

TDK dolgozat

**RF pulzus tervezése MRI szeletkiválasztás
megvalósításához**

Nagy Máté

Témavezető: Dr. Légrády Dávid

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

2015

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
2. Elméleti háttér	2
2.1. Bloch-egyenletek	5
2.2. Alap szekvenciák	6
2.2.1. FID	6
2.2.2. Spin-echo	7
2.3. Detektálás	8
2.4. Képpalkotás	9
2.5. Pulzus tervezés	15
2.5.1. Rect	15
2.5.2. Sinc	15
2.5.3. SLR	17
3. Felhasznált eszközök	22
4. Eredmények	24
5. Összefoglalás és kitekintés	36
A. Inverz-SLR algoritmus M-file	37
B. SLR algoritmus M-file	41

Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani a témavezetőmnek, Dr. Légrády Dávidnak, hogy lehetőséget biztosított munkám sikeres elvégzéséhez és dolgozatom megírásához.

Köszönöm Kettinger Ádámnak, aki nélkülözhetetlen szakmai tanácsaival, önzetlen támogatásával alapvetően hozzájárult szakmai fejlődésemhez és sikeres munkámhoz.

Köszönöm Prof. Simon Ferencnek a felhasznált eszközök hozzáféréseinek biztosítását és szakmai segítségét.

Végül szeretnék köszönetet mondani Iván Dávidnak, aki megépítette a méréseim során használt mérőfejet.

1. Bevezetés

Az utóbbi évtizedekben a technika fejlődésével a mágneses rezonancián alapuló képalkotás (MRI) egyre nagyobb szerepet kapott a klinikai diagnosztika területén. A legtöbb képalkotással szemben az MRI során nem használnak ionizáló sugárzást, valamint a kontrasztanyag beadása is mellőzhető az esetek többségében. Különböző szekvenciákat alkalmazva a képalkotás során az anatómián kívül rengeteg információt kaphatunk, úgymint az idegpályák útja diffúziós méréssel (DTI) vagy az agyi aktivitás mérése a vér oxigenizációjának figyelembevételével (BOLD).

Bármilyen szekvenciáról is legyen szó, a mérés során elengedhetetlen a megfelelő rádiófrekvenciás (RF) gerjesztés, amivel a mintában lévő mágnesezettséget lehet manipulálni. A cél általában egy olyan RF pulzus létrehozása, amely a mintában egy vékony szelet mentén gerjeszti csak a spineket, ezáltal a szeleten kívül a mágnesezettség nem változik, lehetővé téve, hogy a mért jelünk és a rekonstruált képünk is csak az adott szeletből legyen. Az esetek többségében a 3D kép az így felvett 2D képek egymásutánja.

Céлом a TDK munkám során, hogy a szekvenciák szempontjából legfontosabb RF pulzusokat megtervezzem, valamint a rendelkezésre álló eszközökkel azokat teszteljem.

2. Elméleti háttér

Az MRI fizikai háttere a magmágneses rezonancián (NMR) alapul, ezért célszerű az NMR spektroszkópiai alapokból kiindulni az MRI részletes megértéséhez. Minden nukleon (proton vagy neutron) rendelkezik saját impulzusmomentummal, valamint ehhez tartozó mágneses momentummal (μ) is. Az atommagoknál az atommagot felépítő nukleonok betöltöttségétől függ az eredő impulzusmomentum (I) értéke. Az impulzusmomentum és a mag mágneses momentuma között az úgynevezett giromágneses faktor (γ) mondja meg az összefüggést:

$$\mu = \gamma I \quad (1)$$

Nagyon fontos megjegyezni, hogy csak olyan atomoknak van eredő impulzusmomentuma, amelyekben lévő nukleonok száma páratlan. Ezeket a magokat szokás hívni NMR-aktív magoknak is, ugyanis csak ezeket lehet az NMR spektroszkópiával kimutatni. MRI szempontjából a legfontosabb NMR aktív mag a proton (1H), mivel az emberi szervezet átlagos víztartalma a testtömeg $\approx 60-70\%$ -a. A protonhoz tartozó giromágneses faktor: $\gamma_{proton} = 267.54 \frac{Mrad}{s}$. Az NMR és MRI során egyaránt elterjedtebb egy praktikusabb jellemzése a giromágneses faktornak a redukált Planck-állandó mintájára: $\bar{\gamma}_{proton} = \frac{\gamma_{proton}}{2\pi} = 42.58 \frac{MHz}{s}$.

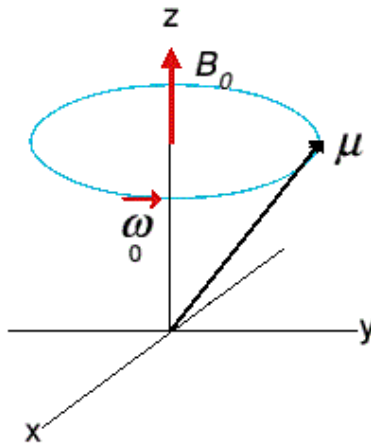
A részletes elméleti bemutatás megközelítése történhet klasszikus, vagy kvantum leírásban is, amikről megmutatható, hogy ekvivalensek, azonban a klasszikus szemléletmód sokkal egyszerűbb és szemléletesebb, ezért jelen dolgozatban is ezt az irányt fogom követni.

Külső mágneses térbe (B_0) helyezett mágneses momentumra forgatónyomaték (N) hat, melynek iránya merőleges a külső térre és a mágneses momentumra is.

$$N = \frac{dI}{dt} = \mu \times B_0 \quad (2)$$

A forgatónyomaték hatására a momentumok (szokás spineknek is hívni) a mágneses tér irányában precessziós mozgást fognak végezni, melynek nagysága:

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (3)$$



1. ábra. Mágneses momentum precessziós mozgása a külső mágneses tér körül

Ezt a frekvenciát szokás nevezni Larmor-körfrekvenciának is. A precessziót látszólag ki lehet küszöbölni, ha egy olyan forgó koordinátarendszerbe térünk át, amelyikben a spinek állni látszanak. Egy Larmor-körfrekvenciával forgó koordinátarendszerben a dinamikai leírás úgy változik meg, mintha a külső mágneses tér megszűnne és a spinek egyensúlyi helyzetben egy irányba állnának. Azt az irányt szokás z -tengelynek kijelölni, amerre a külső mágneses tér mutat, ekkor igaz lesz, hogy a $z = z'$ mindig fennáll, ahol z' a forgó koordinátarendszerbeli z tengely. A forgás következtében az x', y' tengely forog a laborrendszerbeli x, y -hoz képest, így könnyen belátható, hogy x', y' síkban bezárt szögek a laborrendszerben fázisként jelennek meg.

Ha egy x irányba mutató lineárisan polarizált mágneses tér (B_1) is jelen van, akkor a momentumok kimozdulhatnak az egyensúlyi helyzetből.

$$B_1^{lin} = b_1 \cos(\omega_0 t) e_x \quad (4)$$

A (4) egyenletben lévő mágneses tér amplitúdója b_1 . A forgatás miatt felírhatók az egységvektorok időbeli fejlődése az adott rendszerben.

$$\begin{aligned} e_x &= e'_x \cos(\omega_0 t) + e'_y \sin(\omega_0 t) \\ e_y &= -e'_x \sin(\omega_0 t) + e'_y \cos(\omega_0 t) \\ e_z &= e'_z \end{aligned} \quad (5)$$

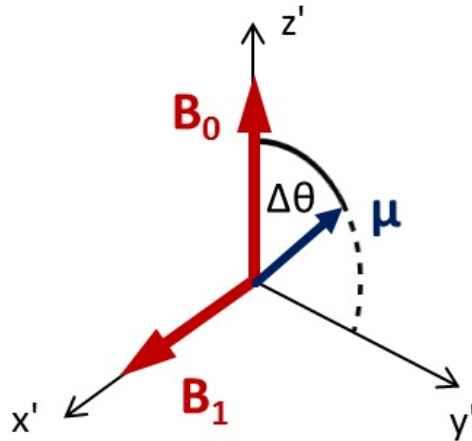
Visszahelyettesítve a B_1 alakjába, megkaphatjuk milyen viselkedést fog mutatni a hozzáadott mágneses térünk a forgó koordinátarendszerben.

$$B_1^{lin} = \frac{1}{2}b_1[e'_x(1 + \cos(2\omega_0t)) + e'_y\sin(2\omega_0t)] \quad (6)$$

A (6) egyenletben szereplő $2\omega_0$ -t tartalmazó szögfüggvények időben kiátlagolódnak, ezért ezeket a tagokat el lehet hagyni.

$$\langle B_1^{lin} \rangle = \frac{1}{2}b_1e'_x \quad (7)$$

Végeredményben a kapott időátlag azt mondja, hogy az e'_x irányba lesz csak a bekapcsolt mágneses térnek érezhető hatása. Cirkulárisan polarizált mágneses tér esetén is hasonló eredményt lehet kapni, számszerűen egy kettes szorzóval többet. Az eddig tárgyaltak során végig rezonanciáról volt szó, tehát mikor a forgó koordinátarendszer és a precesszió körfrekvenciája megegyezik. Ebben az esetben a bekapcsolt B_1 tér szintén forgatónyomatékokat fejt ki a momentumokra, amelyek precesszálni fognak az x' tengely körül $\omega_1 = \gamma b_1$ körfrekvenciával, ezt a precessziót hívják Rabi-precessziónak. Összegezve, egy cirkulárisan polarizált x irányú mágneses teret bekapcsolva a momentumok lefordíthatók a transzverzális síkba (x' - y' sík). Az alkalmazott körfrekvencia tipikusan rádióhullámok tartományába esik, ezért szokás rádiófrekvenciás (RF) térnek is nevezni. Egy τ ideig tartó RF tér egyensúlyi helyzetből való kitérésének szöge könnyen számolható a (2) ábra alapján.



2. ábra. Momentumok egyenletes forgatása RF pulzussal [1]

$$\Delta\theta = \gamma b_1\tau \quad (8)$$

Amennyiben az RF frekvencia eltér a Larmor-frekvenciától, a momentumokat ideoda rángatja, így a (7) egyenletben szereplő B_1 időbeli átlaga zérus lesz.

2.1. Bloch-egyenletek

Az egyensúlyi állapotból kibillentett momentumok az idő múlásával visszatérnek egyensúlyi állapotukba, mivel az egy alacsonyabb energiájú állapot. A visszatérés folyamatának ideje meghatározza a detektált jelünk alakját is. Két, egymástól független karakterisztikus idővel lehet jellemezni ezt a folyamatot, ezeket relaxációs időknek hívjuk. A longitudinális komponens (z irányú) relaxációs ideje T_1 , a transzverzális komponensé pedig T_2 . T_1 relaxáció egy spin-rács energiáttranszfer, míg a T_2 spin-spin koherenciavesztés. $T_2 \leq T_1$ minden esetben fennáll.

Érdemes bevezetni a térfogategységre jutó momentumok összegét is, amit mágnesezettségnek nevezünk:

$$M = \frac{1}{V} \sum_i \mu_i \quad (9)$$

Így már a mágnesezettség időbeli változását lehet tárgyalni, aminek leírását *Felix Bloch* adta meg [2]:

$$\begin{aligned} \frac{dM_x(t)}{dt} &= \gamma(M(t) \times B_0(t))_x - \frac{M_x(t)}{T_2} \\ \frac{dM_y(t)}{dt} &= \gamma(M(t) \times B_0(t))_y - \frac{M_y(t)}{T_2} \\ \frac{dM_z(t)}{dt} &= \gamma(M(t) \times B_0(t))_z - \frac{M_z(t) - M_0}{T_1} \end{aligned} \quad (10)$$

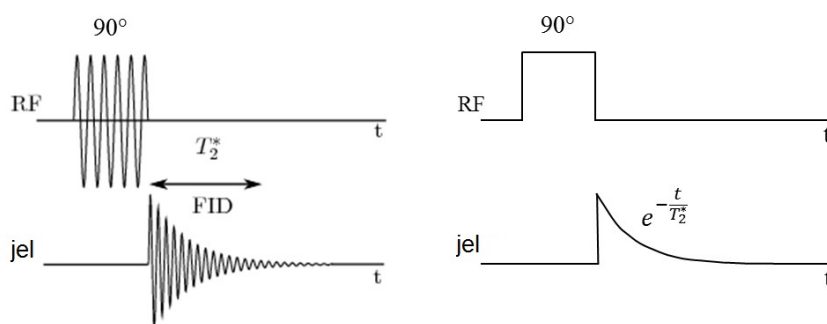
A fenti egyenletek általánosítva igazak, ahol M_0 az egyensúlyi mágnesezettségi értéket jelöli. Jól látható, hogy a transzverzális komponenseket össze lehet vonni, így egy egyenletbe lehet őket foglalni, ha komplex számmal reprezentáljuk. Ez megtehető, ugyanis egy síkbeli vektor mindig felírható komplex számként úgy, hogy az egyik komponens a komplex szám valós része, másik pedig a képzetes része: $M_{\perp}(t) = M_x(t) + iM_y(t)$. A Bloch-egyenletekbe visszahelyettesítve a transzverzális mágnesezettséget komplexként, valamint megoldva a differenciálegyenleteket a következőket lehet kapni:

$$\begin{aligned} M_{\perp}(t) &= M_{\perp}(0)e^{\frac{-t}{T_2}} \\ M_z(t) &= M_z(0)e^{\frac{-t}{T_1}} + M_0(1 - e^{\frac{-t}{T_1}}) \end{aligned} \quad (11)$$

2.2. Alap szekvenciák

2.2.1. FID

A legegyszerűbb NMR kísérlet az ún. *Free Induction Decay* (FID), amelynél 90° -os RF pulzussal leforgatjuk a transzverzális síkba a spineket, majd mérjük a tekercsben keletkező jelet.



3. ábra. Fid kísérlet labor rendszerben és együttforgóban [1]

A mérés során egy exponenciális lecsengés tapasztalható, amit a Bloch-egyenletekből is várható. Természetesen ez csak akkor igaz, ha az együtt forgó koordinátarendszer pontosan Larmor-frekvencián van, máskülönben egy exponenciális burkolójú oszcilláló jel jelenne meg. A valóságban a lecsengésnek a relaxációs ideje sokkal gyorsabb, mint amit az elmélet mond. Ennek az oka többek között, hogy tökéletesen homogén mágneses teret nem lehet előállítani. Mindig lesznek inhomogenitások, amik vagy a berendezésből származnak, vagy a mintának a kis szuszceptibilitása változtatja meg a teret. Inhomogenitás hatására a T_2 -nél gyorsabban inkoherensé válnak a spinek, ami a mágnesezettség és ezáltal a jelünk csökkenését okozza. Ezt a karakterisztikus relaxációs időt T_2^* -nak hívják, formailag a következőképpen tevődik össze:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2'} + \frac{1}{T_2} \quad (12)$$

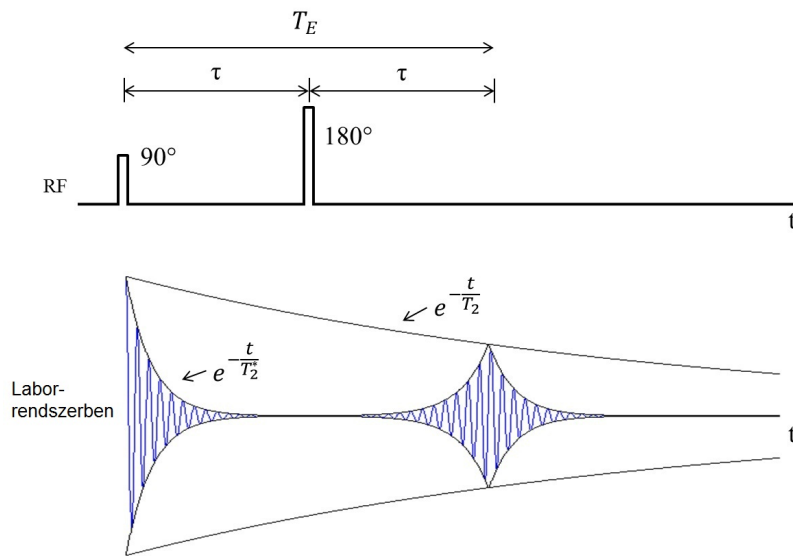
A fenti egyenletben szereplő T_2' írja le az inhomogenitásból származó járulékot. Mivel T_2' egy reverzibilis folyamat, ezért a szekvenciák többségében ezt ki lehet használni, hogy visszanyerjük az eredeti T_2 relaxációs idő szerinti lecsengést.

2.2.2. Spin-echo

A spin-echo szekvencia tökéletesen demonstrálja, hogy hogyan lehet a mágneses tér inhomogenitását kiküszöbölni. Az alapötlet az, hogy 90° -os pulzussal a mágnesezettséget a transzverzális síkba forgatjuk, ahol a koherenciavesztés miatt egy exponenciális lecsengést látunk. Ezután τ idő múlva egy 180° -os gerjesztéssel a spinek átfordulnak, ami egy tengelyre való tükrözéssel reprezentálható. Az egyes momentumok sebessége ezután is megmarad, csak széttartás helyett összetartanak a kiindulási helyzet felé. Mivel az inhomogenitásokat nem tükröztük, így a 180° -os pulzus felfogható egy időtükrözésnek is, vagyis újabb τ idő elteltével megjelenik egy echo. Echonak nevezzük azt, amikor a momentumoknak a relatív fázisuk 0, vagyis egy irányba mutatnak, ezáltal maximális mágnesezettséget képviselve. Forgó koordinátarendszerben egy momentum fázisa így írható:

$$\begin{aligned} \phi(r, t) &= -\gamma\Delta B(r)t && , \text{ha } 0 < t < \tau \\ \phi(r, \tau^+) &= -\phi(r, \tau^-) = \gamma\Delta B(r)\tau && , \text{ha } t = \tau \\ \phi(r, t) &= \phi(r, \tau^+) - \gamma\Delta B(r)(t - \tau) = -\gamma\Delta B(r)(t - 2\tau) && , \text{ha } t > \tau \end{aligned} \quad (13)$$

A keletkező echonak a középpontja 2τ távolságra van az első pulzustól, ezért ezt szokás echoidőnek is nevezni: $T_E = 2\tau$. Fontos észrevenni, hogy az amplitúdója kisebb az echonak, mint a FID-nek volt, mivel csak a reverzibilis T_2' nyerhető vissza, a T_2 viszont irreverzibilis, így aszerint exponenciálisan csökken az amplitúdó is.



4. ábra. Spin-echo szekvencia és a jelvesztés a relaxációk miatt [1]

2.3. Detektálás

Precesszálas közben a mágneses momentumok változó mágneses tere feszültséget indukál egy, a minta köré épített tekercsben. Ehhez azonban az szükséges, hogy a külső mágneses térrel legyen merőleges komponense a momentumoknak. Ez egyensúlyban nem érvényesül, ugyanis a z komponens állandó. Az előbb említett RF segítségével viszont le lehet forgatni teljesen a momentumokat a transzverzális síkba, ezzel feszültséget indukálva a tekercsben, ami a képalkotáshoz később felhasználandó MR jel lesz. Az indukált feszültség a fluxus időbeli megváltozásával arányos, a fluxus pedig a tekercs felületével valamint a detektálandó mágneses tér nagyságával is. A mért MR jel a következőképpen alakul [3]:

$$S(t) = \omega_0 \Lambda B_{\perp}^{rec} \int d^3r M_{\perp}(r, 0) e^{i\phi(r,t)} \quad (14)$$

Az egyenlőség csak akkor igaz, ha tökéletes demodulálásról van szó. A relaxációktól eltekinthetünk, mivel a mérések során a jel hossza sokkal rövidebb, mint a relaxációk karakterisztikus ideje. A Λ tartalmaz minden arányossági tényezőt, beleértve az elektronikai sajátosságokat is, B_{\perp}^{rec} egy fajlagos mágneses tér, ami tökéletes RF tekercset feltételezve független a helykoordinátától. A transzverzális mágnesezettség közelíthető az egyensúlyi mágnesezettség nagyságával, feltételezve, hogy 90° -os pulzussal lefordítottuk az összes momentumot a síkba. A kezdeti mágnesezettség viszont kiszámolható a Curie-szuszeptibilitásból, behelyettesítve a protonra jellemző $S = 1/2$ spin értéket:

$$M_{\perp}(r, 0) = M_0 = \frac{1}{4} \rho_0(r) \frac{\gamma^2 \hbar^2}{k_B T} B_0 \quad (15)$$

A legfontosabb észrevétel, hogy a mágnesezettség lineáris kapcsolatban áll a spinsűrűséggel (ρ_0), tehát a mért jelünk arányos lesz a mérési helyen lévő protonoknak a számával. Bevezetve az effektív spinsűrűség fogalmát (ρ), a jel egy nagyon egyszerű alakra hozható:

$$\rho(r) = \omega_0 \Lambda B_{\perp}^{rec} \frac{1}{4} \rho_0(r) \frac{\gamma^2 \hbar^2}{k_B T} B_0 \quad (16)$$

$$S(t) = \int d^3r \rho(r) e^{i\phi(r,t)} \quad (17)$$

A fenti képletből jól látszik, hogy a kapott jelünk az effektív spinsűrűségek fázishelyes összege. Fontos megjegyezni, hogy az effektív spinsűrűségnek nincs fizikai értelme,

ezért képalkotásnál nem lehet intenzitás alapján megmondani, hogy pontosan milyen anyagot mérünk.

2.4. Képalkotás

Az eddig tárgyalt elméleti részek pusztán a spektroszkópiában használatosak, ugyanis tovább lépés nélkül nem lehetne képet alkotni. A képalkotáshoz szükség van a térbeli helyzet kódolásához, tehát a jelről meg kell tudni mondani, hogy a minta melyik részéből jött pontosan. A momentumok Larmor-frekvenciája a mágneses tér nagyságával van összefüggésben, tehát az alapötlet az, hogy egy lineárisan változó mágneses térrel a térbeli részeket szeparálni lehet Larmor-frekvenciájuk alapján. Egy ilyen lineáris mágneses teret, vagy más néven gradiens teret tekercsekkel tudunk létrehozni. A gradiens iránya minden esetben a mágneses indukció vektor z komponensét változtatja. Az ilyen terek létrejöttét a Maxwell-egyenletek tiltják, ugyanis mindig lenne erre mérőleges változás is, viszont megfelelő tekercs tervezéssel csak magasabb rendben vannak ilyen komponensek, ami jó közelítéssel elhanyagolható. Egy z irányú gradiens bekapcsolva a mágneses tér megváltozik:

$$B(z, t) = B_0 + zG(t) \quad (18)$$

B értékét visszaírva a (3) egyenletbe, megkapható a frekvenciafüggés:

$$\omega(z, t) = \omega_0 + \omega_G(z, t) = \omega_0 + \gamma z G(t) \quad (19)$$

A (17) alakja tovább egyszerűsíthető 1D-ben, ha felhasználjuk (19)-ban kapott körfrekvenciát.

$$S(t) = \int dz \rho(z) e^{i\phi_G(z, t)} \quad (20)$$

Definíció szerint a k -érték:

$$k(t) = \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t dt' G(t') \quad (21)$$

Ez egy praktikus lépés, hiszem ezzel a változó transzformációval a detektált jelünk a mintában lévő spinek sűrűségével arányos mennyiségnek a Fourier-transzformáltja lesz.

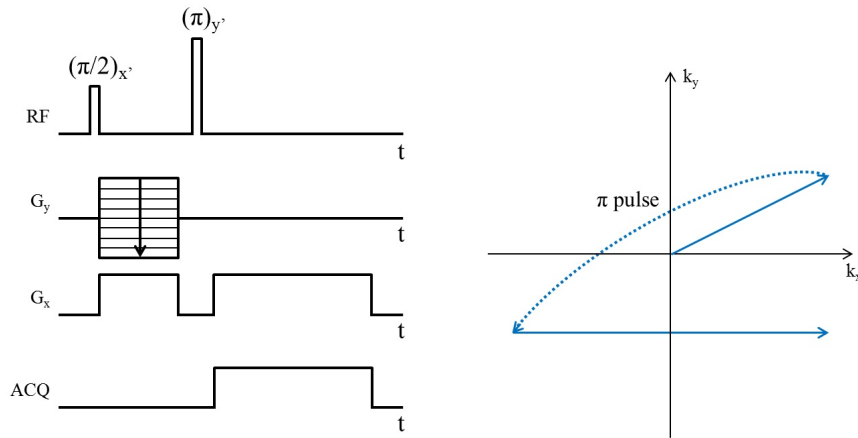
$$S(t) = \int dz \rho(z) e^{-i2\pi k z} \quad (22)$$

Ez az eredmény valamilyen módon várható volt, mivel a gradienssel különböző frekvenciákkal jelöljük be a térbeli pontokat, a Fourier-transzformációt pedig a frekvenciater és a valós tér közötti átváltásra szokás használni. A k -érték azt mondja meg, hogy gradiens jelenlétében a $z=0$ ponttól minél távolabb lévő spinek egyre

nagyobb fázist szednek fel, mivel a gradiens erőssége miatt minél jobban eltérnek a Larmor-frekvenciától, ezért az alapból álló rendszerben forogni kezdenek. A spinek állása térben a gradiens irányába egyre jobban felcsavarodó hélixként képzelhető el. Természetesen a (22) formalizmus kiterjeszhető több dimenzió mentén is, ha más irányban is jelen van gradiens tér. A több dimenziós k -értékeket már a k -tér foglalja magába. Általánosítva:

$$S(t) = \int d^3r \rho(r) e^{-i2\pi k r} \quad (23)$$

A k -tér - definíciója alapján - a gradiensnek irányának és nagyságának megfelelő változtatásával bármilyen trajektória mentén bejárható. Talán az egyik legszemléltetőbb és leghasznosabb bemutatása a k -tér bejárásának a 2 dimenziós spin-echo szekvenciának a bemutatásával lehetséges. Ezt a szekvenciát már fel lehet használni képkalkotásra is. Attól függően, hogy melyik irányba mozgunk a k -térben, megkülönböztetünk fáziskódoló irányt és frekvenciakódoló irányt. Utóbbit sok helyen kiolvasó iránynak is hívják, mivel a mintavételezés közben is be van kapcsolva az ebbe az irányba mutató gradiens. A k -térben a fáziskódoló irány általában a k_y tengely, frekvenciakódoló pedig a k_x .

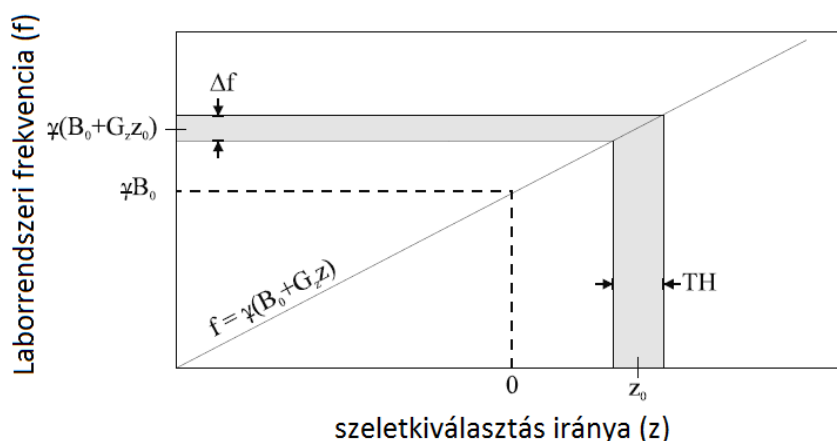


5. ábra. 2D spin-echo szekvencia és a k -tér bejárása. A szekvencia diagramon sorra fentről lefelé: RF pulzus, fáziskódoló gradiens, frekvenciakódoló gradiens, mintavételezés [1]

A (5) ábra bal oldali szekvencia diagrammján a már ismert RF pulzusok mellett szerepelnek az alkalmazott gradiens is, amikkel a k -teret lehet bejárni. RF alatt lévő G_y a fáziskódoló gradiens. A "létra" forma azt mutatja, hogy a k -tér bejárásához minden egyes szekvencia ismétlésnél a pulzus magasságát változtatni kell fentről lefelé. Ezzel a gradienssel a k -térben fel-le lehet mozogni a sorok között. Alatta lévő

G_x frekvenciakódoló gradienssel pedig a k-tér egy adott során belül lehet mozogni jobbra-balra. Az k-térben az egyszerre alkalmazott gradiensekkel először eljutunk a $(k_{x,max}, k_{y,max})$ pontba még a 180° -os pulzus előtt. A 180° -os pulzus a k-térben egy origóra való tükrözést jelent, vagyis eljutunk vele a $(-k_{x,max}, -k_{y,max})$ pontba. Innen a frekvenciakódoló gradienst és a mintavételezést bekapcsolva a k-térbeli sort egészeben kiolvassuk. Egy k-tér felvételéhez hagyományos spin-echo esetén megközelítőleg 70-100 ismétlést szokás csinálni, tehát ennyi k-térbeli sor felvétele a tipikus. Nagyon fontos, hogy megfelelően legyenek időzítve az egyes gradiensek. A frekvenciakódoló gradiensnél egyik szükséges kritérium, hogy a 180° -os pulzus utáni gradiens közepén legyen az echo közepe is, ezzel biztosítva, hogy a k-teret szimmetrikusan vesszük fel. A szekvencián belül az első frekvenciakódoló gradienst előfeszítésnek is szokták nevezni. Ezt nem feltétlen kell a 180° -os pulzus elé rakni, mert a k-térben úgy is el lehet jutni ugyanarra a pontra, ha a 180° -os pulzus után rakjuk negatív irányba. Ennek az elrendezésnek az az előnye, hogy az echoidó kisebbre is választható. Az ábrán is látszik, hogy az előfeszítő gradiens területének fele akkorának kell lennie, mint a kiolvasónak. Ezzel a technikával csak két irány mentén tudunk szelektíven válogatni a jelek közül, tehát a harmadik irányban a jel integráljál fogjuk mérni, hasonlóan egy hagyományos röntgen felvételhez.

A 3 dimenziós képalkotás leggyakrabban 2 dimenziós szeletek egymásutánjából valósul meg. Léteznek olyan szekvenciák is, amelyeknél egy vastag szelet (slab) gerjesztése során két irányban végeznek fáziskódolást. Ennek az eljárásnak a hátránya, hogy lassabb, mintha több szeletet vennénk fel, valamint mivel kiolvasni is több adatot kell, így a relaxációs időkkel is számolni lehet egyes esetekben. Helyette sokkal célszerűbb egy vékony szeletet (slice) kiválasztani és csak abból mérni. A szeletkiválasztás gyorsabb, kevésbé érzékeny a relaxációs időkre és a modernebb gyorsítási eljárásoknál is alkalmazhatóbb.

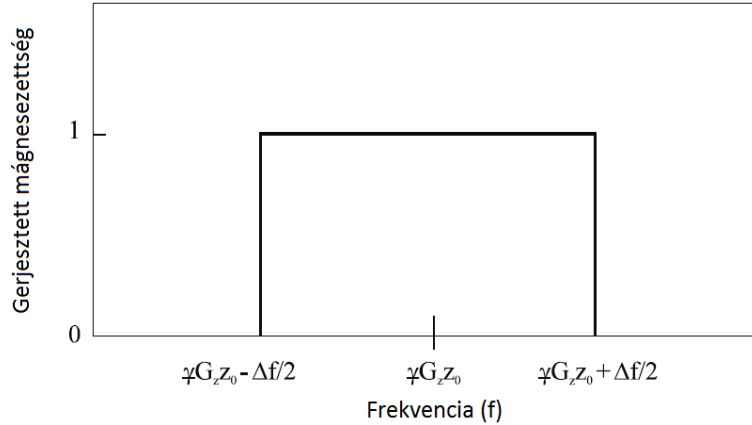


6. ábra. Szelet gerjesztésének ötlete [4]

A szeletkiválasztást általában a z irányban szokták alkalmazni. Hasonlóan a k -térben látottakkal, itt is létre kell hozni egy gradiens teret, aminek a neve szeletkiválasztó gradiens. A nemrég tárgyalt 2D spin-echonál a gerjesztés csak a Larmor-frekvencián lévő spinekre hatott, de mivel minden spin ezen a frekvencián volt, ezért az egész mintából kaptunk jelet. Az ötlet az, hogy egy gradienst bekapcsolva a szeletkiválasztó irányba szintén létre lehet hozni egy frekvencia-szelektált rendszert. Ha a gerjesztési RF pulzust és a szeletkiválasztó gradienst egyidőben alkalmazzuk, akkor az RF csak a sáv szélességének (Δf) megfelelő spinekre lesz hatással.

A (6) ábrán megfigyelhető, hogy egy adott sáv szélességhez mekkora szelet tartozik. Ideális esetben az RF sáv szélesség profilja egy ablakfüggvény, Δf sáv szélességgel, tehát a szeleten belül minden spint leforgat az adott gerjesztési szögben, míg szeleten kívül a spinek az egyensúlyi állapotukban maradnak. Geometriai megfontolásokból a (6) ábráról leolvasható a gerjesztendő szelet vastagságának függése az RF sáv szélességétől és az alkalmazott gradiens nagyságától.

$$\Delta f = \frac{\gamma}{2\pi} G_z \Delta z \quad (24)$$



7. ábra. Az RF gerjesztés ideális frekvenciaspektruma. Függőleges tengelyen az adott gerjesztési szöghöz tartozó 1-re normált mágnesezettség látható [4]

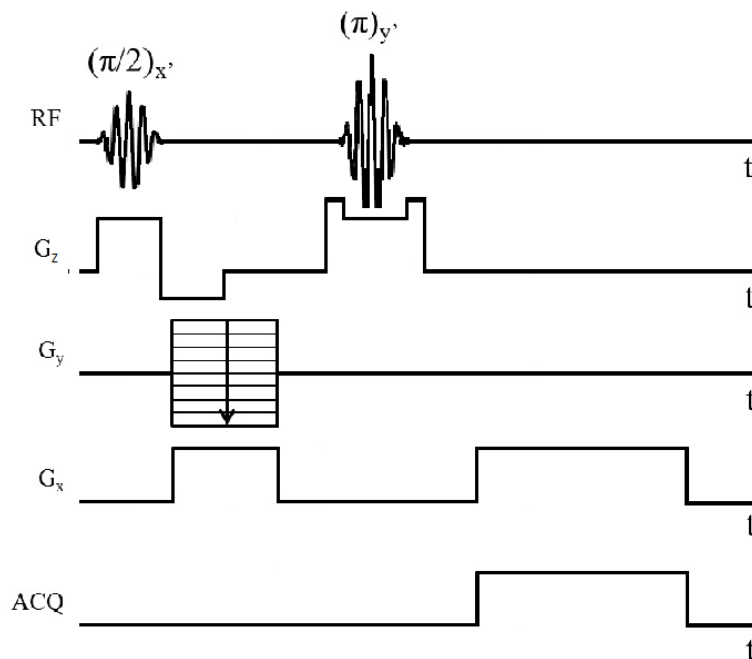
A (7) frekvenciaspektrum nem érhető el egyszerű négyyszög alakú RF gerjesztéssel. A gerjesztési frekvenciaspektrum inverz Fourier-transzformálja az RF pulzus alakját adja meg. Ebből arra lehet következtetni, hogy a B_1 alkalmazott RF tér időbeli alakja egy *sinc* függvény.

$$B_1(t) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \text{rect} \left(\frac{f}{\Delta f} \right) \right\} = A \text{sinc}(\pi \Delta f t) \quad (25)$$

A (25) egyenletben szereplő *sinc* véges tartományon nem cseng le, ezért végtelen hosszú RF pulzusra lenne szükség a kívánt mágnesezettségi profil eléréséhez. Ez az RF pulzus megtervezéséhez vezet, amit következő pontban fogok ismertetni.

A szeletkiválasztó gradiens bekapcsolva nem kívánt eseményeket is létrehoz, amiket kompenzálni kell a szekvencia során. Ilyen, a már korábban említett gradiens okozta fáziseltérés az egyes spinek között. A szeletkiválasztás során is jelvesztés jöjjön létre, ha csak a gerjesztés alatt kapcsoljuk be a gradienst, pusztán azáltal, hogy a spinek relatív fázisának változása miatt a mágnesezettség vektora lecsökken. A fázisvesztés a gradiens irányában (a szeletre merőlegesen) történik. Feltesszük, hogy a gerjesztés során a spinek többsége egy adott pillanatban, az RF közepén fordulnak le a transzverzális síkba. Ez a feltevés Bloch-szimulációkkal igazolható. Ekkor viszont a spinek többsége csak a szeletkiválasztás alatt kapcsolt gradiensek területének felével arányosan fognak dekoherenssé válni. Az RF után, egy ellenkező irányú és fele akkora területű (tehát időben rövidebb és azonos amplitúdójú, vagy időben megegyező hosszúságú és kisebb amplitúdójú) gradienssel a fázisvesztés visszanyer-

hető. Ezt a gradienst refókuszáló gradiensnek is hívják. A gyakorlatban a területek 50%-os arányának közelítése kis szögű gerjesztésekre igaz, nagyobb szögeknél ettől kisebb eltérések lehetnek, de általában igaz az $50 \pm 2\%$ arány. A szimulálás helyett sokszor célszerűbb több mérést felvenni különböző területű refókuszáló gradiensekkel és a maximális echo értékhez tartozót használni. A (8) ábrán a hagyományos spin-echo 3 dimenziós változata látható a már említett RF alakkal és refókuszáló gradienssel. A 180° -os pulzus szeletkiválasztásánál látható két rövid, de a szeletkiválasztás gradiensénél nagyobb, ún. crusher gradiens a pulzus két oldalán. Ezekre azért van szükség, mert nagyon nehéz pontosan 180° -os gerjesztést kiadni, szinte minden esetben marad valamekkora transzverzális komponens, amiből FID jel keletkezik. Alkalmazva a pulzus után egy gradienst, a mágneses inhomogenitás megnövekedése miatt a FID exponenciális lecsengése gyorsabb lesz, elnyomva a FID-et. Ha a k-térbeli járásra gondolunk, akkor ezzel a gradienssel elmozdulunk a k-térben. Ennek kiküszöbölésére a pulzus elé is kell tenni egy crushert, így a k-térben végeredményben nem megyünk arrébb, ahhoz képest, mintha nem lenne crusher gradiens. A szekvenca szemléltetése miatt szokás így ábrázolni a spin-echo-t, valójában a refókuszáló gradiens elhagyható és a bal oldali crusher gradiensből "levonható".



8. ábra. Szeletkiválasztással megvalósított spin-echo szekvenca

2.5. Pulzus tervezés

2.5.1. Rect

Előző fejezet végén említettem, hogy az RF pulzusnak megfelelő sávszélességűnek kell lennie és frekvenciaspektrumúnak, hogy szelektív választásra lehessen használni. Erre a sima ablakfüggvény (irodalomban szokás "hard pulse"-nak nevezni, ezért továbbiakban kemény pulzusként használom) nem alkalmas. A kemény pulzusok helytől függetlenül gerjesztenek adott szögben, ezért bizonyos szekvenciáknál csak nem szelektív gerjesztésre használatos.

2.5.2. Sinc

Az (25) egyenletben tárgyaltak szerint a *sinc* RF pulzus jó választásnak tűnhet, mivel a frekvenciaspektruma tökéletesen visszaadja a *rect* függvényt. Fontos megjegyezni, hogy csak akkor lesz az RF jel Fourier-transzformáltja egy *rect* függvény, ha a *sinc* végtelen hosszú. Ez a gyakorlatban kivitelezhetetlen, ezért egy kompakt tartójú közelítéssel kell élni, ami elég hosszú, hogy a frekvenciaspektrum megfeleljen, de elég rövid ahhoz, hogy a mérés ne tartson sokáig. A véges idő alatt leadott *sinc* előállításánál a középső csúcs és mellette pár mellécsúcs megtartása a legelterjedtebb, de minél több mellécsúcsot tartunk meg, annál jobban fogja a Fourier-transzformáltja az ideális frekvencia profilt megközelíteni.

$$B_1(t) = A \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi t}{t_0}\right) \quad , ha \quad -N_L t_0 \leq t \leq N_R t_0 \quad (26)$$

A (26) egyenletben A a legnagyobb csúcs nagysága, t_0 a legnagyobb csúcs félértékszélessége, N_L és N_R pedig a nullátmenetek száma a középső csúcstól balra illetve jobbra. Ha $N_L = N_R$, akkor szimmetrikus *sinc* pulzusról beszélünk. Ebben az esetben a pulzus sávszélességét meg lehet becsülni a (27) egyenlet alapján.

$$\Delta f \approx \frac{1}{t_0} \quad (27)$$

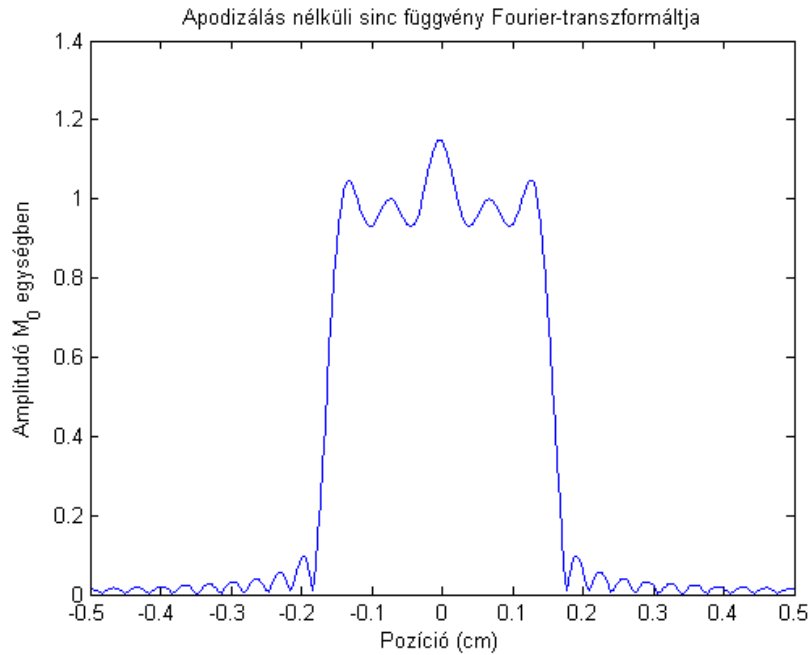
A pontos értéket Bloch-egyenletek szimulálásával lehet meghatározni. A pulzus tervezés során érdemes bevezetni egy dimenziótlan mennyiséget, amellyel a pulzusokat jellemezni lehet. Ezt nevezik "time-bandwidth product"-nak, vagyis a pulzus hosszának és annak sávszélességének szorzata, amit TB rövidítéssel jelölnek. *Sinc* pulzus esetén közelíteni lehet ezt az értéket is pusztán a tervezéskor megadott kritériumokkal, amikből az adódik, hogy a nullátmenetek száma lesz ez az érték.

$$TB = T\Delta f = N_L + N_R \quad (28)$$

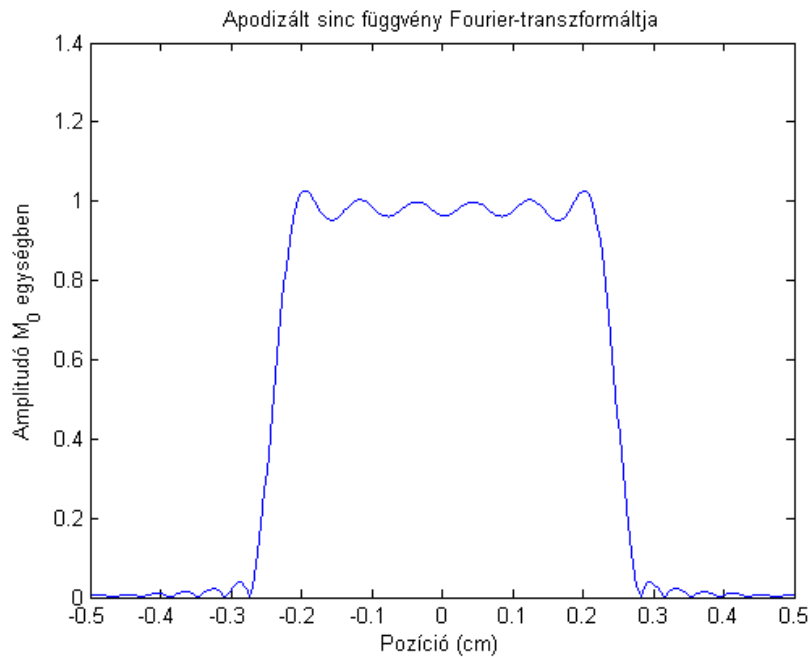
Az eddig felhasznált *sinc* tervezés során lényegében egy végtelen hosszú pulzust csonkoltunk meg úgy, hogy beszoroztuk egy ablakfüggvénnyel. Valós térben az ablakfüggvénnyel való szorzás a Fourier-térben egy *sinc*-el való konvolválásnak felel meg. Ebből az következik, hogy a frekvenciaspektrum is modulálva lesz egy *sinc*-el. Ennek elkerülése érdekében szokták az ablakfüggvénnyel való szorzást valamilyen simítással, apodizálással kiváltani. A leggyakrabban használt apodizáló függvényekhez tartoznak a Hamming és Hanning ablakolások(29).

$$B_1(t) = At_0 \left[(1 - \alpha) + \alpha \cos \left(\frac{\pi t}{Nt_0} \right) \right] \frac{\sin \left(\frac{\pi t}{t_0} \right)}{\pi t} \quad , ha \quad -N_L t_0 \leq t \leq N_R t_0 \quad (29)$$

N a legnagyobb érték a bal vagy jobb oldali nullátmenetek közül, amennyiben nem szimmetrikus a pulzus. Az α paraméter értéke mondja meg az apodizálás milyenségét: $\alpha=0.5$ a Hanning ablakolás, míg $\alpha=0.46$ a Hamming ablakolás.



9. ábra. Sinc pulzus Fourier-transzformáltja, apodizálás nélkül



10. ábra. Hamming-ablakolt sinc pulzus Fourier-transzformáltja

Valójában eddig vázolt mágnesezettségi profil számítás csak kis szögű gerjesztésekre igaz, nagyobb szögek esetén ($\geq 30^\circ$) a Fourier-transzformáció már nem adja vissza a létrejövő profilt, Bloch-szimulációkat kell végezni a kiszámításhoz. Annak ellenére, hogy nagy szögű gerjesztések esetén a *sinc* pulzus profilja nagy eltérést mutat az ideális profilhoz képest, a könnyű implementálás és rövid futási idő miatt előszeretettel alkalmazzák a klinikai mérések során is.

2.5.3. SLR

A Bloch-egyenletek nemlinearitása miatt az egyszerű Fourier-transzformációs eljárás nem teremt kapcsolatot a mágneses profil és az RF alakja között nagyobb gerjesztési szög esetén. Ez egy alapvető probléma, ugyanis a alap szekvenciák tipikusan nagy gerjesztési szöget alkalmaznak, akár csak a spin-echo. A Bloch-egyenleteket megoldva meghatározható viszonylag egyszerűen a transzverzális és longitudinális mágnesezettségi komponens, amelyek megmondják a szeletprofilot. Fordítva, adott szeletprofilhoz meghatározni az RF alakját már nem ilyen egyszerű. Léteznek iteratív algoritmusok, amelyeket számításigényük miatt kevésbé alkalmaznak, habár az utóbbi években egyre több helyen felbukkannak ismét. Iteratív módszereknél egy lényegesen gyorsabb eljárás a Shinnar-Le Roux algoritmus (SLR) [5], amellyel a pulzus tervezés egy digitális szűrő tervezésre vezethető vissza. Nagy előnye a többi

pulzus tervezési eljáráshoz képest, hogy lényegesen kisebb a futási ideje, valamint flexibilis olyan értelemben, hogy nagyon sok paraméterrel képes számolni, ami a létrehozni kívánt RF pulzusunkat jellemzi. Az algoritmus implementálása bonyolultabb, mint az apodizált *sinc* esetén, ezért még mindig nem olyan elterjedt a klinikai MR berendezéseken, annak ellenére, hogy sokkal szebb szeletprofil hozható létre vele. A kiindulási pont a tervezés megértéséhez, a Bloch-egyenletek felírása. Mivel egy tipikus gerjesztés hossza *ms* nagyságrendű, a relaxációs folyamatok teljes mértékben elhanyagolhatóak.

$$\begin{pmatrix} \dot{M}_x \\ \dot{M}_y \\ \dot{M}_z \end{pmatrix} = \gamma \begin{pmatrix} 0 & Gx & -B_{1,y} \\ -Gx & 0 & B_{1,x} \\ B_{1,y} & -B_{1,x} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \quad (30)$$

Az alkalmazott RF alakja komplex $B_1 = B_{1,x} + iB_{1,y}$, ami csak annyit jelent, hogy a fázisa változik a gerjesztés során. A spinek helyzete egy 3x3 forgatási mátrixszal meghatározható a (30) alapján. Amennyiben több RF pulzust alkalmazunk egy szekvencián belül, a forgatási mátrix az egyes pulzusok forgatási mátrixainak szorzata lesz. Ez a forgatás reprezentálható egy 2x2-es unitér mátrixszal is.

$$Q = \begin{pmatrix} \alpha & -\beta^* \\ \beta & \alpha^* \end{pmatrix} \quad (31)$$

Az unitér forgatási mátrix két elemei az ún. Cayley-Klein paraméterek. Ezek szoros összeköttetésben állnak a B_1 alakjával, gradiens erősséggel és a gerjesztési szöggel. A részletes levezetést mellőzve a mágnesezettségre a következő összefüggés kapható:

$$\begin{pmatrix} M_{\perp}^+ \\ M_{\perp}^{+*} \\ M_z^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\alpha^*)^2 & -\beta^2 & 2\alpha^*\beta \\ -(\beta^*)^2 & \alpha^2 & 2\alpha\beta^* \\ -\alpha^*\beta^* & -\alpha\beta & \alpha\alpha^* - \beta\beta^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{\perp}^- \\ M_{\perp}^{-*} \\ M_z^- \end{pmatrix} \quad (32)$$

A " - " -al címkézett mágnesezettségi értékek az RF pulzus leadása előtti állapotot jelöli, " + " pedig értelemszerűen a pulzus utánit. A mágnesezettség egyensúlyi állapotát visszaírva (32) egyenletbe, megkaphatjuk az egyes irányok menti mágnesezettségi profilt. Kezdetben a spinek az esetek többségében csak a z irány mentén vannak:

$$\begin{pmatrix} M_{\perp}^+ \\ M_{\perp}^{+*} \\ M_z^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\alpha^*)^2 & -\beta^2 & 2\alpha^*\beta \\ -(\beta^*)^2 & \alpha^2 & 2\alpha\beta^* \\ -\alpha^*\beta^* & -\alpha\beta & \alpha\alpha^* - \beta\beta^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ M_0 \end{pmatrix} \quad (33)$$

A pulzusok gerjesztésük milyensége alapján 3 fő osztályba sorolhatók:

- Gerjesztési (*excitation*)
- Inverziós
- Spin-echo

A gerjesztési és inverziós pulzusokban közös, hogy a kezdeti mágnesezettség csak a z irány mentén van. A gerjesztés során valamekkora szöggel leforgatjuk a spineket, ezzel transzverzális komponens létrehozva. Az így létrejövő szeletprofil:

$$M_{\perp}^{+} = 2\alpha^{*}\beta M_0 \quad (34)$$

Inverziós pulzusnál a spinek egy 180° -os forgatást szenvednek, így csak longitudinális komponens lesz a forgatás előtt és után is, ezáltal az inverziós szeletprofil:

$$M_z^{+} = (\alpha\alpha^{*} - \beta\beta^{*})M_0 \quad (35)$$

Spin-echo pulzus esetén szintén egy 180° -os forgatás jön létre, viszont a kezdeti mágnesezettségnek csak transzverzális komponense van:

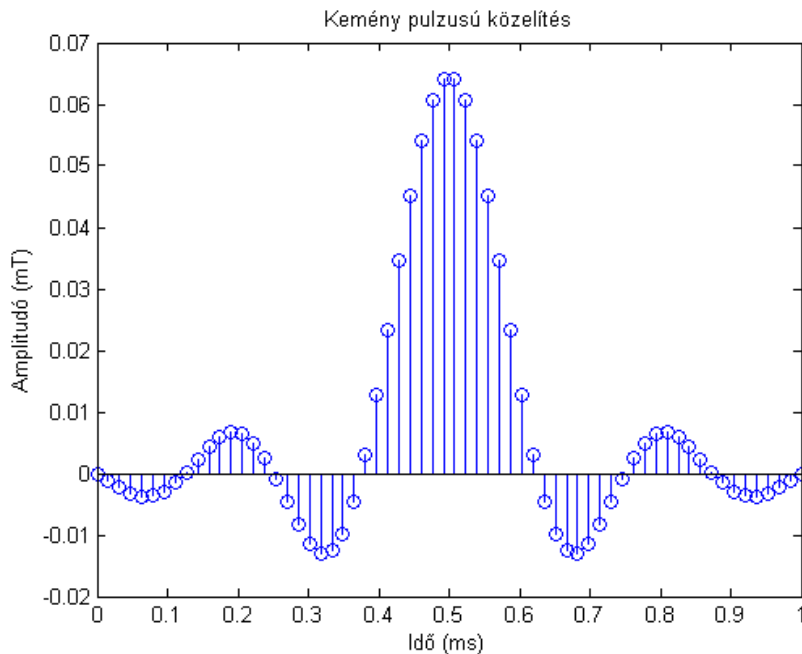
$$\begin{pmatrix} M_{\perp}^{+} \\ M_{\perp}^{+*} \\ M_z^{+} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\alpha^{*})^2 & -\beta^2 & 2\alpha^{*}\beta \\ -(\beta^{*})^2 & \alpha^2 & 2\alpha\beta^{*} \\ -\alpha^{*}\beta^{*} & -\alpha\beta & \alpha\alpha^{*} - \beta\beta^{*} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{\perp}^{-} \\ M_{\perp}^{-*} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (36)$$

Ezt a pulzus szokás a már bemutatott crusher gradiensekkel alkalmazni. Ha feltesszük, hogy kezdetben a mágnesezettség csak $+y$ irányú, akkor a spin-echo pulzus szeletprofilját crusher gradiensek jelenlétében a (37) összefüggés mutatja.

$$M_{\perp}^{+} = i\beta^2 M_0 \quad (37)$$

A szeletprofilok a Cayley-Klein együtthatók ismeretében viszonylag egyszerű módon meghatározhatók. Az algoritmus egyik meghatározó feltevése a kemény pulzusú közelítés ("*hard-pulse approximation*"). Ennek lényege, hogy a folytonos pulzus felbontható Dirac- δ kemény pulzusok sorozatára, melyek amplitúdója megegyezik a folytonos pulzusban lévő értéknek adott pillanatban. A kemény pulzusoknak nincs térbeli szelektivitásuk, minden spint ugyanolyan mértékben forgatnak le, de minden egyes kemény pulzus csak kis szöggel forgat. A kemény pulzusú közelítés azt mondja, hogy kis szögű forgatások esetén a spinek viselkedése modellezhető két forgatási mátrix egymásutánjával. Az első egy szabad precesszió a lokális gradiens

tér miatt $\phi_1 = -\gamma Gx\Delta t$ szöggel. Itt Δt a két kemény pulzus között eltelt időt jelenti. Ez könnyen számítható, ha ismert a folytonos pulzus időbeli hossza és a diszkrét amplitúdó értékek száma (n). A másik forgatás már az alkalmazott RF vektor körül jön létre, $\phi_2 = -\gamma B_1\Delta t$ szöggel.



11. ábra. Kemény pulzusú közelítés

Ezzel a reprezentációval a spinek n darab forgatási mátrixa visszavezethető két $(n - 1)$ -ed rendű komplex polinomra. A polinomok együtthatói adják vissza a keresett Cayley-Klein paramétereket. Pulzus tervezés során ennek a folyamatnak a megfordítása lenne hasznos, tehát az RF pulzus legyártása adott szeletprofilhoz. Ez az inverz-SLR transzformációhoz vezet. A folyamat többé-kevésbé egyértelműen megfordítható, ha ismert a két polinom, amiből kiszámolható a B_1 alakja. A részletes ismertetése megtalálható a [5] cikkben. Ennek az algoritmusnak köszönhetően egyértelműen egymásba transzformálható a B_1 terünk és a két említett polinom $A_n(z)$, $B_n(z)$.

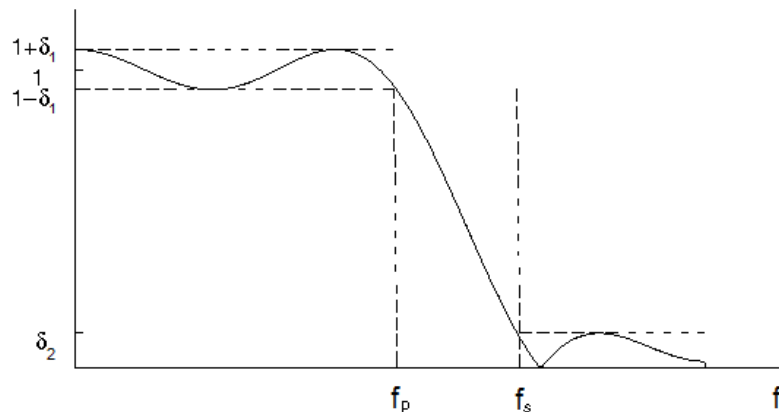
$$B_1(t) \iff (A_n(z), B_n(z)) \quad (38)$$

A polinom legyártásának egyik jól ismert módja a Parks-McClellan (PM) algoritmus, amely lineáris fázisú, véges impulzusválaszú (FIR) digitális szűrő tervezésére alkalmas. A PM algoritmust az irodalom felváltva nevezi Remez-cserének is. Ez az algoritmus egy hiba kritériumon alapuló iterálást alkalmaz a FIR szűrő együtt-

hatóinak meghatározására. A szűrő jó közelítéssel nevezhető ideálisnak, mivel az aktuális amplitúdó és ideális amplitúdó érték közötti hiba minimálisra csökken. Szűrő tervezésnél fontos paraméterek a következők:

- A sávon belüli fodrozódás δ_1
- A sávon kívüli fodrozódás δ_2
- Az áteresztési frekvencia f_p
- A vágási frekvencia f_s

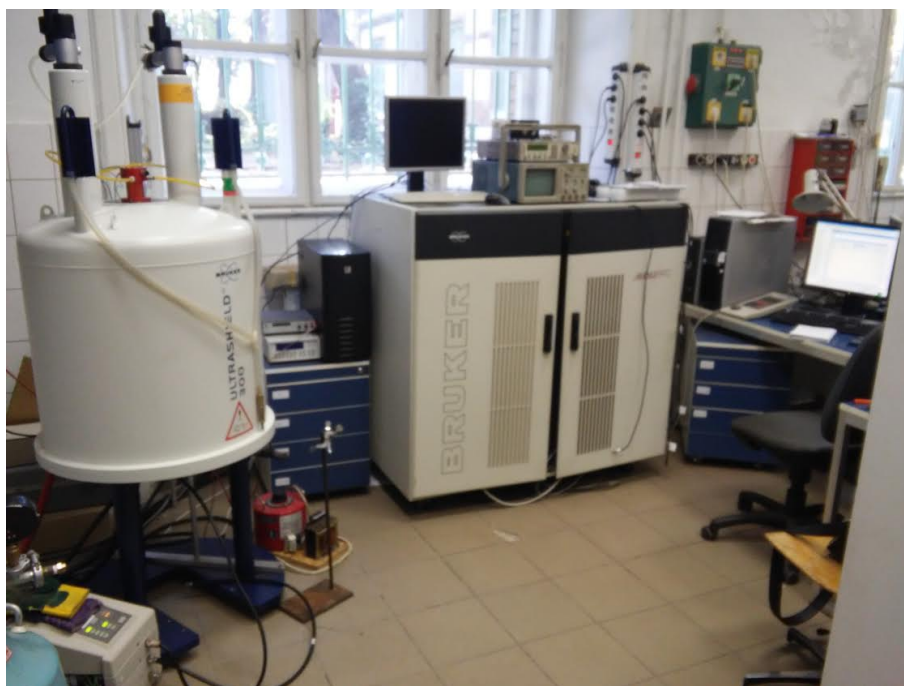
Fodrozódásról akkor beszélünk, ha az átviteli amplitúdó a kívánt érték körül ingadozik $\pm\delta$ kitéréssel. Ez az érték lehet a sávon belül és kívül ugyanakkora, de tipikusan eltérnek egymástól. δ változtatásával tudunk különböző pulzust tervezni, tehát egy gerjesztési és egy spin-echo pulzus megtervezésénél elég csak a fodrozódási értéket megváltoztatni (pontosabban az ezekből definiált effektív fodrozódást, ami már a kívánt szeletprofil szerint van normálva) a gerjesztési szög mellett.



12. ábra. Digitális szűrő paraméterei

3. Felhasznált eszközök

A megtervezett pulzusokat a BME F épületében lévő NMR laboratóriumban tudtam kipróbálni. A méréshez szükséges elrendezés egy *Bruker Ultra Shield 300* szupravezető mágnesből áll, egy ehhez tartozó előerősítőből, valamint egy *Avance DRX 400* spektrométerből. A spektrométer vezérlését egy számítógépen a *Topspin* nevű program irányítja.



13. ábra. Az NMR labor: balra lent az előerősítő, mellette a szupravezető mágnes, középen a spektrométer és jobbra a vezérlő számítógép.

A szupravezető mágnes meglehetősen erős (7 Teslás), amivel jó jel-zaj arány érhető el. 7 Teslán a proton Larmor-frekvenciája $\approx 300 \text{ MHz}$. A mintát alulról, függőleges helyzetben kell behelyezni a mérőfejjel együtt. A berendezéshez nem áll rendelkezésre gyári mérőfej, ezért egy volt hallgató (*Iván Dávid*) által készítettet használtam, amivel protonra lehetséges a képalkotás. A tekercsek geometriája és mérőfej átmérőjének korlátozása miatt egy $\approx 1.5 \text{ cm}$ átmérőjű gömb térfogatban lineáris a gradiensek viselkedése, ez használható mérésekre.



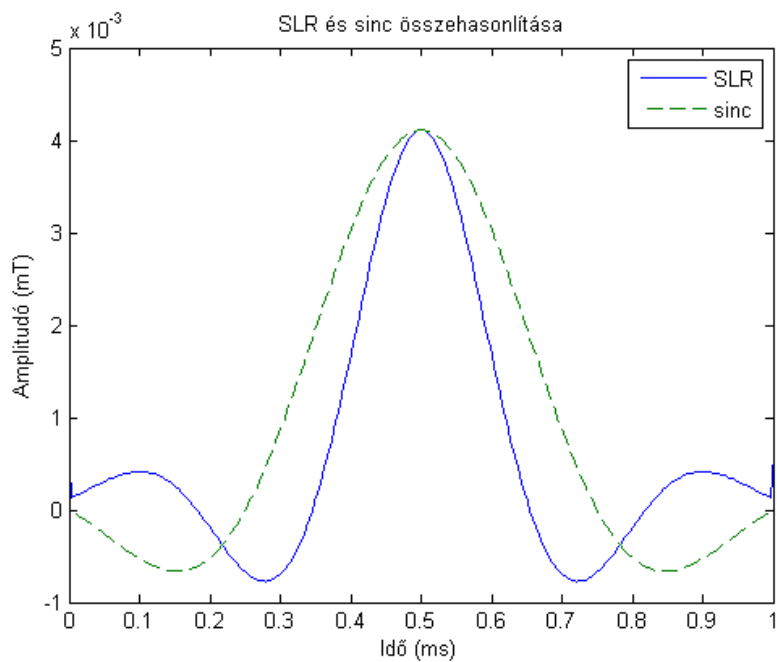
14. ábra. A használt mérőfej. Baloldali vége a mintatartó, a gradiens és RF tekercsekkel, jobb végén az RF és gradiens kábelek csatlakozása.

4. Eredmények

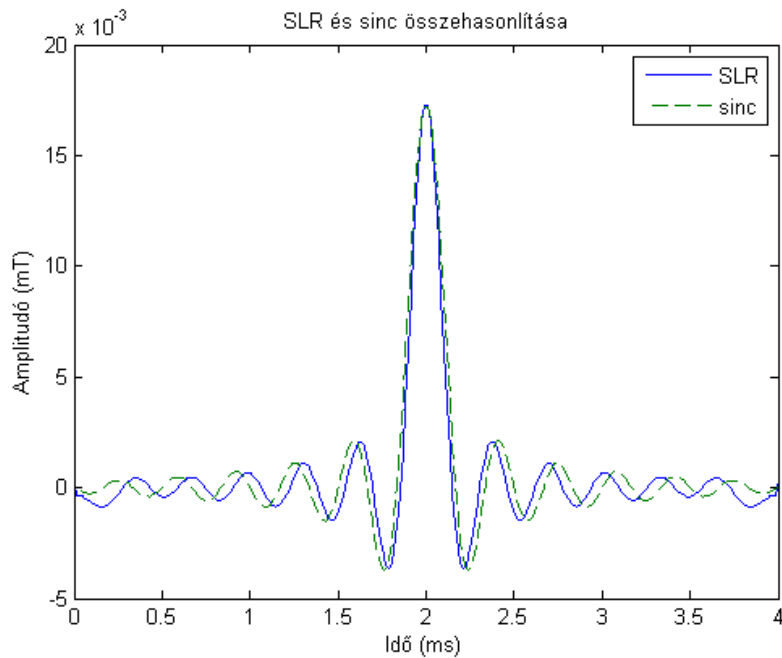
Az algoritmus elsajátítását *Matlab* fejlesztői környezettel valósítottam meg. A választás azért a *Matlab*-ra esett, mert direkt a numerikus számításokhoz fejlesztették, ezért a fizikusok körében nagyon elterjed programozási nyelv. Külön függvényeket hoztam létre az inverz-SLR és a sima SLR algoritmusok számára. Ezek megtalálhatók a dolgozathoz csatolt mellékletekben. Az inverz-SLR algoritmusnál bemeneti adatok a következők:

- A tervezni kívánt RF pulzus pontjainak száma
- A tervezni kívánt RF pulzus időbeli hossza
- A szeletirányban alkalmazott gradiens erősség
- A kívánt szeletvastagság

A *Matlab* kódba beleírtam egy függvényt is a Hamming-ablakolt *sinc* legyártására, ahol a *sinc* csúcsainak számát a legyártandó SLR pulzus csúcsainak számához igazítottam. Erre nincs különösebb megszorítás, bármennyi lehet, de így jobban látszik a kettő pulzus eltérése egymástól. Az általam megírt kódban egyértelműen jelöltem kommentekkel, ahol változtatni kell a paramétereket attól függően, hogy kis szögű gerjesztést, 90°-os gerjesztést, vagy spin-echo gerjesztést akarunk létrehozni. Az itt közölt szimulációs eredményeket mindig 256 pontra és 30 $\frac{mT}{m}$ -es gradiens mellett terveztem, mert ez egy tipikus klinikai MR vizsgálatnál alkalmazott erősség.

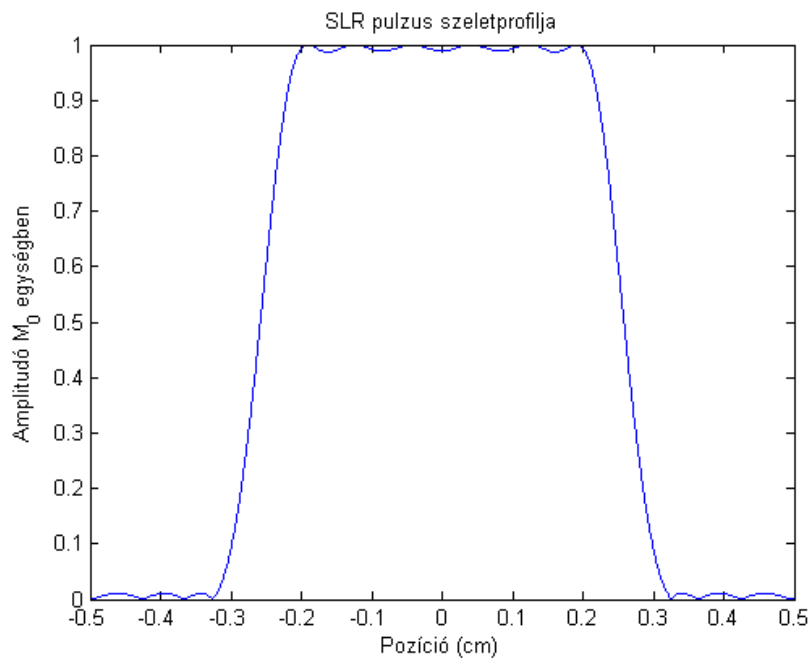


15. ábra. Inverz-SLR szimuláció eredménye apodizált *sinc*-el összehasonlítva, 90°-os gerjesztésnél. TB=6.3864

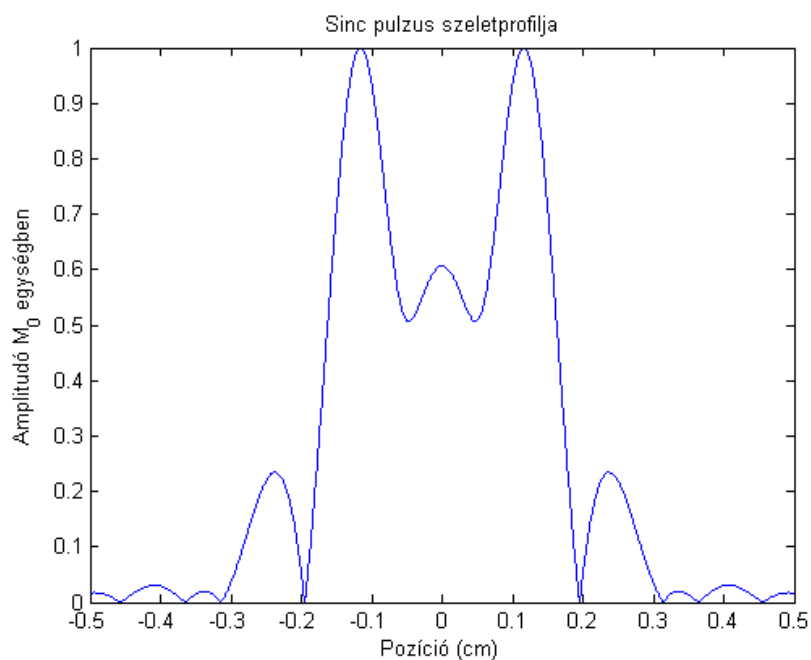


16. ábra. Inverz-SLR szimuláció eredménye apodizált *sinc*-el összehasonlítva, 90°-os gerjesztésnél. TB=25.5456

A képeket látszik, hogy minél nagyobb a TB szám, annál több csúcsa van az SLR-nek, mivel ha végtelen ideig tartana, akkor egy tökéletes *sinc*-et adna vissza. A szimuláció során lemértem azt is, hogy mennyi ideig tart legyártani a két pulzust egyenként. Az eredmény az lett, hogy a *sinc* pulzust ≈ 0.6 ms időbe telik megtervezni, ellenben az SLR pulzus nagyságrendekkel tovább, ≈ 500 ms-ig tart. Ezek az értékek természetesen jelentősen eltérhetnek egy modernebb számítógépen, mint amin én futtattam. Várható volt, hogy a *sinc*-et sokkal gyorsabban elő lehet állítani. Észrevehető még, hogy az apodizált függvény mindig 0-ban kezdődik és végződik, ellenben az SLR pulzusokra ez nem igaz, a pulzus elején és végén nagyobb ugrások is szoktak lenni (ez a kis TB értékekre igaz főleg). A kapott pulzusokon lefuttattam egy SLR-algortmust is, amivel megkaptam az általuk képviselt szeletprofil.

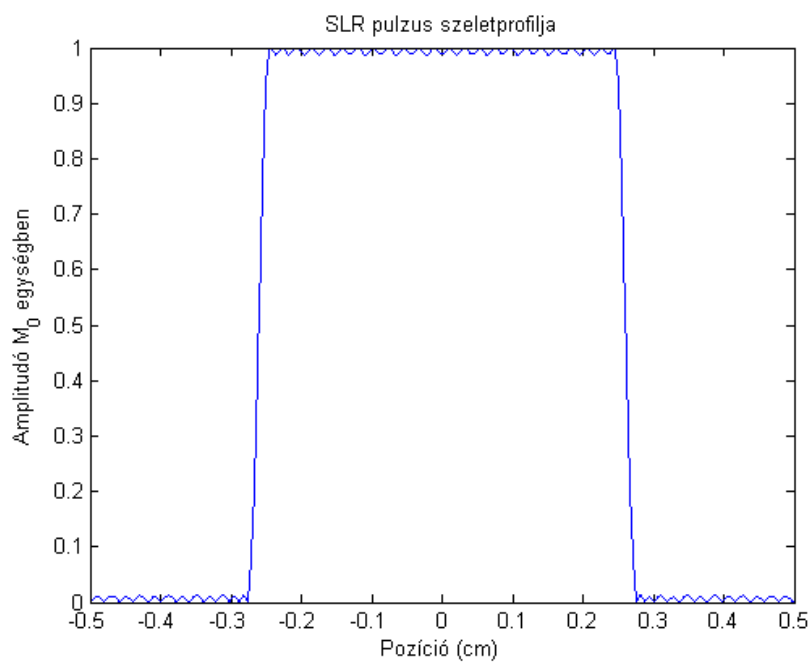


17. ábra. SLR szeletprofil, 90° -os gerjesztésnél. $TB=6.3864$

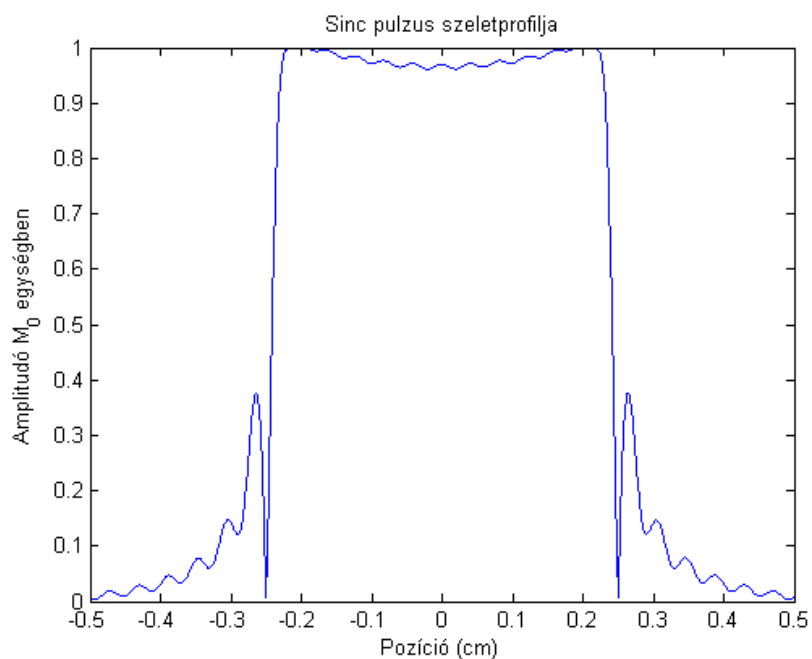


18. ábra. Apodizált sinc szeletprofil, 90° -os gerjesztésnél. $TB=6.3864$

A (17) és (18) ábrán szembeűnő már a különbség a két szeletprofil között. Az SLR nagyon szép, kisebb hullámzás van a szeleten belül és kívül (a tervezés során ezzel számolni kell, kezdeti feltételként megadott 1%-os eltérés tejesül csak, ami elhanyagolható). A *sinc*-nél már teljesen eltér a szeletprofil az ideálshoz képest: szeleten belül is nagy különbségek vannak és a szeleten kívül is számottevő gerjesztés van. Ezek a szeletprofilok 1 ms-os pulzusra vannak tervezve, itt nagyon jól látszik, hogy mennyire eltérő a két pulzussal a szeletprofil. Minél hosszabb időben a *sinc* (TB nagyobb), annál szebb lesz az eredmény.



19. ábra. SLR szeletprofil, 90°-os gerjesztésnél. TB=25.5456

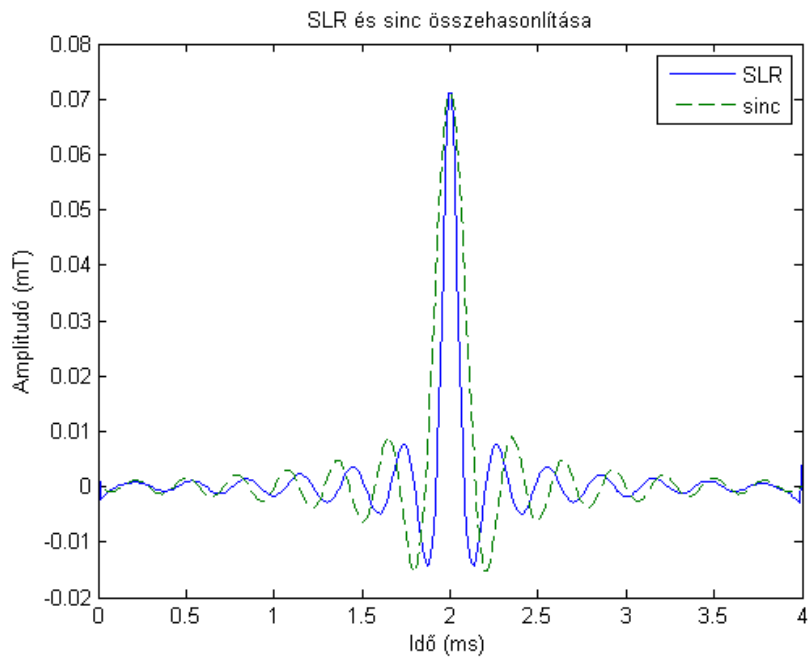


20. ábra. Apodizált sinc szeletprofil, 90°-os gerjesztésnél. TB=25.5456

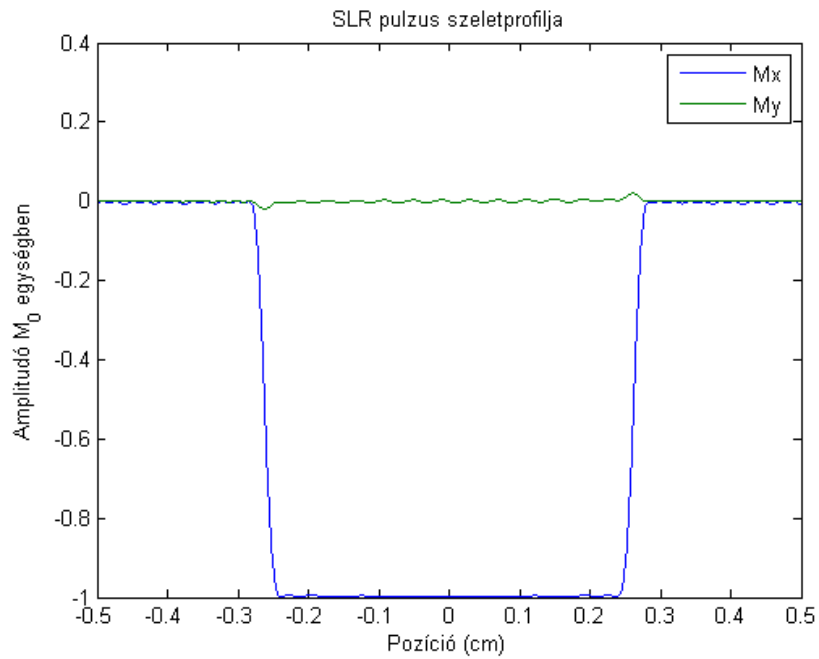
Az SLR azáltal, hogy hosszabb időre lett tervezve, még kevésbé tér el egy *rect*-től: kisebb a szeleten belüli hullámozottság és az áteresztési és vágási frekvencia is szinte egybeesik. *Sinc* pulzusnál a profil szebb lett, ezt már szokták használni

képkalkotásra, de azzal, hogy a szelet mellett is gerjeszt, a kapott kép műtermékeket is tartalmazni fog.

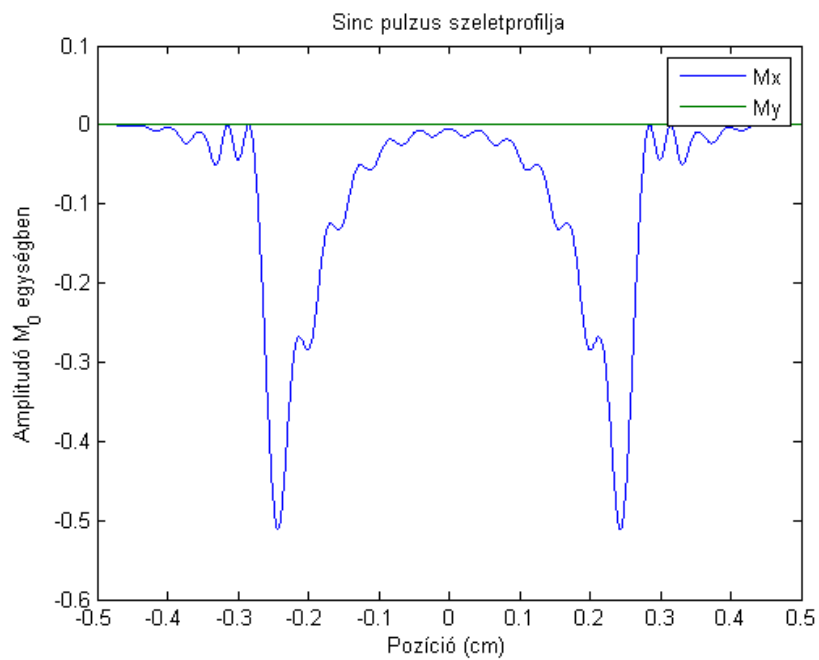
Egy spin-echo pulzusnál már drasztikusabb a helyzet. Az SLR pulzus itt is kielégítő mágnesezettségi profilt ad, a *sinc* viszont közel sincs hozzá. A megtervezett RF alakoknál is nagyobb eltérés van egymáshoz képest.



21. ábra. Inverz-SLR szimuláció eredménye apodizált *sinc*-el összehasonlítva, spin-echo gerjesztésnél. TB=25.5456



22. ábra. SLR szeletprofil, spin-echo gerjesztésnél. $TB=25.5456$

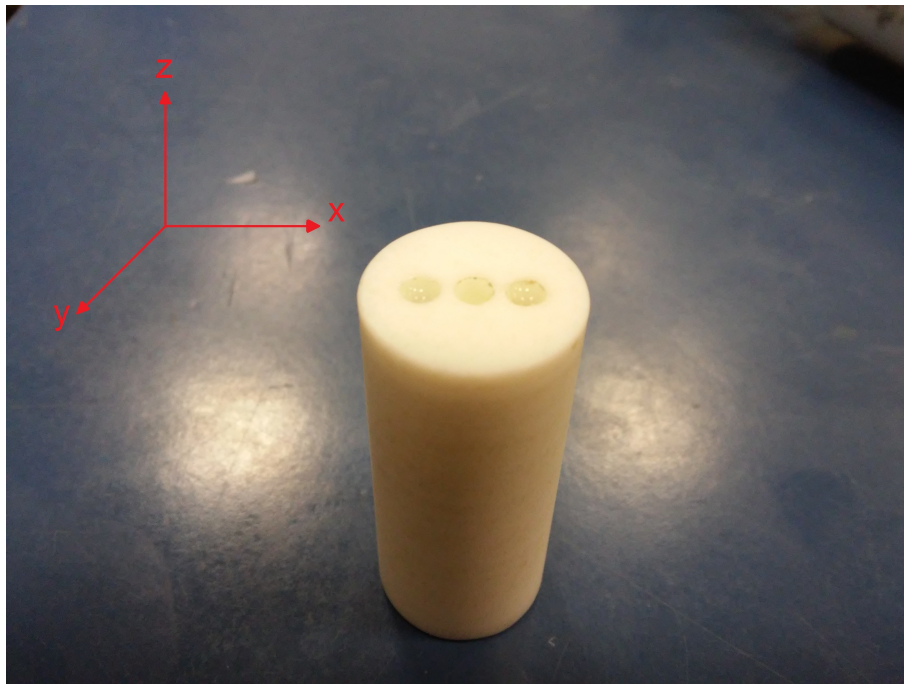


23. ábra. Apodizált *sinc* szeletprofil, spin-echo gerjesztésnél. $TB=25.5456$

A (22) és (23) ábrákat összevetve egyértelművé válik, hogy egy egyszerű Hamming ablakolt *sinc* nem alkalmazható spin-echo szekvenciában. Különböző optimalizálással még lehet javítani utóbbi szeletprofilján, de megközelíteni nem lehet vele

az SLR pulzussal kapottat.

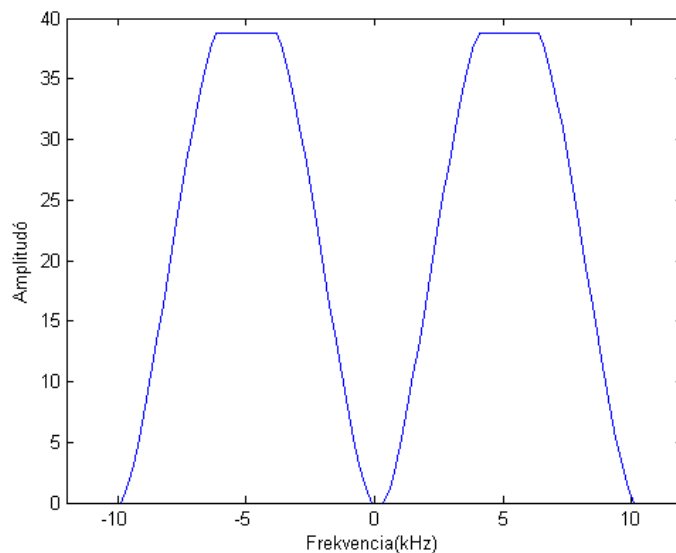
A szimulációk és RF pulzusok legyártása után a célom egy szeletkiválasztást tartalmazó spin-echo szekvencia megírása volt és annak tesztelése. A szekvenciát a *Topspin* programban lehetett implementálni a szoftver saját programozási nyelvén. A *Topspin*-hez számtalan leírás tartozik sok példával és magyarázattal, ennek ellenére sok időm eltelt, amíg a megírt szekvenciám rendeltetésszerűen lefutott és az RF pulzust megfelelően meghívtam. A program külön rögzíti egy fájlba a mérési adatokat komplex számként váltakozva a valós és képzetes résszel. Mérések után az adatokat *Matlab*-al értékeltem ki, ez tűnt a legkézenfekvőbbnek. Az elméletben kiszámolt RF amplitudókat csak 100-ra normálva fogadja el a program, ezután a spektrométer által kiadott kemény pulzusokból lehet kiszámolni, hogy mekkora gyengítés vagy erősítés szükséges a megfelelő intenzitás eléréséhez. A szeletkiválasztást a (24) ábrán látható fantommal próbáltam igazolni úgy, hogy a 3 függőleges oszlopból csak a két szélsőt töltöttem meg vízzel. A fantom anyaga teflon volt annak érdekében, hogy ne adjon járulékot a gerjesztés során.



24. ábra. A használt fantom

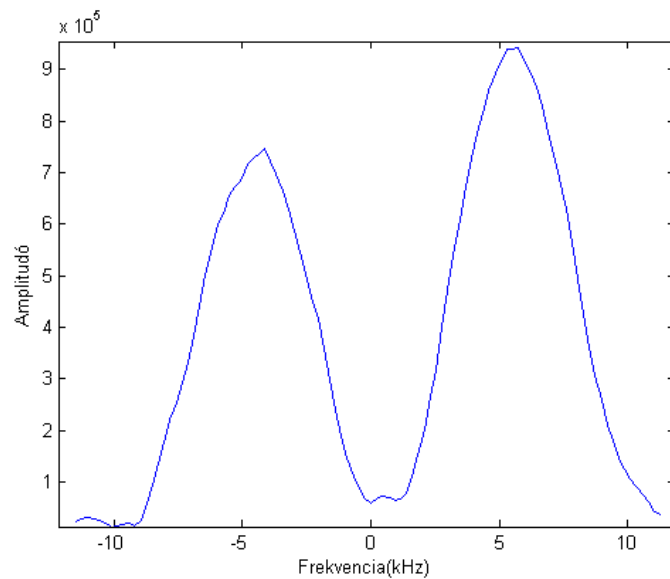
A felrajzolt koordináta-rendszernek megfelelően úgy helyeztem be a mintát a mintatartóba, hogy a gradiens tekercsek által kijelölt x tengelyen legyenek az oszlopok. Az oszlopok távolsága egymástól 1 mm, átmérőjük 3 mm, amire egy 5 mm-es 90° -os szeletkiválasztó pulzust terveztem. A gradiens erősségét kiszámítottam egy

korábbi mérésből. Az ötletem az volt, hogy az RF pulzus vivőfrekvenciáját léptetve, egy sima spin-echo szekvenciával az echok területéből ábrázolhatom az 1D képet x tengely mentén. A két pulzus közül csak a 90° -os volt szelektív, a 180° -os nem, tehát a mintában lévő spinek közül mindegyiket átforgatta. A nem szelektív 180° -os pulzus bár nem csak a szeletben lévő spinekre hat, plusz jelet nem fog okozni, mivel a szeleten kívüli mágnesezettségnek csak longitudinális komponense van, ami negálódik a 180° -os pulzussal, de transzverzális komponens nem kap, amit detektálnánk. Ez a módszer sokáig tart, de nem csak a szeletkiválasztásról kapok információt vele, hanem arról is, hogy hol van a mintatartónak a középpontja a fantomhoz képest, tehát kalibrációs mérés is egyben. Az x irányú szeletkiválasztásra írtam egy egyszerű konvolúciós számítást *Matlab*-ban, amivel összehasonlíthattam a kapott eredményt. Mégegyszer: a mérés közben az RF vivőfrekvenciáját léptetve 1D mentén letapogatható a minta az echok területének nagysága által.



25. ábra. A számolással várt eredmény

A (25) ábrán látható vivőfrekvencia két végpontja a ± 11494 Hz-nek felel meg, ami a fantom két szélét jelöli térben.

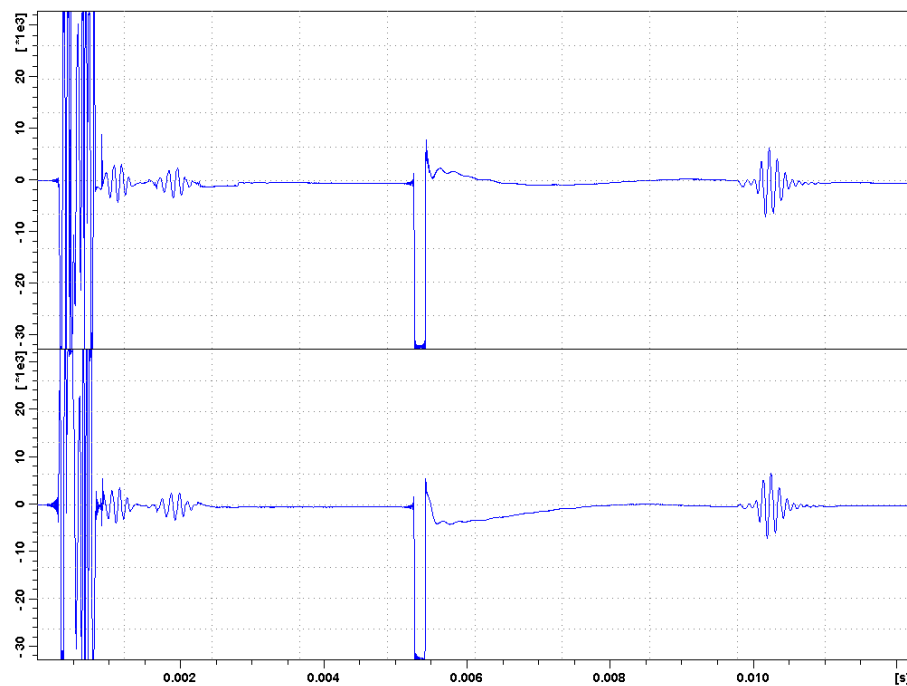


26. ábra. A tényleges mérési eredmény

A tényleges mérési eredmény eltér ettől, ennek több oka van: a csúcsok eltérő magassága betudható annak, hogy nem pont ugyanannyi víz volt a két oszlopban, a frekvenciában pozitív irányban eltolás pedig azzal magyarázható, hogy a fantom közepe és a tekercs közepe nem esik egybe. Az amplitudó értékek nem fontosak, ugyanis a mérés során ez az erősítéstől is függ, ami szabadon állítható. A csúcsok középpontjainak távolsága a számolt és mért esetben is azonos, amiből azt a következtetést vonom le, hogy a 90° -os szelektiváló pulzus megfelelően működik.

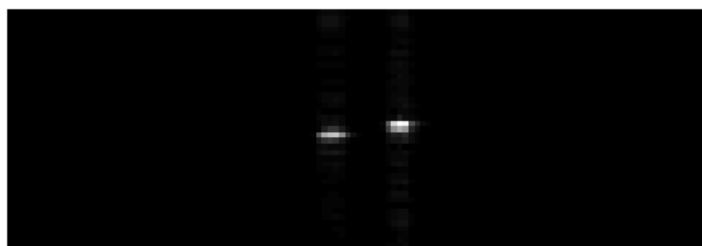
Sikeres eredmény után megpróbálkoztam egy képképzéssel is. A fantom és az iránya ugyanaz volt. Sajnos eddig fel nem tárt okok miatt a 3 gradiensből csak az x irányú használható szelektiválásra és frekvenciakódolásra, fáziskódolásra pedig csak az y irányú. A hiba valószínűleg a mintatartónál, vagy az odavezető úton lesz, de jelen dolgozat megírásáig még nem sikerült megkeresnem a hiba forrását. Így 3D képképzésre egyelőre nem volt lehetőségem, de 2D-ben is meg tudtam vizsgálni a szelektiválást.

A (6) ábrán látható szekvenciát valósítottam meg azzal a különbséggel, hogy a 180° -os pulzus nem szelektív, és a szelektiválás és a frekvenciakódolás is az x irányban van, ahogy említettem.



27. ábra. Topspinben mért jel valós és képzetes része: bal oldalon a szelektív 90°-os pulzussal, középen a nem szelektív kemény pulzussal és jobb oldalon a kapott echo.

Mivel 3D képet nem tudtam csinálni, csak egy lehetőségem maradt: csináltam egy 2D képet kemény pulzusokkal, majd szelektív pulzust alkalmazva is megmértem ugyanazt, ami lényegében a nem szelektívnek egy részét mutatja csak.



28. ábra. 2 oszlop képe sima spin-echo szekvenciával



29. ábra. 2 oszlop képe spin-echo szekvenciával SLR pulzussal

A képekre úgy kell tekinteni, mintha az oszlopokat felülről néznénk. A második képen látszik, hogy csak az egyik oszlopban lévő spineket gerjesztette az RF pulzus, ami megerősítette a pulzus megfelelő működését.

5. Összefoglalás és kitekintés

A dolgozatomban megterveztem és összehasonlítottam az MR képalkotás során releváns szeletkiválasztó RF pulzusokat. A szimulációk során bebizonyosodott, hogy nagy szögű gerjesztések esetén a *sinc* pulzusok szeletprofilja jelentősen romlik, ellenben az SLR pulzusok gerjesztési szögtől függetlenül, közel tökéletes szeletprofilhoz hoznak létre. A szimulációs összehasonlítás során az is kiderült, hogy bár az SLR pulzus kiszámolása nagyságrendekkel tovább tart, egy klinikai mérés során ez elhanyagolható még így is (tipikus klinikai mérés ≈ 15 perc hosszú, míg az SLR pulzus kiszámítása ≈ 0.5 s-ig tart). A 90° -os szeletkiválasztást a gyakorlatban is sikeresen implementáltam.

Sajnos jelen dolgozat beadásáig nem sikerült a spin-echo pulzust is megvizsgálnom, ezért a következő lépésként ezt tervezem, majd ezután a gradiensek használatának korlátozottságát szeretném feltárni. Hosszútávon egy gyorsítási szekvencia megírását tervezem, amire a *Turbo Spin Echo*-t tűztem ki célul. Ez a spin-echo szekvencia gyorsítása, amikor egy szekvencián belül 1 k-sor helyett 8-12 k-sort olvasunk ki.

A. Inverz-SLR algoritmus M-file

```
1 function B1 = islr_algoritmus(n,time,gradient,deltax)
2 %%
3 % n = RF pulzus pontjainak száma ; például:128
4 % time = RF pulzus hossza ; például 4 ms
5 % gradient = gradiens erősség; például 3 G/cm
6 % deltax = szeletvastagság ; például 0.5 cm
7 %%
8 tic
9 d1=0.01;
10 d2=0.01;
11
12 a1=5.309e-3;
13 a2=7.114e-2;
14 a3=-4.761e-1;
15 a4=-2.66e-3;
16 a5=-5.941e-1;
17 a6=-4.278e-1;
18
19 gamma=4.2576; % kHz/G protonra
20
21 %90 fokos pulzusra:
22 d1=sqrt(d1/2);
23 d2=d2/sqrt(2);
24 flipangle=pi/2;
25
26
27 % %Spin-echo pulzus esetén az alábbi paraméterek kelleneek:
28 % d1=d1/4;
29 % d2=sqrt(d2);
30 % flipangle=pi;
31
32 % %Kis szög esetén:
33 % d1=d1;
34 % d2=d2;
```



```

35 % flipangle=30;
36
37 L1=log10(d1);
38 L2=log10(d2);
39
40 d=(a1*L1*L1+a2*L1+a3)*L2+(a4*L1*L1+a5*L1+a6);
41
42 band=gamma*gradient*deltax; % pulzus sávszélessége (kHz)
43 TB=time*band % time-bandwidth faktor
44 W=d/TB; % relatív átviteli szélesség
45 BW=band*W; % tranziens sáv (átviteli sáv és
    vágási tartomány közötti frekvenciatartomány)
46 fsamp=n/time; % mintavételezési frekvencia (
    Nyquist)
47
48 f=[0 band-BW band+BW fsamp]/fsamp;
49 a=[1 1 0 0];
50 w=[1 d1/d2]; %hibahatár a PM
    algoritmusnak
51
52 b_i=firpm(n-1,f,a,w); %Parks-McClellan
    algoritmus —> ideális B-hez tartozó együtthatók(b)
53 b_i=real(1*b_i*sin(flipangle/2)); %normálás
54 B=fft(b_i,2048); %DFT
55 A_abs=abs(sqrt(1-B.*conj(B)));
56
57 A=A_abs.*exp(i*imag(hilbert(log(A_abs))));
58 a_i=fft(A)/length(A);
59 a_i=real(a_i(1:n));
60
61 k = freqz(a_i,1,-pi/2:pi/2/length(A):pi/2);
62 h = freqz(b_i,1,-pi/2:pi/2/length(B):pi/2); %szûrő
    vizsgálata
63 %
    %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

```

```

64 %B1 legyártása
65 for j=n:-1:1
66     b0=b_i(1);
67     a0=a_i(1);
68
69     fi=2*atan2(abs(b0),abs(a0));
70     theta=angle(-i*b0/a0);
71     B1(j)=fi*exp(i*theta);
72
73     C=cos(abs(B1(j)/2));
74     S=i*exp(i*angle(B1(j)))*sin(abs(B1(j)/2));
75     a_plus=C*a_i+conj(S)*b_i;
76     b_plus=conv(-S,a_i)+conv(C,b_i);
77     a_i=a_plus(1:end-1); %vezető rendet eldobjuk
78     b_i=b_plus(2:end); %alacsonyabb rendűt eldobjuk
79 end
80 B1=-imag(B1);
81 toc
82 %
83 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
84 %Sinc pulzus legyártása
85 tic
86 N=0;
87 numb=0;
88 for j=1:n-1
89     if real(B1(j)*B1(j+1))<=0
90         N=N+1;
91         zero(N)=j;
92     end
93 end
94 alp=0.46; %Hamming ,ha 0.5,akkor Hanning
95 t_0=time/N;
96 A_s=max(real(B1));
97 t=linspace(-N/2*t_0,N/2*t_0,n);

```

```
98 for j=1:n
99 B_1s(j)=A_s*t_0*((1- alp)+alp*cos(pi*t(j)/(N*t_0))).*sin(pi.*
    t(j)/t_0)/(pi*t(j));
100 end
101 toc
102
103 end
```

B. SLR algoritmus M-file

```
1 function M = slr_algoritmus(B1,time ,gradient ,deltax)
2 %%
3 % B1 = a legyártott RF függvény
4 % time = RF pulzus hossza ; például 4 ms
5 % gradient = gradiens erősség; például 3 G/cm
6 % deltax = szeletvastagság ; például 0.5 cm
7 %%
8 tic
9 n=size(B1');
10 %
11 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
12 %Profil
13 x=linspace(-0.05,0.05,2048);
14 for l=1:2048
15     alpha=1;
16     beta=0;
17     for j=1:n
18         fi=[-sqrt(abs(B1(j))^2 + (gradient*x(1))^2)];
19
20         a_j=[cos(fi(1)/2)-i*gradient*x(1)/abs(fi(1))*sin(fi
21             (1)/2)];
22         b_j=[-i*B1(j)/abs(fi(1))*sin(fi(1)/2)];
23
24         iter=[a_j(1) -conj(b_j(1)); b_j(1) conj(a_j(1))]*[
25             alpha;beta];
26
27         alpha=iter(1);
28         beta=iter(2);
29
30     end
31
32     a(l)=alpha;
```

```
31     b(1)=beta;  
32  
33 end  
34 %90 fokos gerjesztésetén:  
35 M=2*conj(a).*b;  
36 Mz=a.*conj(a)-b.*conj(b); %z komponens  
37 %Spin-echo esetén:  
38 M_LSE=i*b.*b;  
39 toc  
40 end
```

Hivatkozások

- [1] B. Kári, K. Karlinger, D. Légrády, V. Bérczi, Sz. Czifrus: Development of an electronic educational material for the analysing of the structures and the bio-chemical processes of living organisms by imaging technology. ISBN: 978-963-313-066-7
- [2] F. Bloch: Nuclear induction. *Physical Review*, 70 (7) (1946), pp. 460–474
- [3] E. Mark Haacke, Robert W. Brown, Michael R. Thompson, Ramesh Venkatesan: *Magnetic Resonance Imaging: Physical Principles and Sequence Design*. Wiley, 1999, ISBN: 978-0-471-72085-0
- [4] M. A. Bernstein, K. F. King and X. J. Zhou: *Handbook of MRI pulse sequences*. Elsevier Academic Press, 2004, ISBN: 0-12-092861-2
- [5] J. Pauly, P. Le Roux, D. Nishimura, A. Macovski: Parameter relations for the Shinnar- Le Roux selective excitation pulse design algorithm. *IEEE Trans. Med. Imag.* 10: 53-65. 1991.