszosan változik a pulzushosszal (vagyis 90° -nál éri el a maximumot és 180° -nál a minimumot). Mivel a szinusz görbe meredeksége (deriváltja) a 90° körül 0, a 180° körül pedig 1 így érdekesebb az amplitúdó minimumát megkeresni majd az alábbi összefüggés szerint kiszámolni a 90° -os leforgatáshoz tartozó pulzushosszat.

$$T_\pi = 2 \cdot T_{\pi/2} \quad (23)$$

A pulzushosszat minden mérésnél külön meg kell határozni, átlagos értéke $135\text{-}140 \mu s$ körül van.

A pulzusprogramban $T_{\pi/2} = p_1$ -ként és $T_\pi = 2p_1 = p_2$ -ként szerepel és a továbbiakban is így hivatkozom rájuk.

Gradiens pulzusok

Összesen három különböző hosszúságú gradiens pulzust használunk, melyek közül az egyiknek (az Y irányba léptető fáziskódoló gradiensnek) folyamatosan

növeljük az amplitúdóját.

p_{33} és p_{35}

A p_{33} jelű X-irányú gradiens nagyságának akkorának kell lennie, hogy elérjük a kívánt felbontást. Csak annyival kell rövidebbnek lennie, hogy az RF pulzusokkal ne fedjen át és maradjon egy kis szünet az RF pulzusok kiadása és a gradiens pulzus kiadása között. Mivel p_{35} alatt egy teljes k-sort veszünk fel így értéke a fél sort kódoló p_{33} kétszerese lesz. Vagyis $p_{33} = 500\mu s$ és $p_{35} = 2 \cdot p_{33} = 1ms$.

p_{34}

Az Y irányba léptető gradiens amplitúdóját értelemszerűen minden sorváltáshoz egységnyivel meg kell növelni. A programban ezt a léptetést a *const0* változó végzi.

$$p_{34} \geq \frac{k_{max,y}}{\frac{\gamma}{2\pi}(G_Y)_{max}} \quad (24)$$

Az egyenlőtlenségre azért van szükség, hogy a legszélső fáziskódoló sorokhoz szükséges fáziskódoló gradienst is ki tudjuk adni.

Hogy a számolások egyszerűsödjenek legyen $p_{34} = p_{33}$.

d_{51} és d_{52}

Ezekre a késleltetésekre azért van szükség, mert a berendezést megterheli ha egymás után azonnal kell kiadni két vagy több gradienst. Elegendő néhány $10\mu s$ várakozás is valamint a két érték meg is egyezhet. (A számolásokat leegyszerűsítendő a két értéket azonosnak vettem.) A két érték tehát $d_{51} = d_{52} = 50\mu s$.

d_{50}

A d_{50} késleltetésnek olyan hosszúnak kell lennie, hogy az első kiolvasó gradienssel és a két RF pulzus felével együtt éppen a T_E idő felét adja vissza. Egyenlet segítségével az alábbi módon számolható ki:

$$T_E/2 = p_1/2 + d_{50} + p_{33} + d_{50} + p_2/2 \quad (25)$$

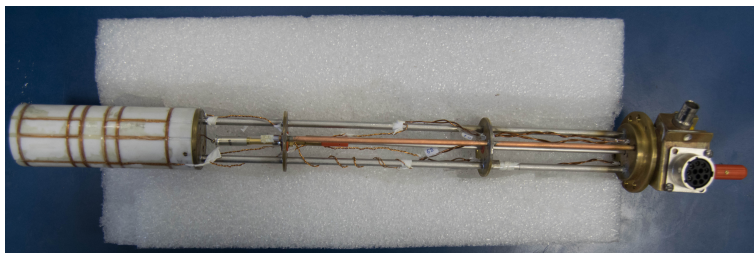
3.3. Mérési eredmények TSE használatával

A mérést a Bruker AVANCE DRX 300MHz típusú NMR berendezéssel végeztem amihez egy 7T szupravezető mágnes szolgáltatja a mágneses teret. A műszert a TopSpin nevű programon keresztül lehet vezérelni, ami a Bruker saját terméke. A képalkotáshoz rendelkezésre állt egy mérőfej amit Iván Dávid építtetett az MSc



11. ábra. Bruker AVANCE DRX 300MHz berendezés

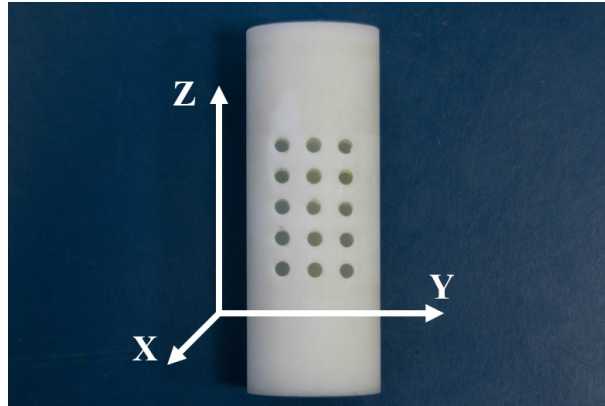
orvosi fizika laborgyakorlathoz.



12. ábra. Mágneses rezonancia képalkotásra alkalmas érőfej

Elsőként egy teflonból készült üreges fantomot vizsgáltunk, amibe vizet töltöttünk. A teflon nem NMR aktív anyag így nem ad számottevő jelet a spektrumba. Lemértem a fantom méreteit és ez alapján meghatároztam a látómezőt és a felbontást. A mért jel feldolgozását MatLab programmal végeztem. A program alapja Kettinger Ádám MSc diplomamunkájához írt szkriptje volt, amit átalakítottam a

tervezett TSE szekvenciának megfelelően. A program lényege, hogy a mért spin echo-kat egy mátrixba rendezi majd 2D Fourier transzformáció segítségével képé alakítja. (A MatLab szkript és a pulzusprogram kódolása is a Függelékben található.)

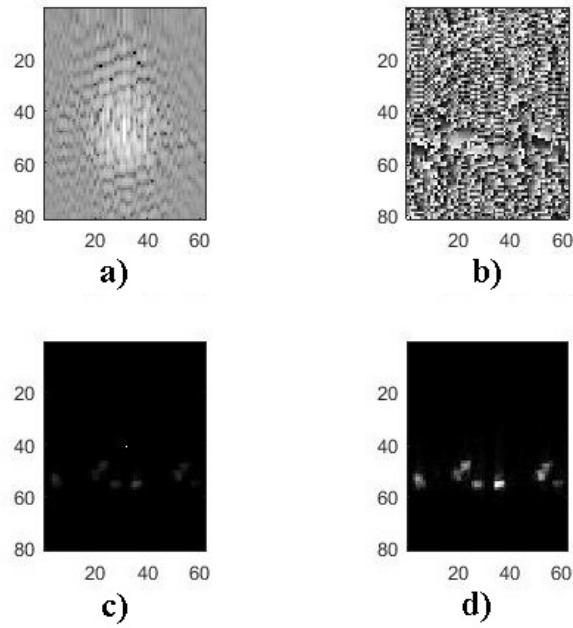


13. ábra. Lyukacsos szerkezetű teflon fantom a mérés koordináta rendszerében

Az első felvételt X-Y síkban (fellülnézetben) készítettem, így a képen három egymás melletti pontot kell kapnunk. A mért adatsort Matlab program segítségével értékeltem ki. Az spinsűrűsége vonatkozó információt az echo tárolja, vagyis a mért adatsorokból kivágtam az echokat majd egy mátrixba rendeztem majd 2D Fourier transzformációval előállítottam a valós térbeli képet.

A bal alsó képen az origóban megjelenik egy fehér pixel ami a releváns képet elhalványítja. Ez a berendezés DC offsetje miatt jelenik meg. A mért jelünk egy konstans offsettel terhelt, azaz a k-tér is egy konstans offsettel terhelt. Inverz Fourier transzformáció után ez a 0 frekvenciánál, azaz a kép origójában egy Dirac-deltát eredményez ami fehér pixelként jelenik meg a képen. Kivéve ezt a pontot az adatsorból a jobb oldali ábrán megjelennek a kép részletei. A várt három pont helyett azonban szellemképek is megjelentek. Ez most nem a rosszul megválasztott látómezőből fakadó átlapolás, hanem a Nyquist-szellemként ismert jelenség.

A szellemkép eredetét a nyers adatsorban kell keresni. Alapvetően két lehetséges magyarázat van a szellemképek eredetére. Mindegyikben az a közös, hogy a páros és páratlan sorokat különbözően érinti a hiba, így a kép rekonstrukciójakor a látómező felével eltolt szellemképeket kapunk.



14. ábra. a) k -tér abszolútértékének logaritmus a) b) a rekonstruált kép fázisa c) a rekonstruált kép offsettel d) a rekonstruált kép offset nélkül

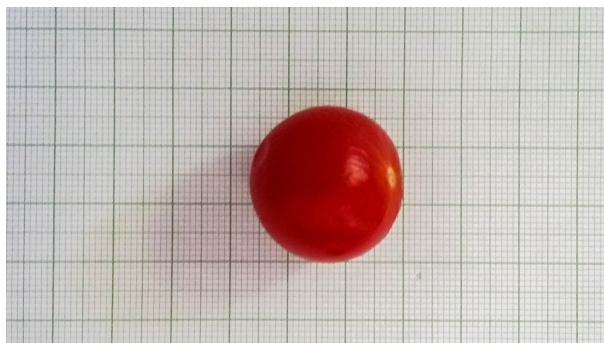
Első esetben minden második sor valamilyen $e^{i\phi}$ fázissal terhelt. Az inverz Fourier transzformáció során ez a fázis egy $\frac{N}{2}$ eltolást jelent, ahol N a sorok száma.

A második esetben a gradiensek véges idő alatt való fel és lefutása az oka a sorok közötti eltérésnek. Bár a gradiensek bekapcsolását és kikapcsolását pillanat-szerű jelenségnek tekintettük, a Lenz-törvény miatt ez sosem 0 idő alatt történik meg. Ha a felfutás és a lefutás nem azonos idő alatt játszódik le, akkor minden második sor később kezdődik, vagyis máshol lesz az echo. Mivel az echok helyét nem ellenőrizzük külön-külön így bizonyos információk eltolódnak. Az orvosi képalkotásra használt MRI berendezésekben épen ezért nem téglalap hanem trapéz alakú gradienseket használnak, miközben folyamatosan korrigálják a fellépő örvényáramok okozta inhomogenitásokat.

Ezek az effektusok (rengeteg másikkal együtt) természetesen együtt is felléphetnek, így korrekciójuk bonyolult lehet, ami túlnyúlik a BSc szakdolgozat keretein.

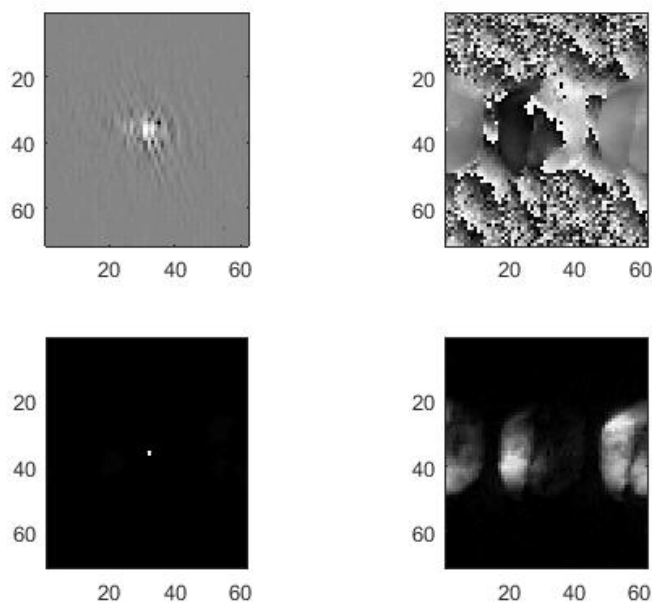
Érdekességként készítettem egy képet biológiai mintáról is. Tekintve a mérőfej

kis befogadóképességét egy szelet koktélpáradocsimmal végeztem a mérést.



15. ábra. Vizsgált paradicsom

Mivel a pulzusprogram nem tartalmaz szeletkiválasztást, így a 2D kép a teljes test adott z - irányú integráljaként áll elő. A paradicsom vastag héja miatt így a magok és a belső szerkezet halványan jelenne csak meg. Ennek kiküszöbölésére a paradicsomból vékony szeletet vágtam ki majd az így elkészített mintáról vettem fel a 2D képet.



16. ábra. Paradicsomról készült kép X-Y síkban (felülnézet)

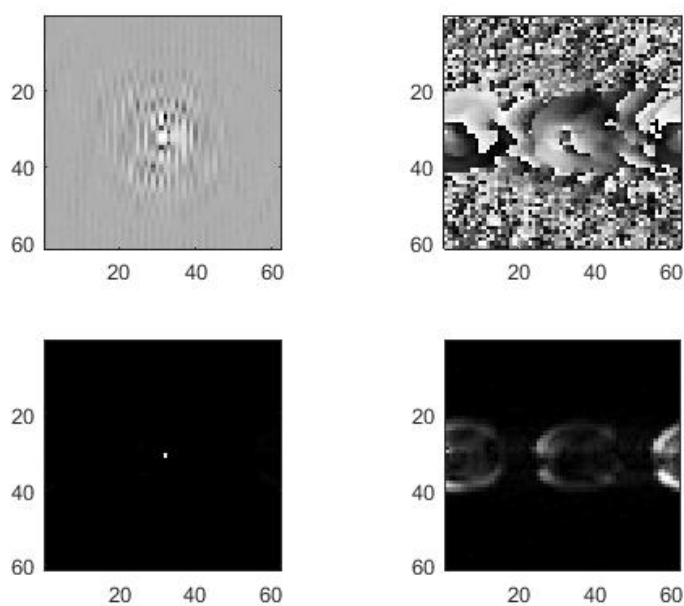
Érdekességgként megvizsgáltam egy borsót is, hiszen ott a borsóhéjban egymás mellett lévő szemek között levegő van így várhatóan jobban kivehetőek lesznek

a vízzel telt szemek és a héj.



17. ábra. Vizsgált borsó

Az igazán érdekes a borsóról készült Z-X vetületi kép lett volna amikor láthatóvá válnak az egymás mellett ülő szemek. A z-irányú gradiens erősítő azonban nem működött, így csak X-Y síkban tudtam képet felvenni.



18. ábra. Borsóról készült kép X-Y síkban (felülnézet)

Talán ebben az esetben a leginkább kivehető a belső szerkezet. A héj kontúrja és a belső levegős részt szép kontrasztot képez bár a magok a z-irányú integrálás miatt csak elmosódottan látszanak.

A fantomnál tárgyalt szellemképek természetesen itt is megjelennek.

4. Összefoglalás

Szakdolgozatomban bemutattam a mágneses rezonancia és a mágneses rezonancia képalkotás alapjait, részletesen ismertetve a képalkotás folyamatát. A szakdolgozat kiírásnak megfelelően megalkottam egy 2D TSE szekvenciát kódoló programot a Bruker AVANCE DRX 300MHz típusú NMR berendezéshez gyártott MRI mérőfejhez. A program segítségével sikerült képet alkotni egy mintadarabról majd biológiai mintákról is.

A program megalkotása közben felmerült a lehetősége egy gyorsabb képalkotó szekvencia megírásának, amely a $\pi/2$ pulzus után, egyetlen T_2^* lecsengés alatt veszi fel a teljes 2D k-teret. Ezt a fajta szekvenciát az irodalom EPI-nek nevezi (Echo Planar Imaging). Sajnálatos módon a rendelkezésre álló berendezés gradiens erősítője az ezzel járó terhelést nem bírná, de humán MRI berendezésekben használata a mindennapos gyakorlat része.

További fejlesztési lehetőség lenne a kiértékeléskor jelentkező Nyquist-shift korrekciója, ami a felvett képeket élvezhetőbbé és könnyebben kiértékelhetővé tenné.

Hivatkozások

- [1] W. Pauli: Zur Frage der teoretische Deutung der Satelliten einiger Spektrallinien und ihrer Beeinflussung durch magnetische Felder, 1924 Naturwissenschaften 12, 741
- [2] I. I. Rabi, J. R. Zacharias, S. Millman, and P. Kusch: A New Method of Measuring Nuclear Magnetic Moment, 1938 Phys. Rev. 53, 318
- [3] E. K. Zavoisky: Paramagnetic Relaxation of Liquid Solutions for Perpendicular Fields. Zhur. Eksperiment. 1945 i Theoret. Fiz., Vol.15, pp.344–350,
- [4] Purcell, E.; Torrey, H.; Pound, R. (1946). "Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid". Physical Review 69: 37.
- [5] Dr. Rohonczy János: Az NMR spektroszkópia alapjai
- [6] Kettinger Ádám, Simon Ferenc: Mágneses rezonancia képalkotás (MRI) laborgyakorlat
- [7] Tompa Kálmán: Magmágneses rezonancia spektroszkópia
- [8] Berényi Ervin : MR képalkotás
- [9] Robert W. Brown, Yu-Chung N. Cheng, E. Mark Haacke, Michael R. Thompson, Ramesh Venkatesan: Magnetic Resonance Imaging - Physical Principles and Sequence Design
- [10] Matt A. Bernstein, Kevin F. King, Xiaohong Joe Zhou : Handbook of MRI Pulse Sequences
- [11] Carr, H. Y.; Purcell, E. M. : Effects of Diffusion on Free Precession in Nuclear Magnetic Resonance Experiments, 1954 Phys. Rev. vol. 94, Issue 3, pp. 630-638

5. Függelék

5.1. TSE szekvencia programkódja

;TSE (turbo spin echo) sequence

```
#include <Avance.incl>
```

```
#include <De.incl>
```

```
#include <Grad.incl>
```

```
#include <Delay.incl>
```

```
define delay delAq
```

```
"delAq=aq-p1-p2-d20"
```

```
"p2=p1*2"
```

```
"p33=500u" ;+read gradients idotartam fele (amivel kmax-ba megyunk)
```

```
"p34=p33" ;faziskodolo (Y) gradients idotartam
```

```
"p35=2*p33" ;+read gradients idotartam
```

```
"d21=39900u" ;TE echo ido
```

```
"d50=(d21/2-p1/2-p33-p2/2)/2" ;varakozas pi/2 es a frekvenciakodolo  
(X) grad kozott
```

```
"d52=50u" ;faziskodolo (Y) es frekvenciakodolo (X) kozotti ido
```

```
"d51=(d21-p2-2*p34-2*d52-p35)/2" ;pi pulzus es faziskodolo kozotti  
varakozas
```

```
1 ze
```

```
2 d1
```

```
ACQ_START(ph31,ph30)
```

```
(p1 ph1:r):f2 ;(p1 ph1:r pl1):f2
```

```
d50 ;pi/2 pulzus es a -read grad kozotti varakozas
```

```

p33:gp1  ;-read gradiens p33 ideig (+kmax-ba megy)
d50  ;gradiens vegetol a pi pulzusig tarto varakozas

;"const0=1"  ;ezzel noveljuk majd a faziskodolo (Y iranyu
          lepteto) gradiens amplitudojat

3 (p2 ph2:r):f2  ;pi pulzus, 220 us (?), phase cycling miatt fazisa
          váltakozva 0 es pi

d51  ;var pi pulzus es faziskodolo grad kozott
p34:gp2*cnst0  ;faziskodolo (lepteto) grad p34 deig hat egyre novekvo
          amplitudoval

d52  ;faziskodolo (Y) es frekvenciakodolo (X) kozotti varakozas
p35:gp1  ;kiolvassuk a sort (X frekvenciakodolo grad)
d52  ;faziskodolo (Y) es frekvenciakodolo (X) kozotti varakozas
p34:gp2*cnst0*-1  ;faziskodolo negativ amplitudoval ( faziskodolot
          visszaallitjuk 0-ra)

d51  ;varakozas faziskodolo es kovetezo pi pulzus kozott

"cnst0=cnst0+cnst1"  ;noveljuk a faziskodolo gradiens amplitudojat

;lo to 3 times 1  ;ismetlesek szama osszesen (3. lepestol
          ismetli 10szer)

(p2 ph3:r):f2  ;pi pulzus, 220 us (?), phase cycling miatt fazisa
          váltakozva 0 es pi

d51  ;var pi pulzus es faziskodolo grad kozott
p34:gp2*cnst0  ;faziskodolo (lepteto) grad p34 ideig hat egyre novekvo
          amplitudoval

d52  ;faziskodolo (Y) es frekvenciakodolo (X) kozotti varakozas

```



```

p35:gp1 ;kiolvassuk a sort (X frekvenciakodolo grad)
d52 ;faziskodolo (Y) es frekvenciakodolo (X) kozotti varakozas
p34:gp2*cnst0*-1 ;faziskodolo negativ amplitudoval ( faziskodolot
                visszaallitjuk 0-ra)
d51 ;varakozas faziskodolo es kovetezo pi pulzus kozott

delAq
rcyc=2
d11 mc #0 to 2 F0(zd)
exit

ph1=0
ph2=1
ph3=3
ph31=0
ph30=0

```

5.2. MatLab képrekonstrukciót végző szkript

```
clear all
kezdő = 1;
vege = 31;

for index = kezdő : vege

    lep1 = 1;
    lep2 = 1;

    filename = strcat('mappa elérési útja',num2str(index),'\fid');
    %fájl elérési útja

    fid = fopen(filename, 'r', 's', 'US-ASCII');
    raw_data = fread(fid, [1, inf], 'long', 0, 's');

    for index2 = 1 : length(raw_data)
        if mod(index2, 2) == 1
            MatrixR(lep1,index-(kezdő-1)) = raw_data(index2);
            lep1 = lep1 + 1;
        else
            MatrixI(lep2,index-(kezdő-1)) = raw_data(index2);
            lep2 = lep2 + 1;
        end
    end

    fclose('all');
end

Matrix = MatrixR + 1i*MatrixI;
```

```

kozep1 = 3064; %szemre az elso echo közepe
felablak = 35; %az echo hosszának fele
            %(kicsit túllógunk nembaj, ott kb nulla jel van)
shift = 3000; % két echo közötti távolság (adatpontban)

Echo1 = Matrix(kozep1-felablak:kozep1+felablak,:);
Echo2 = Matrix(kozep1+shift-felablak:kozep1+shift+felablak,:);

kspace = zeros(size(Echo1,1),2*size(Echo1,2));

kspace(:,1:2:end)=Echo1;
kspace(:,2:2:end)=Echo2;

figure
subplot(221)
imagesc(log(abs(kspace)))
axis image

kep=abs(fftshift(iff2(fftshift(kspace))));
%kep(floor((end)/2)+1,floor((end)/2)+1)=0;
%kep(1:2,:)=zeros(2,2*felablak+1);
%kep(end-1:end,:)=zeros(2,2*felablak+1);

subplot(223)
imagesc(kep)
colormap gray
axis image

kep2=kep;
kep2(floor((end)/2)+1,floor((end)/2)+1)=0;

```

```
subplot(224)
imagesc(kep2)
colormap gray
axis image
```

```
subplot(222)
phasekep=angle(fftshift(ifft2(ifftshift(kspace))));
phasekep2=imresize(phasekep,8);
imagesc(phasekep)
colormap gray
axis image
```