

3. Osnove slikanja z NMR

Slikanje z NMR - NMR tomografija je nova metoda (Lauterbur 1973, [4]) vpogleda v notranjost vzorcev. V primerjavi z ostalimi metodami: rentgen, CT tomografija, ultrazvok, se NMR tomografija odlikuje po tem, da vzorec ni izpostavljen škodljivemu sevanju, pa tudi slika NMR ne nosi informacije o absorpciji rentgenskih žarkov ali ultrazvoka v vzorcu, ampak je ta slika s parametri slikanja pogojena funkcija gostote jeder in relaksacijskih časov T_1 in T_2 . Čeprav lahko z NMR opazujemo raznovrstna jedra, je slikanje z NMR, zaradi šibkega signala, ki pripada slikovnemu elementu omejeno predvsem na slikanje vodikovih jeder - protonov. Vodikova jedra imajo namreč najmočnejši signal NMR pa tudi njihova zastopanost v vzorcih je najpogostejše bistveno večja od ostalih jeder. Slikanje z NMR je razen v primeru posebnih tehnik slikanja omejeno izključno na slikanje tekočin - netrdnih vzorcev. Trdni vzorci imajo kratek relaksacijski čas T_2 in zato prekratek signal NMR za slikanje.

Zaradi svoje neškodljivosti in izredne zmožnosti slikanja mehkih tkiv, se je slikanje z NMR uveljavilo kot sicer draga, a vse bolj nepogrešljiva metoda v medicinski diagnostiki. Druga veja razvoja slikanja z NMR pa gre v smeri razvoja novih tehnik. Sem spadajo: slikanje z visoko prostorsko ločljivostjo - NMR mikroskopija, slikanje difuzije, slikanje pretoka tekočin, hitre tehnike slikanja, slikanje trdnih vzorcev, ... in nenazadnje tudi povsem nova tehnika, ki je tudi tema tega magistrskega dela, to je slikanje gostote električnega toka.

3.1 Slikanje v eni dimenziji

Osnovni princip slikanja z NMR je možno najbolj nazorno razložiti na primeru slikanja v eni dimenziji. Vzemimo primer, da imamo vzorec katerega spekter NMR ima eno samo zelo ozko črto; na primer, da je to valj napolnjen z vodo. Ta valj sedaj vstavimo v homogeno magnetno polje B_0 , nato izvedemo preprosto pulzno zaporedje: RF pulz $\pi/2$, zajem signala proste precesije. Majhen del vzorca volumna dV na mestu $\vec{r}$ prispeva signal NMR enak $\rho(\vec{r}) \exp(i\omega(\vec{r})t)dV$, celoten signal NMR pa je vsota signalov vseh delov vzorca in je tako enak

$$S(t) \equiv \int \rho(\vec{r}) \exp(i\omega(\vec{r})t) d\vec{r} \quad ; \quad (3.1)$$

tu je $\rho(\vec{r})$ gostota jeder na enoto prostornine in $\omega(\vec{r}) = \gamma B_z(\vec{r})$ je frekvenca jedrske precesije.

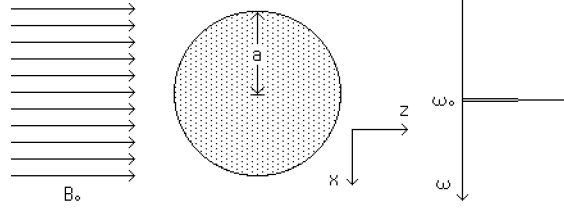
Ker imamo vzorec - valj v homogenem magnetnem polju $B_z(\vec{r}) = B_0$, jedra v vseh delih valja precesirajo z isto Larmorjevo frekvenco $\omega(\vec{r}) = \omega_0 = \gamma B_0$, signal NMR pa je enak

$$S(t) = \int \rho(\vec{r}) \exp(i\omega_0 t) d\vec{r} = A \exp(i\omega_0 t) \quad . \quad (3.2)$$

Tu je $A \equiv \int \rho(\vec{r}) d\vec{r}$ celotno število jeder v vzorcu. Spekter tega signala - njegova Fourierova transformiranka iz časovnega prostora v frekvenčni prostor pa je

$$\mathcal{F}(\omega) = FT(S(t))(\omega) = \int A \exp(-i(\omega - \omega_0)t) dt = 2\pi A \delta(\omega - \omega_0) \quad . \quad (3.3)$$

Spekter signala proste precesije vzorca ima torej eno zelo samo ozko črto pri frekvenci ω_0 (slika 3.1).



Slika 3.1: Valj napolnjen z vodo v homogenem magnetnem polju $B_z = B_0$ in njegov spekter NMR.

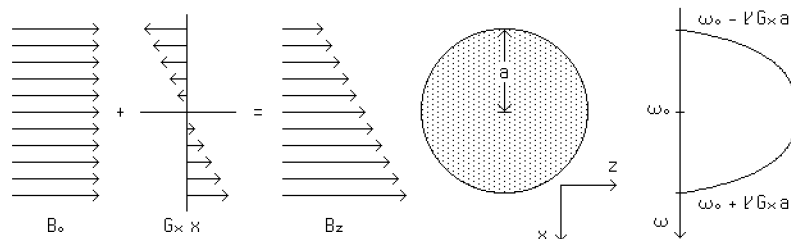
Spremenimo sedaj ta naš eksperiment tako, da imamo ves čas zajema signala vklopljeno še gradientno magnetno polje. Gradientna magnetna polja smo srečali že v poglavju 2.5. Za njih je značilno to, da imajo smer osnovnega statičnega magnetnega polja B_0 , a s krajem linearno naraščajo v smeri gradienta magnetnega polja $\vec{G}$; torej

$$B_z(\vec{r}) = B_0 + \vec{G}\vec{r} \iff \vec{G} = \nabla B_z(\vec{r}) \quad . \quad (3.4)$$

Gradientno magnetno polje $\vec{G}\vec{r}$ torej opišemo z njegovim gradientom $\vec{G}$. Denimo, da imamo v našem primeru vklopljen gradient magnetnega polja s smerjo osi x , ta pa naj bo pravokotna na os valja. S tem, ko smo vklopili gradientno magnetno polje celotno magnetno polje ni več homogeno in precesijske frekvence jeder so krajevno različne. Te linearno naraščajo v smeri gradienta magnetnega polja. Jedra na mestu $\vec{r} = (x, y, z)$ imajo tako frekvenco precesije

$$\omega(\vec{r}) = \omega_0 + \gamma G_x x \quad . \quad (3.5)$$

Znotraj valja s polmerom a , katerega os ima koordinato $x = 0$, so frekvence precesij jeder torej zvezno porazdeljene od frekvence $\omega = \omega_0 - \gamma G_x a$ (rob valja $x = -a$), preko $\omega = \omega_0$ (sredina valja $x = 0$), do frekvence $\omega = \omega_0 + \gamma G_x a$ (rob valja $x = a$). Te iste frekvence vsebuje tudi signal proste precesije, če ga posnamemo ob vklopljenem gradientu magnetnega polja; zastopanost posamezne frekvence pa je sorazmerna številu jeder, ki precesirajo s to frekvenco. Pričakujemo, da bo spekter NMR, ki je sicer porazdelitvena funkcija števila jeder po njihovih precesijskih frekvencah, to pot upodabljal projekcijo valja na os x (slika 3.2). V to se lahko prepričamo tudi z računsko izpeljavo.



Slika 3.2: Valj napolnjen z vodo v magnetnem polju $B_z = B_0 + G_x x$ z gradientom $\vec{G} = (G_x, 0, 0)$ in njegov spekter NMR.

Z upoštevanjem enačb (3.1) in (3.5) lahko tokrat zapišemo signal NMR kot

$$S(t) = \int dx \left[\int \int dy dz \rho(x, y, z) \right] \exp(i\omega_0 t) \exp(i\gamma G_x x t) \quad . \quad (3.6)$$

Količina v oglatem oklepaju je gostota jeder na enoto dolžine v smeri os x ; torej projekcija vzorca na os x , oziroma njegova enodimenzionalna slika. To količino bomo odslej označevali z $\rho_x(x) = \int \int dy dz \rho(x, y, z)$. Oglejmo si, kakšen spekter ustreza temu signalu

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(\omega) &= \int dt \exp(-i\omega t) \int dx \rho_x(x) \exp(i\omega_0 t) \exp(i\gamma G_x x t) = \\ &= \int dx \rho_x(x) \int dt \exp(-i(\omega - \omega_0 - \gamma G_x x)t) = \\ &= \int dx \rho_x(x) 2\pi \delta(\omega - \omega_0 - \gamma G_x x) = \\ &= \frac{2\pi}{\gamma G_x} \rho_x \left(\frac{\omega - \omega_0}{\gamma G_x} \right) \quad . \end{aligned} \quad (3.7)$$

Vidimo lahko, da spekter NMR res ustreza enodimenzionalni sliki objekta. Prisotnost gradienta magnetnega polja ima za posledico linearno zvezo med krajevno koordinato in frekvenco (enačba (3.5)), ta pa je osnova enodimenzionalnega slikanja z NMR.

3.2 Razširitev v več dimenzij

Namesto konjugiranih prostorov frekvence ω in časa t lahko uvedemo konjugirana prostora krajevne koordinate $\vec{r}$ in recipročne krajevne koordinate $\vec{k}$. Podobno kot frekvenca ω korespondira s krajevno koordinato $\vec{r}$ (enačba (3.5)) definiramo recipročno koordinato $\vec{k}$ tako, da ta korespondira s časom t

$$\vec{k} \equiv \frac{1}{2\pi} \gamma \vec{G} t \quad . \quad (3.8)$$

V nadaljevanju tudi ne bomo več obravnavali faktorja $\exp(i\omega_0 t)$, ki nastopa v signalu (enačbi (3.1) in (3.6)); prevzeli bomo, da je $\omega_0 = 0$. V resnici s kvadraturno detekcijo tudi posnamemo signal NMR tako, da mu zmanjšamo frekvenco za ω_0 (Callaghan, [5]). S temi spremembami lahko sedaj enačbi (3.6) in (3.7) zapišemo kot

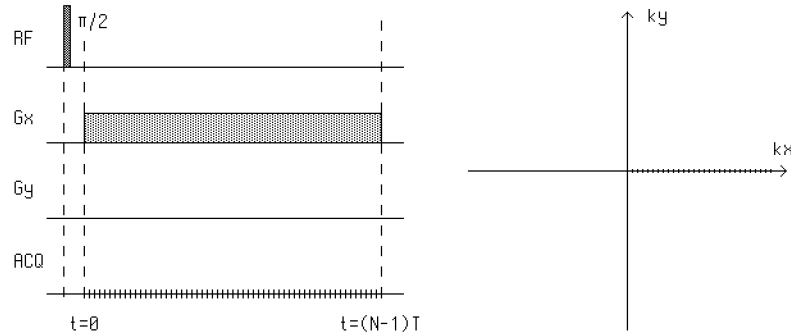
$$S(\vec{k}) = \int \rho(\vec{r}) \exp(i2\pi \vec{k} \vec{r}) d\vec{r} \quad (3.9)$$

$$\rho(\vec{r}) = \int S(\vec{k}) \exp(-i2\pi \vec{k} \vec{r}) d\vec{k} \quad . \quad (3.10)$$

Enačbi (3.9) in (3.10) pravita, da sta signal $S(\vec{k})$ in gostota jeder $\rho(\vec{r})$ vzajemno konjugirani, povezuje jih Fourierova transformacija. To je fundamentalna zveza slikanja z NMR.

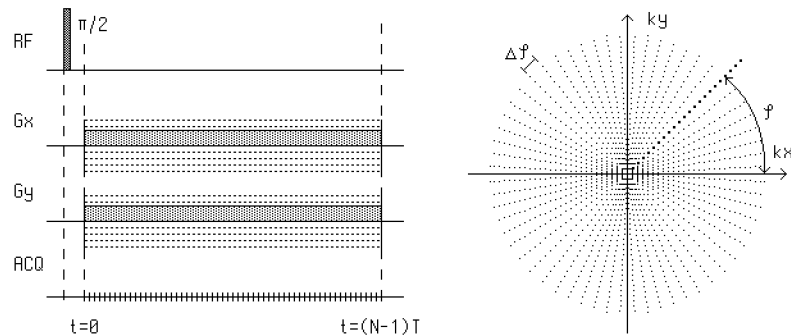
Za začetek se omejimo le na slikanje v dveh dimenzijah. Radi bi posneli sliko - projekcijo vzorca na ravnino xy . Za to moramo poznati signal v vseh točkah ravnine $k_x k_y$.

V primeru slikanja v eni dimenziji (poglavje 3.1) smo imeli gradient ves čas konstanten $\vec{G} = (G_0, 0, 0)$, signal pa smo začeli beležiti hkrati z vklopom gradienta. Če smo beležili signal v N diskretnih točkah s časovnim intervalom vzorčenja T , potem smo zajeli signal le v točkah pozitivnega poltraka k_x osi $k_x = (1/2\pi)\gamma G_0 T i$; $i = 0, \dots, N-1$ (slika 3.3).



Slika 3.3: Pulzno zaporedje in vzorčenje signala v k -prostoru za 1D slikanje.

Če sedaj zasučemo smer gradienta magnetnega polja okrog osi z za kot φ , tako da je $\vec{G} = (G_0 \cos(\varphi), G_0 \sin(\varphi), 0)$, potem sedaj zajamemo signal v N diskretnih točkah k -prostora vzdolž smeri, ki z osjo k_x oklepa kot φ . Za zajem signala iz cele ravnine $k_x k_y$ moramo torej spreminjati kot φ v korakih po $\Delta\varphi$ od $\varphi = 0$ do $\varphi = 2\pi$ in pri vsaki smeri gradienta magnetnega polja zabeležiti signal NMR. Na ta način zajamemo signal v diskretnih točkah, ki v k -prostoru tvorijo zvezdast vzorec (slika 3.4).

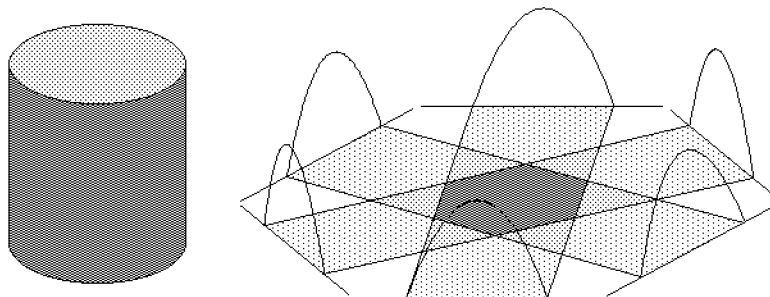


Slika 3.4: Pulzno zaporedje in vzorčenje v k -prostoru za 2D slikanje po metodi projekcijske rekonstrukcije.

Če bi hoteli tako zbran signal z diskretno Fourierovo transformacijo rekonstruirati v sliko (enačba (3.10)), bi morali zvezdast vzorec točk signala interpolirati na kvadratno mrežo točk. To pa prinese precejšnje računske napake, zato sliko v tem primeru rekonstruiramo po metodi filtrirane vzvratne projekcije (Brooks, Chiro, [6]). Tu najprej iz signalov NMR izračunamo spektre NMR - projekcije vzorca na smer φ , iz njih pa po računskem algoritmu (Radon, [7]) izračunamo dvodimenzionalno sliko.

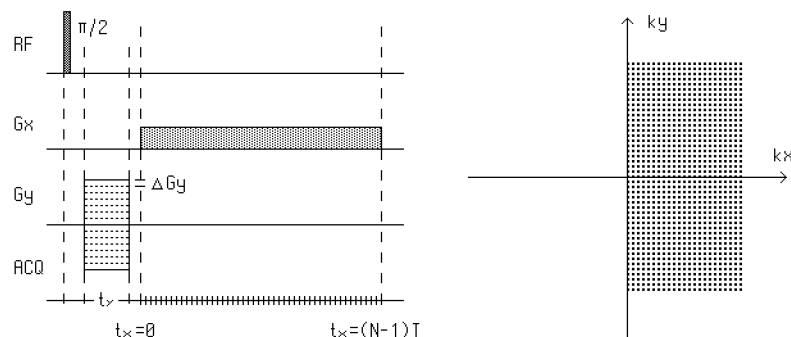
Prva slika je nastala po metodi projekcijske rekonstrukcije (Lauterbur 1973, [4]) in še danes se ta metoda uporablja. Odlikuje se s kratkim časom od RF pulza $\pi/2$ pa do začetka zajema signala in tehnično enostavnostjo, njena slabost pa je neenakomeren zajem

signala v k -prostoru in zahtevna rekonstrukcija slike. Metoda projekcijske rekonstrukcije je tudi osnova računalniške rentgenske tomografije.



Slika 3.5: Rekonstrukcija slike iz projekcij po metodi filtrirane vzvratne projekcije.

Slabost projekcijske rekonstrukcije, to je zvezdast vzorec točk zajema signala v k -prostoru je povezan s tem, da začnemo zajem signala vsakič v sredini k -prostora. Začetno točko zajema signala lahko premaknemo iz sredine k -prostora, če po RF pulzu $\pi/2$ in pred zajemom signala - to je v tako imenovani evolucijski periodi delujemo na jedra v vzorcu z gradienti magnetnega polja. Tako lahko na primer začetno točko zajema signala premaknemo vzdolž k_y osi za $k_y = (1/2\pi)\gamma G_y t_y$, če za čas t_y vklopimo gradient magnetnega polja v y smeri - G_y . Učinek gradienta G_y na jedra v vzorcu je ta, da jim

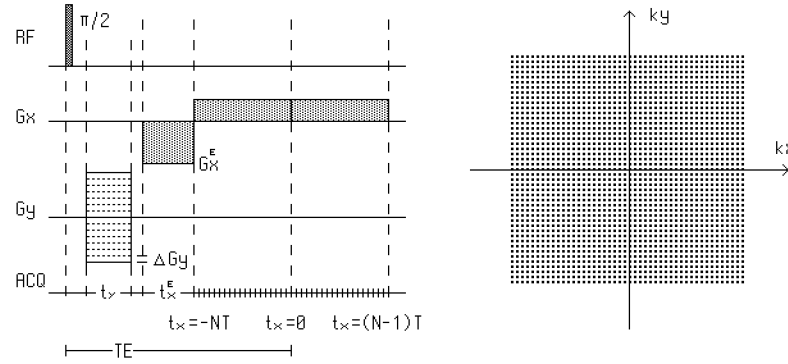


Slika 3.6: Pulzno zaporedje in vzorčenje v k -prostoru za 2DFT tehniko slikanja z zajemom signala le za $k_x > 0$.

spremeni fazo precesije. Jedra na mestih z različno y koordinato imajo po njem različno fazo precesije; ta je enaka $\phi(y) = \gamma G_y t_y y$. Zaradi učinka G_y na fazo jedrske precesije imenujemo G_y tudi fazni gradient. Faznemu gradientu sledi bralni gradient in sočasen zajem signala NMR. V našem primeru je bralni gradient, gradient magnetnega polja v x smeri - G_x . S pulznim zaporedjem: RF pulz $\pi/2$, vklop faznega gradienta G_y za čas t_y , vklop bralnega gradienta G_x in sočasen zajem signala NMR lahko torej zajamemo signal v N diskretnih točkah k -prostora, v smeri osi k_x za $k_x > 0$ in pri $k_y = (1/2\pi)\gamma G_y t_y$. Signal v mreži $2N \times N$ točk k -prostora lahko zajamemo z $2N$ kratnim ponavljanjem tega zaporedja, če mu vsakič povečamo G_y za ΔG_y od začetne vrednosti $G_y = -N\Delta G_y$ do končne vrednosti $G_y = (N-1)\Delta G_y$, temu pa vsakič sledi vklop gradienta G_x in zajem signala v N točkah s časovnim intervalom vzorčenja T (slika 3.6). Od upodobitve vzorca

v sliko zahtevamo, da je njena povečava v x in y smeri enaka. Le tako se lahko ohrani podobnost med vzorcem in sliko. To dosežemo z zahtevo $t_y \Delta G_y = T G_x$.

Signal za negativne k_x nismo zajeli, vendar lahko kljub temu z inverzno Fourierovo transformacijo (enačba (3.10)) izračunamo sliko, če signal za negativne k_x izračunamo iz signala za pozitivne k_x po zvezi $S(-\vec{k}) = S(\vec{k})^*$. Ta zveza sledi iz enačbe (3.9), če privzamemo, da je $\rho(\vec{r})$ realen. Gostota jeder na enoto prostornine $\rho(\vec{r})$ je realna količina le v našem teoretskem modelu, v resnici pa je to kompleksna količina katere faza je nehomogena. Njena absolutna vrednost $|\rho(\vec{r})|$ ustreza gostoti jeder, fazna nehomogenost pa je posledica nehomogenosti polja B_0 . Sliko NMR moramo torej iskati kot $|\rho(\vec{r})|$. Ker v splošnem $|\rho(\vec{r})| \neq \Re(\rho(\vec{r}))$ si z opisanim računskim postopkom v praksi ne moremo pomagati, tako da je zajem signala iz cele k -ravnine neizogiben.



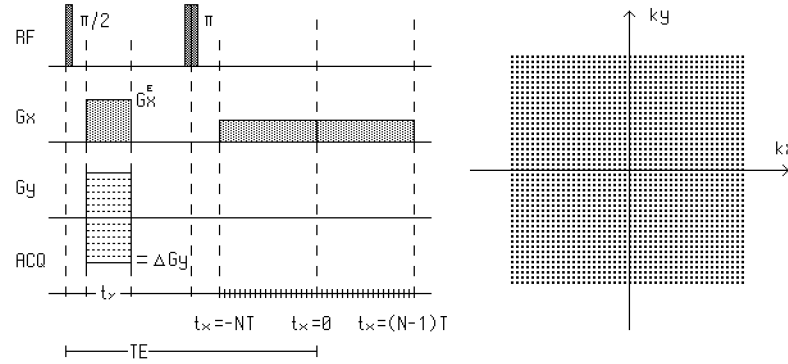
Slika 3.7: Pulzno zaporedje in vzorčenje v k -prostoru za 2DFT tehniko slikanja z gradientnim odmevom.

Najenostavnejši način kako zajeti signal iz cele k -ravnine je ta, da opisano zaporedje (slika 3.6) ponovimo najprej za pozitivno vrednost bralnega gradienta G_x , tako zajamemo signal za pozitivne k_x , potem pa ponovimo to zaporedje še pri nasprotni vrednosti bralnega gradienta, torej $-G_x$ in tako zajamemo signal še za negativne k_x . Tak način zajema signala je zamuden, saj zahteva kar $4N$ ponovitev zaporedja. Če v evolucijski periodi vsakič za enak čas t_x^E poleg faznega gradienta G_y vklopimo še bralni gradient G_x^E , potem lahko s pol manj ponovitvami pulznega zaporedja zajamemo ves signal. G_x^E mora imeti nasprotni predznak kot G_x , njegovo trajanje pa mora biti dovolj dolgo, da prestavi k_x pred začetek zajema signala v negativni k_x polravnini; torej $|G_x^E| t_x^E \geq G_x NT$ (slika 3.7). Čas $t_x = 0$ sedaj ne sovpada več z vklopom bralnega gradienta G_x ampak je od tega trenutka zakasnjjen za $t_x^E |G_x^E| / G_x$. Toliko časa namreč potrebujejo jedra, da v prisotnosti gradienta G_x odpravijo fazni pomik v precesiji jeder povzročen z gradientom G_x^E . Pravimo tudi, da ob času $t_x = 0$ pride do tako imenovanega gradientnega odmeva.

Ker zajem signala iz sredine k -prostora ne sledi takoj pulzu $\pi/2$ ampak je od njega zakasnjjen za TE (slika 3.7), pride do zmanjšanja signala NMR za faktor $\exp(-TE/T_2^*)$ v primerjavi s takojšnjim zajemom signala. Slika NMR sedaj ni več le gostotna slika jeder, ampak je obtežena še z dodatnim faktorjem $\exp(-TE/T_2^*)$. Dobimo torej T_2^* obteženo sliko.

Bolj kot T_2^* obteženo sliko si pogosto želimo posneti T_2 obteženo sliko. Do te lahko pridemo, če pulznemu zaporedju gradientnega odmeva (slika 3.7) dodamo še RF pulz π

in tako dobimo poleg gradientnega odmeva, še spinski odmev. Od tega zahtevamo, da je sočasen z gradientnim odmevom. To dosežemo tako, da RF pulz π sledi RF pulzu $\pi/2$ po času $\tau = TE/2$ (slika 3.8). Signal v sredini k -prostora je tako zmanjšan le še za faktor $\exp(-TE/T_2)$ in ne več za $\exp(-TE/T_2^*)$, slika NMR pa je T_2 obtežena. Gradient G_x^E lahko prestavimo tudi pred RF pulz π . V tem primeru moramo spremeniti njegov predznak iz negativnega v pozitivnega. Namreč jedra imajo po RF pulzu π nasprotno fazo precesije in v tem primeru ravno takšno kot bi jo dobili z negativnim gradientom G_x^E po RF pulzu π .



Slika 3.8: Pulzno zaporedje in vzorčenje v k -prostoru za 2DFT tehniko slikanja s spinskim odmevom.

V vseh dosedanjih primerih smo zamolčali vpliv T_1 relaksacije na sliko. Ta vsekakor obstaja in je za vse navedene primere enak. Odvisen je od tega kako hitro ponavljamo pulzna zaporedja slikanja. Če si ta sledijo s časovnimi presledki TR , potem je slika obtežena še z dodatnim faktorjem $(1 - \exp(-TR/T_1))$.

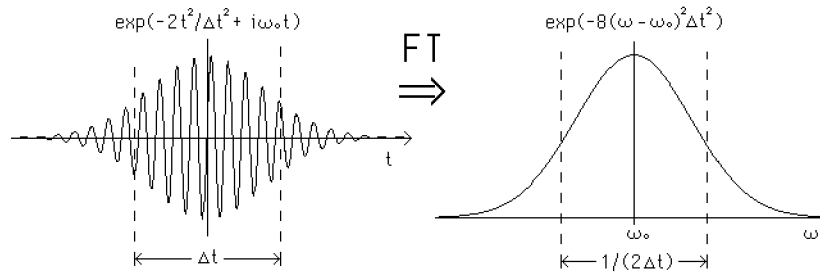
Doslej je bilo govora le o slikanju v dveh dimenzijah, nič pa še ni bilo povedano o tem, kako lahko ločimo signal po krajevnem izvoru še vzdolž preostale - v našem primeru je to z koordinate. Pogosto prave tridimenzionalne slike niti ne želimo posneti. V teh primerih se zadovoljimo le z dvodimenzionalno sliko rezine vzorca. Če uspemo vzbuditi jedra le v tej rezini, potem je problem slikanja le še dvodimenzionalen in tako sliko znamo posneti.

Naš cilj je torej vzbuditi v precesijo le jedra znotraj neke dobro definirane rezine; definirano rezino se tu nanaša na njeno orientacijo, lego in debelino. To dosežemo s postopkom, ki mu pravimo selektivna vzbuditev jeder. Osnovna ideja selektivne vzbuditve je v uporabi oblikovanih dolgotrajajočih RF pulzov v kombinaciji z ustreznim gradientom magnetnega polja. Če se omejimo le na RF pulze, ki odklonijo jedrsko magnetizacijo za majhen kot od ravnovesne lege, potem velja v tem primeru linearni odziv jeder - transversalna komponenta magnetizacije je sorazmerna RF polju B_1 . Za tak pulz se da pokazati (Callaghan, [5], str. 103-105), da ob prisotnem gradientu magnetnega polja G_z , ki je vklopljen od časa $-t_z$ do t_z dobimo z RF pulzom $B_1(t)$ sledeč profil transversalne magnetizacije $\widetilde{M}' = M_{x'} + iM_{y'}$ vzdolž osi z

$$\widetilde{M}'(z) = i\gamma M_0 \exp(-i\gamma G_z z t_z) \int_{-t_z}^{t_z} B_1(t) \exp(i\gamma G_z z t) dt ; \quad (3.11)$$

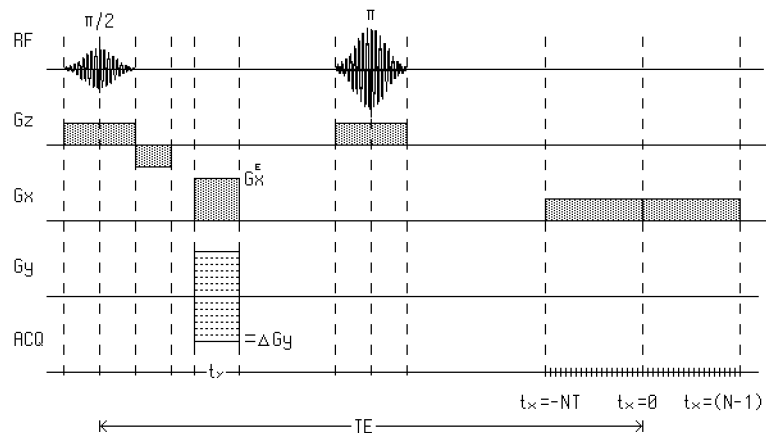
tu je M_0 ravnovesna magnetizacija, $B_1(t)$ pa amplituda vrtečega se RF polja - ovojnica RF pulza. Vidimo lahko, da je profil transversalne magnetizacije vzdolž osi z sorazmeren

Fourierovi transformaciji RF pulza. Z RF pulzom lahko torej vzbudimo le tista jedra, katerih precesijske frekvence so v področju spektra RF pulza. V primeru RF pulza Gaussove oblike ovojnice in širine Δt lahko tako vzbudimo jedra znotraj rezine debeline $1/(2\gamma G_z \Delta t)$; profil te rezine pa ima zopet Gaussovo obliko (slika 3.9). Fourierova transformacija Gaussove funkcije širine Δt je namreč zopet Gaussova funkcija frekvenčne širine $1/(2\Delta t)$. Lega te rezine je odvisna od frekvence modulacije RF pulza. Če je frekvenca modulacije enaka ω_z , potem se rezina nahaja pri $z = (\omega_z - \omega_0)/(\gamma G_z)$.



Slika 3.9: Selektiven RF pulz Gaussove oblike in njemu pripadajoč profil rezine.

Ker je najpogostejše cilj vzbuditi jedra v rezini s škatlastim profilom, se poleg oblikovanih RF pulzov z Gaussovim časovnim potekom ovojnice največ uporabljajo RF pulzi s časovnim potekom ovojnice v obliki funkcije $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$; Fourierova transformiranka te funkcije je škatlasta funkcija. Nasploh je za vse oblikovane RF pulze značilno precej daljše trajanje (približno 1000 krat) in za enak faktor nižja amplituda od tako imenovanih trdih pulzov, ki se uporabljajo v spektroskopiji NMR. Oblikovane dolgotrajajoče RF pulze imenujemo tudi selektivne oziroma mehke pulze. Tako kot poznamo v spektroskopiji trde RF pulze dolžine $\pi/2$ in π , poznamo tudi mehke RF pulze dolžine $\pi/2$ in π , vendar moramo tu dolžino pulza nastavljanje izključno s spreminjanjem amplitude in nikakor trajanja. Linearen odziv za RF pulze dolžine $\pi/2$ ali π ne velja več, vendar to ne spremeni bistveno fizikalne slike (enačba (3.11)) zgrajene na osnovi predpostavke linearne odziva.



Slika 3.10: Pulzno zaporedje za 2DFT tehniko slikanja s spinskim odmevom v treh dimenzijah.

Iz enačbe (3.11) pa je razvidno, da imajo jedra po končanem RF selektivnem pulzu z z koordinato spreminjajočo se fazo precesije $\phi = \gamma G_z z t_z$. Te fazne napake ne sme biti, če želimo to rezino uporabiti za dvodimenzionalno slikanje z NMR po metodi 2DFT. Spreminjanje faze znotraj debeline rezine lahko odpravimo, če za čas t_z vklopimo gradient $-G_z$; v enačbi (3.11) tako odpade fazni faktor $\exp(-i\gamma G_z z t_z)$. Če pulznemu zaporedju za 2DFT tehniko slikanja s spinskim odmevom (slika 3.8) dodamo še del zaporedja za selektivno vzbuditev jeder - dodamo gradient za rezino in nadomestimo trda RF pulza $\pi/2$ in π z ustreznima mehka selektivnima RF pulzoma, potem dobimo primer najbolj razširjenega pulznega zaporedja za slikanje z NMR v treh dimenzijah (slika 3.10).

3.3 Eksperiment slikanja in oprema laboratorija za slikanje z NMR

Vsak eksperiment slikanja NMR se začne s pripravo vzorca - to je z njegovo namestitvijo v RF sondo v magnetu. Temu sledi uglasčevanje RF sonde na frekvenco jedrske precesije in nato kontrola homogenosti magnetnega polja. Izbrati moramo pulzno zaporedje, s katerim bomo slikali in za njega nastaviti jakost RF pulzov in nivo sprejemnika. Pred začetkom slikanja moramo določiti tudi vse parametre slikanja; ti so v primeru 2DFT tehnike s spinskim odmevom:

- N - dimenzija matrike slike. Zaradi rekonstrukcije slike s hitro Fourierovo transformacijo je N vedno potenca števila 2 (tipično $N = 256$).
- FOV (field of view) - vidno polje. Velikost videnega polja je določena z elementom k -prostora $\Delta k = (1/2\pi)\gamma G_x T = (1/2\pi)\gamma \Delta G_y t_y$. Velja namreč $FOV = 1/\Delta k$.
- $SLTH$ (slice thickness) - debelina rezine. Obratno je sorazmerna selektivnemu gradientu G_z in njegovemu trajanju Δt . Približno je enaka $SLTH = 1/(2\gamma G_z \Delta t)$.
- TE (echo time) - čas od RF pulza $\pi/2$ do spinskega odmeva.
- TR (repetition time) - čas med dvema zaporednima ponovitvama zaporedja slikanja.
- NS (number of scans) - število povprečitev slike.

Kontrast slike močno zavisi od izbire parametrov slikanja TE in TR . V primeru 2DFT tehnike slikanja s spinskim odmevom je intenziteta slike enaka

$$I = \rho(1 - \exp(-TR/T_1)) \exp(-TE/T_2) \quad . \quad (3.12)$$

Posnamemo lahko gostotno sliko - ρ obteženo, če izberemo $TR \gg T_1$ in $TE \ll T_2$; T_1 obteženo sliko dobimo pri $TR \approx T_1$ in $TE \ll T_2$ in T_2 obteženo sliko pri $TR \gg T_1$ in $TE \approx T_2$. Vsaka slika ima tudi šum. V glavnem je to termični šum RF sonde in sprejemne elektronike. Šum v sliki je definiran kot

$$\sigma = \sqrt{\langle I_x^2 \rangle + \langle I_y^2 \rangle} = \sqrt{\langle I^2 \rangle} \quad ; \quad (3.13)$$

kjer je I_x (I_y) intenziteta realne (imaginarne) slike v delu slike brez vzorca. Razmerje signal/šum SNR v sliki je definirano kot $SNR = I/\sigma$.

Opremo laboratorija za NMR tomografijo lahko razdelimo na magnet s pripadajočo merilno opremo, kamor spadajo:

- Magnet: Ta je osnova sploh za vsak eksperiment NMR. Od njega zahtevamo, da ustvarja zelo močno statično magnetno polje B_0 . Tipično so ta polja velikostnega reda nekaj Tesla, kar ustreza precesijskim frekvencam vodikovih jeder velikostnega reda 100 MHz. Od magneta zahtevamo, da ustvarja tudi zelo homogeno magnetno polje. Najpogosteje se uporabljajo superprevodni magneti, ki se poleg stalnega močnega magnetnega polja odlikujejo tudi z zelo dobro stabilnostjo polja.
- Tuljave za homogenizacijo polja: Ker samo magnetno polje magneta ni nikoli dovolj homogeno, pa tudi vsak nov vzorec zaradi različne susceptibilnosti, na svoj način poruši homogenost magnetnega polja, je potrebno homogenost magneta izboljševati z dodatnimi tuljavami za homogenizacijo magnetnega polja. Vsaka od teh tuljav ustvarja svoj tip nehomogenega polja: linearno naraščajoča polja s smermi naraščanja polja v x , y ali z smeri, kvadratična polja, ki naraščajo s koordinato kot x^2 , y^2 , z^2 , xy , xz , yz , kubična polja ... Z ustrezno linearno kombinacijo teh polj lahko izboljšamo homogenost magnetnega polja v vzorcu.
- Gradientne tuljave: Te tuljave so osnova za slikanje z NMR. Uporabljajo se tri gradientne tuljave, ki ustvarjajo linearno naraščajoča magnetna polja paralelna z $\vec{B}_0$ in smerjo naraščanja vzdolž x , y in z osi. Jakost gradientnih magnetnih polj je tipično velikostnega reda 10 mT/m, pri mikroslikanju pa so ti gradienti lahko tudi za faktor desetkrat ali celo stokrat večji.
- Sonda: To je v bistvu nihajni krog uglasen na precesijske frekvence jeder. Pri slikanju od sonde zahtevamo tudi, da ustvarja kar se da homogeno vrteče se magnetno polje B_1 . Zaradi potrebe po zelo visokih lastnih frekvencah nihajnega kroga običajna solenoidna tuljava ni primerna, ker ima previsoko induktivnost. Zato se pogosteje uporabljajo sedlaste tuljave, površinske tuljave ali resonatorji v obliki ptičje kletke.

Drugi del opreme pa je elektronska oprema namenjena izvajanju pulznih zaporedij, zajemu signala in njegovi obdelavi s končnim rezultatom v sliki NMR. Sem spadajo:

- Računalnik: Ta je srce elektronskega dela opreme. Računalnik skrbi za izvajanje pulznih zaporedij, ima ves čas nadzor nad vso spremljajočo elektronsko opremo in je zadolžen za izračun slike iz zajetega signala NMR. Namenjen je tudi nadaljnji obdelavi slik in njihovem arhiviranju.
- RF oscilator: Ta naprava generira štiri zelo stabilne RF signale frekvence ω_0 in faznih zakasnitev $\varphi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$. To so referenčni signali $[x], [y], [-x], [-y]$. Uporabljajo se pri generiranju RF pulzov in pri fazni detekciji signala.
- Generator oblik signalov: To je v bistvu digitalno-analogni pretvornik, ki po navodilih računalnika generira obliko ovojnice za oblikovane RF pulze ali signale za gradientne pulze.

-
- Slika 1

Slika 3.11: Shema opreme laboratorija za slikanje z NMR.