

POLITECHNIKA WARSZAWSKA
WYDZIAŁ ELEKTRONIKI I TECHNIK INFORMACYJNYCH
INSTYTUT RADIOELEKTRONIKI
ZAKŁAD ELEKTRONIKI JĄDROWEJ I MEDYCZNEJ

Laboratorium

PODSTAWY OBRAZOWANIA MEDYCZNEGO

Ćwiczenie nr 4

Podstawy fizyczne obrazowania MRI

Opracował: mgr inż. Mateusz Orzechowski
mgr inż. Łukasz Kołaszewski

Warszawa, kwiecień 2009 r.

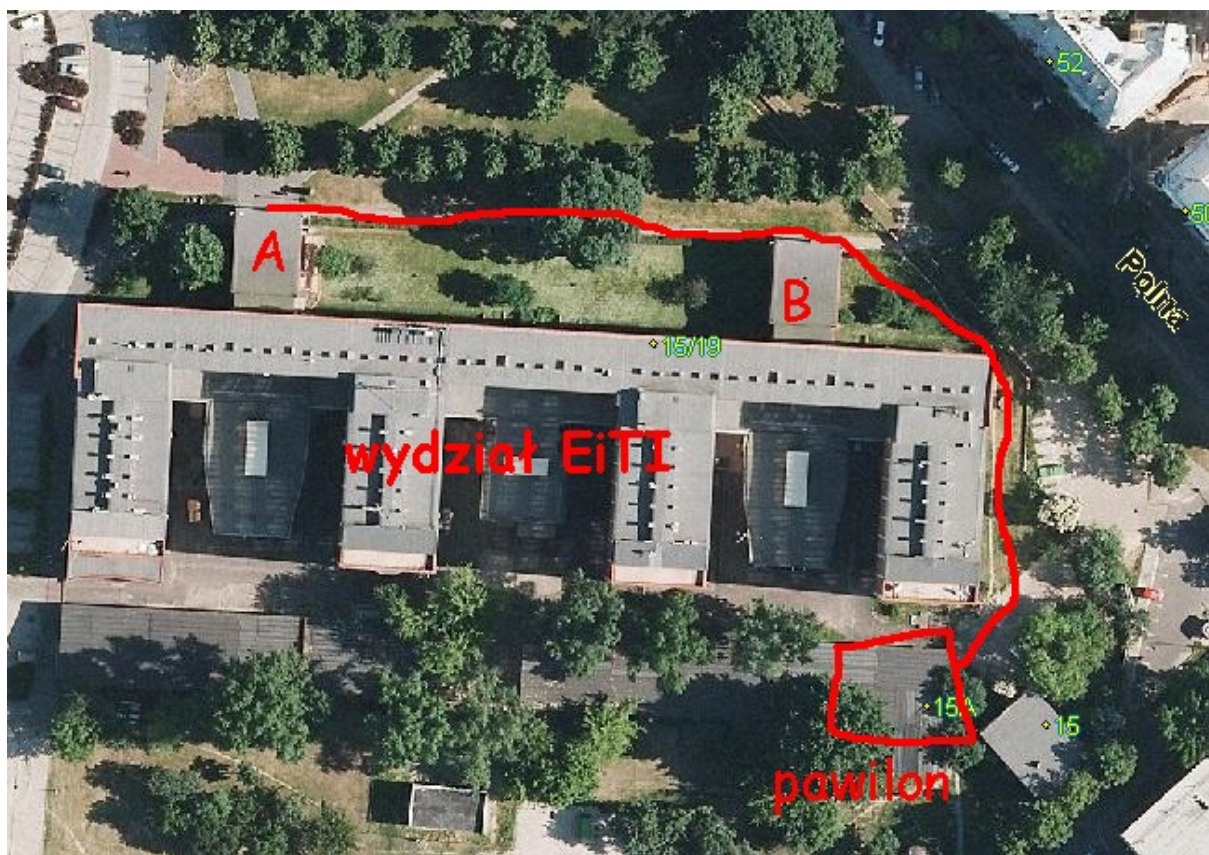
1. Cel ćwiczenia

- Zrozumienie zjawiska jądrowego rezonansu magnetycznego - NMR.
- Zapoznanie się ze sposobami detekcji sygnału rezonansu jądrowego.
- Zbadanie wpływu czasów relaksacji T_1 i T_2 oraz gęstości protonowej PD na amplitudę sygnału NMR.

2. Podstawowe założenia i koncepcja ćwiczenia

Podstawowym założeniem dydaktycznym ćwiczenia jest zdobycie praktycznej wiedzy dotyczącej jądrowego rezonansu magnetycznego NMR. Zagadnienie to obejmuje: podstawy fizyczne zjawiska, metody detekcji sygnału oraz wpływ parametrów materiałowych (czasy relaksacji oraz gęstość protonowa) na wielkość detekowanego sygnału. W szczególności ćwiczenie polega na doborze parametrów typowej sekwencji wykorzystywanej w obrazowaniu NMR noszącej nazwę SE (ang. *Spin-Echo*). Dobór ten prowadzony będzie dla zestawu próbek o różnych czasach relaksacji T_1 i T_2 . Podczas ćwiczenia studenci zapoznają się również z budową skanera MR oraz zasadami projektowania i programowania sekwencji pomiarowych. Laboratorium będzie miało charakter poglądowy z elementami pomiarowymi. Wszystkie pomiary będą wykonywane przy pomocy skanera BRUKER BNT-1000 wraz z dodatkowym oprzyrządowaniem.

Przed przystąpieniem do ćwiczenia należy zapoznać się z częścią teoretyczną niniejszej instrukcji!



Plan dotarcia do pawilonu, w którym znajduje się laboratorium NMR.

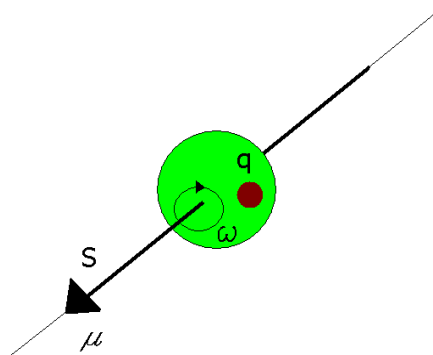
3. Podstawy teoretyczne

3.1. Fizyczne Podstawy Rezonansu Magnetycznego

Technika MR oparta jest na zjawisku rezonansu, który może być rozumiany jako synchroniczne drgania poszczególnych elementów systemu (jeden z nich jest „dostrojony” do częstotliwości drugiego). Inaczej mówiąc pomiędzy tymi elementami zachodzi wymiana energii. Zjawisko rezonansu jest często obserwowane w różnych formach. Jego warunki są określane przez pewne charakterystyczne wielkości fizyczne: rozmiary, masę, energię. Makroskopowym przykładem powyższego zjawiska może być np. drgająca struna. W skali mikroskopowej modele układów rezonansowych są bardziej złożone i opierają się na teorii kwantowej struktury materii.

3.1.1. Model Atomu

Przy analizowaniu problemu wygodnie jest posługiwać się modelem o cechach mających istotny wpływ na zachodzące procesy. Zjawisko jądrowego rezonansu magnetycznego zachodzi na poziomie pojedynczych atomów, dlatego w celu wygodnego i zrozumiałego opisu stworzony został odpowiedni model atomu. Jądro atomu zbudowane jest z nukleonów (protonów i neutronów), posiadających określone spiny. W zależności od ich kierunków oraz liczb (parzystych lub nieparzystych) jądro też może posiadać spin. Można zatem wyobrazić sobie jądro atomu jako wirującą kulkę ładunku elektrycznego (Rysunek 1).



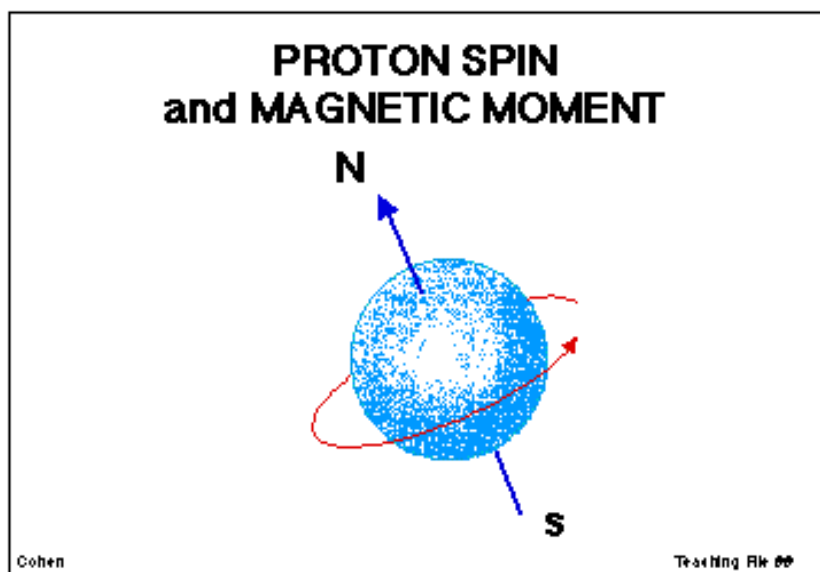
Rysunek 1: Model atomu używany w klasycznym opisie zjawiska rezonansu magnetycznego.

Ruch ładunku po okręgu wywołuje moment magnetyczny μ , natomiast ruch masy moment pędu S . Obie te wielkości są wektorami, których kierunek wyznacza oś spinu. Łączą się one zależnością:

$$\vec{\mu} = \vec{S} \cdot \gamma \quad (3.1)$$

gdzie γ jest stałą żyromagnetyczną.

Stała żyromagnetyczną jest wielkością charakterystyczną dla każdego atomu, co jest podstawą spektroskopii MR, a zatem jądro atomu można traktować jak mikroskopijny magnes (Rysunek 2).



Rysunek 2: Obracający się proton generuje pole magnetyczne, którego kierunek pokrywa się z osią obrotu, nasuwa to intuicyjne porównanie z igłą magnetyczną. Przyjęcie takiego modelu bardzo ułatwia interpretację zjawisk z dziedziny NMR. [2]

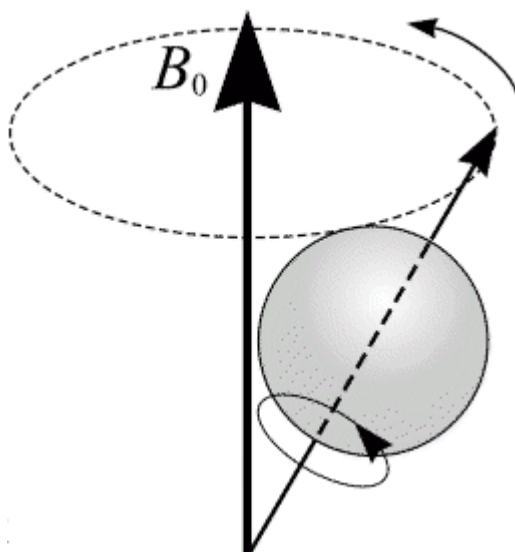
3.1.2. Precesja

Jeżeli na obracającą się masę, posiadającą moment pędu, zadziała siła zewnętrzna, której kierunek nie będzie zgodny z kierunkiem momentu pędu, masa ta zacznie wykonywać ruch precesyjny. W przypadku atomów siłę tę można wywołać poprzez umieszczenie ich w stałym polu magnetycznym. Skoro pojedynczy atom posiada moment magnetyczny, zacznie się on ustawiać wzdłuż linii pola magnetycznego, tak jak igła kompasu. Jednakże w przeciwieństwie do niej nie ustawi się on równolegle do linii pola. Zachowanie takie wynika z teorii kwantowej, która mówi, że nie wszystkie położenia momentu magnetycznego względem linii zewnętrznego pola są dozwolone. Możliwe są tylko takie położenia, przy których rzut wektora momentu pędu na wektor zewnętrznego pola jest równy całkowitej wielokrotności stałej Planck'a dzielonej przez 2π .

Skoro więc na obracający się atom działa siła zewnętrznego pola magnetycznego, wykonuje on ruch precesyjny z prędkością kątową ω_0 (Rysunek 3). Prędkość ta zależy od wartości zewnętrznego pola magnetycznego oraz właściwości atomu wyrażonych poprzez stałą żyromagnetyczną γ i wynosi:

$$\omega_0 = B_0 \cdot \gamma \quad (3.2)$$

Częstotliwość precesji ω_0 nazywana jest częstotliwością Larmor'a.



Rysunek 3: Ruch precesyjny protonu. Po umieszczeniu protonu w stałym polu magnetycznym B_0 zaczyna on precesować z prędkością kątową. Jest ona proporcjonalna do wartości stałego pola i stałej żyromagnetycznej. [1]

3.1.3. Warunki Rezonansu

Po przyłożeniu zewnętrznego stałego pola magnetycznego, protony będą posiadały względem niego pewną energię potencjalną. Te, które ustawione są zgodnie z liniami pola znajdują się w stanie o niższej energii, a ustawione przeciwnie - w stanie o wyższej energii. Zjawisko rezonansu magnetycznego polega na dostarczeniu z zewnątrz energii pozwalającej na przejście atomów pomiędzy tymi stanami. Aby wyprowadzić zależności opisujące warunki rezonansowe nieuniknione jest odniesienie się do teorii kwantowej.

Jak wcześniej wspomniano, nie wszystkie ułożenia wektora momentu magnetycznego atomu względem wektora pola magnetycznego są dozwolone. Wynika z tego, że atomy mogą znajdować się tylko w wybranych stanach energetycznych (należy pamiętać, że mowa tu o energii potencjalnej względem pola magnetycznego).

Moment pędu w przypadku jądra atomowego jest wartością kwantową i wyraża się w postaci:

$$\vec{S} = \vec{I} \cdot \hbar \quad (3.3)$$

gdzie I jest liczbą całkowitą, lub połówkową, \hbar - stała Plancka dzielona przez 2π , uwzględniając zależność (3.1) otrzymujemy:

$$\vec{\mu} = \gamma \cdot \hbar \cdot \vec{I} \quad (3.4)$$

gdzie μ - moment magnetyczny atomu.

Po umieszczeniu spinu w stałym polu magnetycznym o natężeniu H_0 jego energia względem tego pola będzie wyrażona przez operator H :

$$H = -\vec{H}_0 \cdot \vec{\mu} \quad (3.5)$$

Jeżeli przyjmiemy, że pole działa wzdłuż osi z układu współrzędnych oraz do wzoru (3.5), podstawimy zależność (3.4), to otrzymamy:

$$H = -\gamma \cdot \hbar \cdot \vec{H}_0 \cdot \vec{I}_z \quad (3.6)$$

Równanie (3.6) nazywane jest operatorem Zeemana. Operator I_z przyjmuje wartości własne:

$$m = -I, -I+1, \dots, +I \quad (3.7)$$

To tłumaczy fakt, że spin może przyjmować tylko wybrane pozycje względem linii pola, czyli spin w polu magnetycznym H_0 może znajdować się tylko w wybranych stanach energetycznych:

$$E_m = \langle -m | H | +m \rangle = \gamma \cdot \hbar \cdot H_0 \cdot m \quad (3.8)$$

W układach magnetycznych reguły wyboru pozwalają jedynie na przejścia pomiędzy stanami różniącymi się o $m = \pm 1/2$. Tak więc, aby przejście takie nastąpiło, należy dostarczyć energię równą:

$$\Delta E = \hbar \cdot \omega_0 \quad (3.9)$$

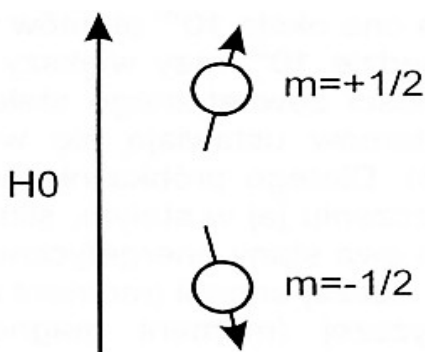
Można tego dokonać przez pobudzenie fotonami promieniowania elektromagnetycznego o pulsacji ω_0 , której wartość wynika z zależności:

Po przyrównaniu (3.8) i (3.9) otrzymujemy:

$$\omega_0 = -\gamma \cdot H_0 \quad (3.10)$$

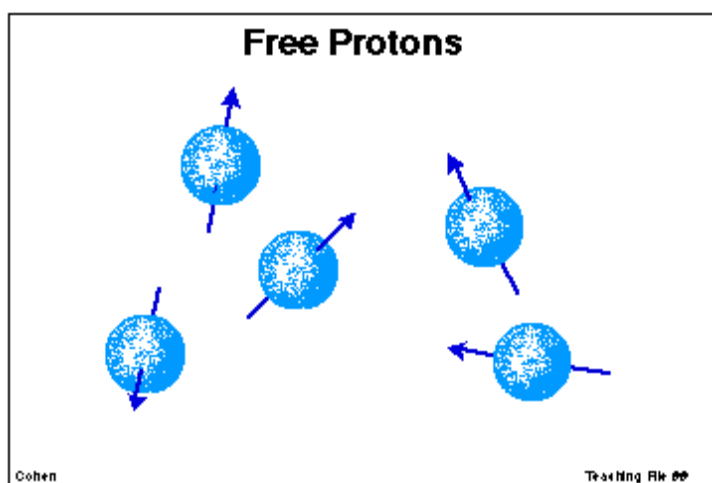
Równanie (3.10) jest warunkiem rezonansu, określającym zależność pomiędzy częstotliwością rezonansową a natężeniem stałego pola magnetycznego.

Najprostszym przypadkiem układu rezonansowego jest jądro wodoru, zawierające tylko jeden proton, dla którego $I = 1/2$ czyli możliwe są tylko dwa położenia względem pola magnetycznego H_0 : zgodne $m = +1/2$ lub przeciwne $m = -1/2$ (Rysunek 4).

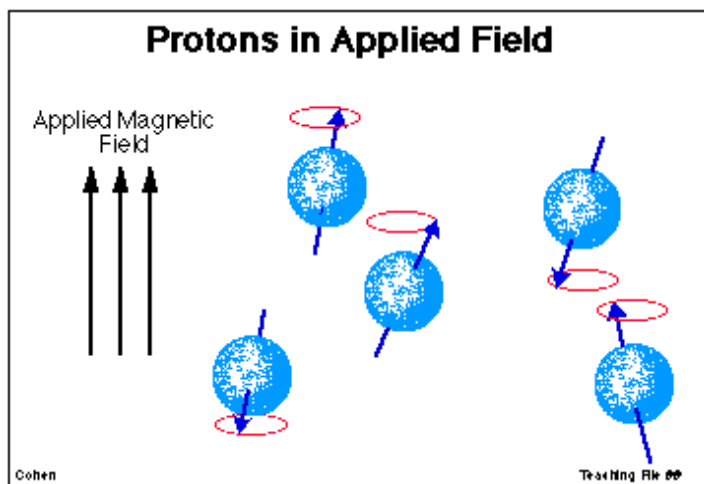


Rysunek 4: Model atomu wodoru umieszczonego w stałym polu magnetycznym. Dla wodoru możliwe są tylko dwa ułożenia względem linii zewnętrznego pola magnetycznego, zgodne lub przeciwne. W położeniu zgodnym energia atomu względem pola jest niższa niż w położeniu przeciwnym.

3.1.4. Magnetyzacja



Rysunek 5: Ułożenie momentów magnetycznych przy braku obecności zewnętrznego pola magnetycznego jest chaotyczne. Ponieważ magnetyzacja makroskopowa próbki materii jest ich wektorową sumą, będzie ona równa zero. [2]



Rysunek 6: Po umieszczeniu próbki w stałym polu magnetycznym, momenty magnetyczne atomów ustawią się „równoległe” do kierunku linii pola, zgodnie lub przeciwnie do jego zwrotu. Ponieważ liczba atomów ustawionych zgodnie jest większa od ustawionych przeciwnie, obserwowany będzie makroskopowy wektor magnetyzacji. [2]

Do tej pory zajmowaliśmy się opisem zjawisk dla pojedynczego atomu, nie uwzględniając faktu, że znajduje się on w otoczeniu innych atomów. Sytuacja taka jest czysto teoretyczna. Energia pochłaniana lub oddawana przez pojedynczy atom podczas przejść między stanami energetycznymi jest rzędu 10^{-5} do 10^{-7} eV, czyli znacząco mniejsza od energii drgań termicznych w temperaturze pokojowej. To powoduje, że obserwacja magnetyzacji pojedynczego atomu jest niemożliwa ze względu na stosunek sygnał/szum (S/N). Należy więc spojrzeć na zjawisko w skali makroskopowej. Dla przykładu zostanie rozpatrzona próbka 1 mikrolitra wody. Zawiera ona około 10^{20} atomów wodoru. Nie oznacza to jednak, że wektor magnetyzacji tej próbki będzie 10^{20} razy większy niż dla odizolowanego atomu. W stanie równowagi i braku obecności zewnętrznego stałego pola magnetycznego wektory magnetyzacji poszczególnych atomów ustawiają się w sposób chaotyczny i ich wypadkowa suma wektorowa wynosi zero (Rysunek 5). Dlatego próbka nie będzie posiadała makroskopowego wektora magnetyzacji. Po umieszczeniu jej w stałym, silnym polu magnetycznym (Rysunek 6), atomy wodoru mogą przyjąć tylko dwa stany energetyczne względem tego pola. Istotne jest, jaka ilość atomów obsadzi stan o niższej energii (moment magnetyczny zgodny z liniami pola magnetycznego), a jaka o wyższej (moment magnetyczny przeciwny do linii pola magnetycznego). Różnica ta decyduje o wielkości makroskopowego wektora magnetyzacji. Gdyby liczba atomów w obydwu stanach energetycznych była identyczna, to podobnie jak przy chaotycznym ustawieniu wektorowa suma ich magnetyzacji wynosiłaby zero. Jednakże rozkład obsadzenia stanów energetycznych względem pola magnetycznego podlega statystyce Boltzmann'a i stosunek liczby atomów o niższej energii do liczby atomów o wyższej energii wynosi:

$$\frac{N_p}{N_a} = e^{\left[\frac{E_p - E_a}{kT} \right]} \quad (3.11)$$

podstawiając równanie (3.8) otrzymujemy:

$$\frac{N_p}{N_a} = e^{\left[\frac{\gamma \cdot \hbar \cdot H_0}{kT} \right]} \quad (3.12)$$

gdzie k jest stałą Boltzmann'a i T - temperaturą materii.

Dla wodoru w temperaturze pokojowej ($T = 300$ K) stosunek obsadzeń wynosi:

$$\frac{N_p}{N_a} = 1.000007 \quad (3.13)$$

Jeśli $N(m)$ jest liczbą atomów w stanie m :

$$N(m) = \left[\frac{N}{(2N+1)} \right] \cdot \left[1 + \frac{\gamma \cdot \hbar \cdot H_0 \cdot m}{T} \right] \quad (3.14)$$

a liczba wszystkich atomów wynosi N :

$$N = \sum N(m) \quad (3.15)$$

To makroskopowy wektor magnetyzacji wynosi:

$$M = \sum N(m) \cdot \hbar \cdot m \quad (3.16)$$

co daje:

$$M = \left[\frac{N \cdot \gamma^2 \cdot \hbar^2 \cdot I \cdot (I+1)}{3 k T} \right] \cdot H_0 \quad (3.17)$$

Najistotniejszą informacją wynikającą z tej zależności jest fakt, że makroskopowy wektor magnetyzacji zależy liniowo od wartości przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego oraz ilości atomów w próbce.

Wracając do rozważań nad pojedynczym atomem należy przypomnieć, że można traktować go jak pseudo „igłę magnetyczną”, czyli że posiada on wektor magnetyzacji. Wiadomo również, że można wpływać na jego położenie poprzez dostarczanie energii w postaci kwantów promieniowania o określonej częstotliwości. Opisane zostanie teraz zachowanie się wektora magnetyzacji. Przy opisie zjawiska precesji wspomniano, że moment pędu zmienia się w czasie po przyłożeniu siły o kierunku nierównoległym do kierunku momentu pędu. Siłą tą jest moment obrotowy:

$$\frac{d\bar{S}}{dt} = L \quad (3.18)$$

korzystając z zależności (3.3) i (3.5) możemy napisać:

$$\frac{d(I \cdot \hbar)}{dt} = \bar{\mu} \times \bar{H}_0 \quad (3.19)$$

Ponieważ:

$$\bar{\mu} = \gamma \cdot \hbar \cdot I \quad (3.20)$$

to:

$$\frac{d\bar{\mu}}{dt} = \gamma \cdot \bar{\mu} \times \bar{H}_0 \quad (3.21)$$

Przechodząc do skali makroskopowej, czyli sumując po wszystkich atomach, równanie przyjmuje postać:

$$\frac{d\bar{M}}{dt} = \gamma \cdot \bar{M} \times \bar{H}_0 \quad (3.22)$$

Jest to równanie Bloch'a opisujące zachowanie się makroskopowego wektora magnetyzacji. Nie występuje w nim \hbar co oznacza, że z założeń mechaniki kwantowej udało się wyprowadzić równania opisujące ruch wektora w sposób klasyczny. Tak jak przyjęto wcześniej, wektor stałego pola magnetycznego B_0 jest zgodny z kierunkiem z , a wektor magnetyzacji możemy rozłożyć na trzy składowe: x , y , z :

$$\bar{M}(t) = \begin{bmatrix} M_x(t) \\ M_y(t) \\ M_z(t) \end{bmatrix} \quad (3.23)$$

oraz:

$$\vec{H}_0 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ H_0 \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

wtedy, korzystając z (3.22):

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} = \gamma \cdot \vec{M} \times \vec{H}_0 \quad (3.25)$$

czyli:

$$\begin{aligned} \frac{d M_x}{d t} &= \gamma \cdot H_0 \cdot M_y \\ \frac{d M_y}{d t} &= -\gamma \cdot H_0 \cdot M_x \\ \frac{d M_z}{d t} &= 0 \end{aligned} \quad (3.26)$$

Rozwiązanie tego układu równań jest następujące:

$$\begin{aligned} M_x(t) &= M_x(0) \cdot \cos(\gamma \cdot H_0 \cdot t) + M_y(0) \cdot \sin(\gamma \cdot H_0 \cdot t) \\ M_y(t) &= M_y(0) \cdot \cos(\gamma \cdot H_0 \cdot t) + M_x(0) \cdot \sin(\gamma \cdot H_0 \cdot t) \\ M_z(t) &= M_z(0) = \text{const.} \end{aligned} \quad (3.27)$$

Równania te opisują precesyjny ruch wektora magnetyzacji, zarówno dla pojedynczego atomu, jak i makroskopowego wektora magnetyzacji.

3.1.5. Rezonans

Z równań (31-33) wynika, że makroskopowy wektor magnetyzacji posiada dwie składowe: podłużną, stałą w czasie i zgodną z kierunkiem **z**, oraz poprzeczną, wirującą w płaszczyźnie **XY**. Wyprowadzając powyższe zależności nie uwzględniono faktu, że każdy ze spinów precesuje wokół linii stałego pola magnetycznego z inną fazą. Jeśli zsumuje się składowe poprzeczne wszystkich spinów okaże się, że ze względu na przypadkowość ich fazy, ich suma zeruje się (Rysunek 7). Po przyłożeniu dodatkowego zmiennego pola magnetycznego H_1 o częstotliwości ω_0 , w płaszczyźnie prostopadłej do H_0 zachodzi **zjawisko rezonansu magnetycznego**. Pojawia się składowa poprzeczna magnetyzacji, wirująca w płaszczyźnie **XY** z częstotliwością ω_0 (Rysunek 8). Jest to fenomen zjawiska rezonansu magnetycznego: wszystkie spiny zaczynają precesować z tą samą fazą. Zachowanie się składowej podłużnej można tłumaczyć na dwa sposoby. Pod wpływem promieniowania o częstotliwości ω_0 spiny o niższej energii, pochłaniając kwanty, przechodzą do stanu o wyższej energii, a spiny o wyższej energii są stymulowane do jej emisji i przechodzenia do stanu o niższej energii.

Ponieważ w stanie równowagi liczba atomów o niższej energii jest większa, zachodzi jej absorpcja. Po pochłonięciu pewnej energii liczba atomów w obu stanach wyrównuje się. Wtedy suma składowych podłużnych wektora magnetyzacji wyniesie zero, a ponieważ wszystkie wirują w tej samej fazie w skali makro, obserwowana jest tylko składowa poprzeczna. W taki sposób opisuje się rezonans magnetyczny na poziomie pojedynczych spinów. Jednak, dla lepszego zrozumienia, można tłumaczyć zjawisko w skali makro. Dla wygody wprowadza się nowy układ współrzędnych wirujący z częstotliwością rezonansową ω_0 . W takim układzie wektor zmiennego pola magnetycznego H_1 , jest stały i prostopadły do wektora magnetyzacji próbki, który precesuje wokół wektora H_1 . Można zatem odchylić wektor magnetyzacji od osi **z** o wybrany kąt, który jest zależny od czasu przyłożenia pola magnetycznego H_1 :

$$\theta = \omega_1 \cdot t \quad (3.28)$$

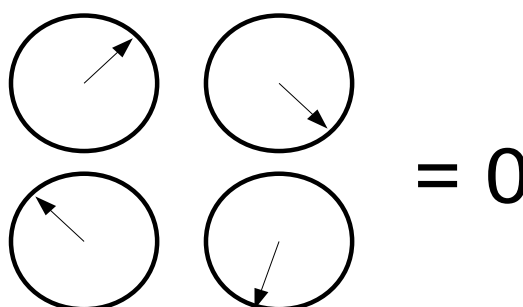
Z zależności (3.10), opisującej prędkość kątową precesji, wynika, że:

$$\theta = \gamma \cdot H_1 \cdot t \quad (3.29)$$

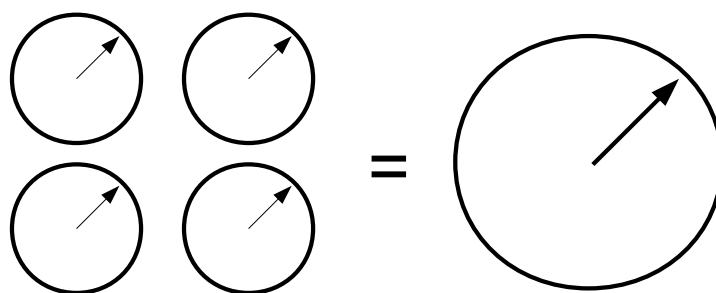
W szczególności możemy „położyć” wektor magnetyzacji w płaszczyźnie **XY**. Odpowiada to całkowitemu zanikowi składowej podłużnej magnetyzacji (Rysunek 9):

$$\frac{\pi}{2} = \gamma \cdot H_1 \cdot t_0 \quad (3.30)$$

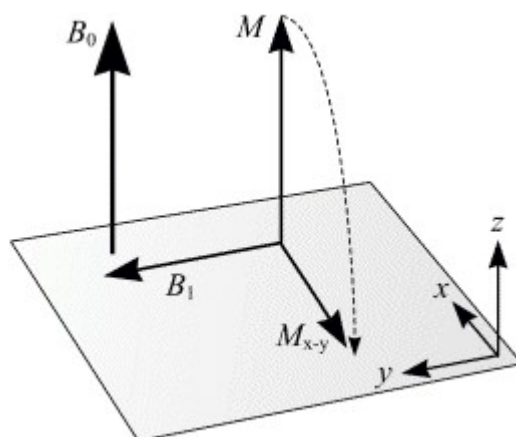
Czas t_0 jest czasem trwania impulsu pobudzającego nazywanego **impulsem 90°**, który jest podstawowym pobudzeniem wykorzystywanym w obrazowaniu MR.



Rysunek 7: Składowe poprzeczne wektorów magnetyzacji poszczególnych atomów wirują w jednej płaszczyźnie, prostopadłej do linii zewnętrznego z prędkością kątową i przypadkową fazą. To powoduje, że obserwowany makroskopowo wektor magnetyzacji poprzecznej jest zerowy.



Rysunek 8: Fenomenem zjawiska rezonansu magnetycznego jest synchronizacja wektorów magnetyzacji wszystkich atomów. Po pobudzeniu próbki impulsem o częstotliwości, wektory magnetyzacji wirują z tą samą fazą. Powoduje to, że możliwa jest obserwacja makroskopowego wektora magnetyzacji poprzecznej, czyli odbiór sygnału generowanego przez atomy.



Rysunek 9: Wpływ impulsu 90°. Magnetyzacja M zostaje „przekręcona” na płaszczyznę XY . Wielkość składowej poprzecznej M_{x-y} , widzianej w płaszczyźnie XY jest proporcjonalna do wielkości składowej podłużnej z chwili sprzed impulsu. [1]

3.1.6. Relaksacja i Nasycenie

W poprzednich paragrafach powiedziano, że próbka jest zdolna do zaabsorbowania energii oraz opisano zmiany wektora magnetyzacji w czasie trwania pobudzenia. Jeśli próbka jest pobudzona impulsem 90°, wtedy w chwili $t_0=0$ wektor magnetyzacji znajduje się w osi x . Zatem korzystając z równań (3.27) można zapisać:

$$\begin{aligned} M_x(t) &= M_x(0) \cdot \cos(\omega_0 \cdot t) \\ M_y(t) &= M_y(0) \cdot \sin(\omega_0 \cdot t) \\ M_z(t) &= 0 \end{aligned} \quad (3.31)$$

Z równań tych wynika, że wektor magnetyzacji wirowałby w płaszczyźnie XY w nieskończoność. Tak byłoby faktycznie, gdyby wszystkie spiny były odizolowane od sieci, jaką tworzą. Jednak w stanie równowagi termicznej wektor magnetyzacji znajdował się w osi z . Okazuje się zatem, że powyższe równania nie uwzględniają oddziaływań spinów ze środowiskiem, w jakim się znajdują. Pojedyncze atomy są magnesami, a ich pola magnetyczne modyfikują lokalnie wektor H_0 , czyli wprowadzają niejednorodności pola magnetycznego. Sieć atomów nie jest statyczna, wykonują one chaotyczne ruchy, a energia tych drgań jest wielokrotnie większa od różnicy pomiędzy stanami energetycznymi. To powoduje, że makroskopowy wektor magnetyzacji powraca do stanu równowagi. Proces ten nazywany jest **relaksacją** i można go podzielić na dwa składowe procesy: relaksację podłużną i poprzeczną. Wielkościami charakterystycznymi dla nich są stałe czasowe nazywane **czasami relaksacji podłużnej** - T_1 i **poprzecznej** - T_2 .

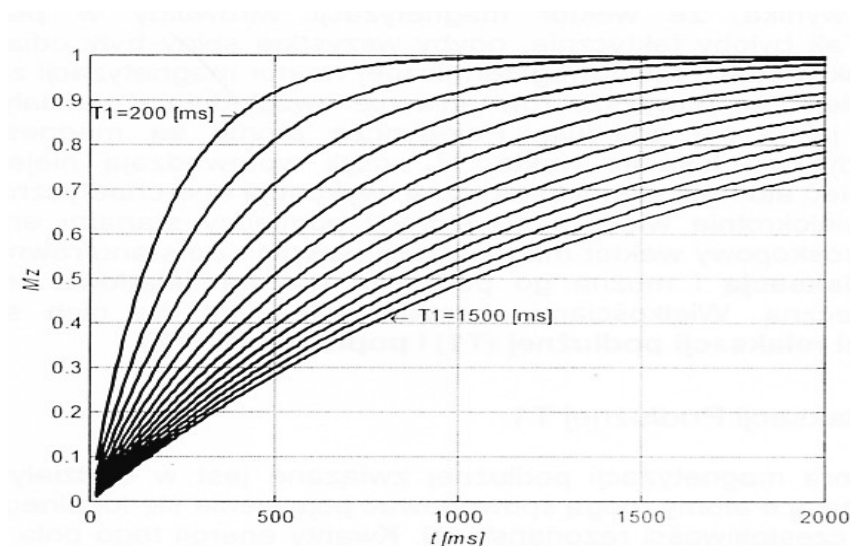
3.1.7. Czas relaksacji podłużnej T_1

Odtwarzanie wektora magnetyzacji podłużnej związane jest w oddziaływaniem spinów z siecią atomów. Drgające atomy mogą spowodować pojawienie się lokalnego zmiennego pola magnetycznego o częstotliwości rezonansowej. Kwanty energii tego pola będą stymulowały przejścia między stanami energetycznymi i z czasem spiny znajdą się w stanie równowagi, w którym większość z nich przyjmie niższą energię, a zatem wektor magnetyzacji podłużnej znajdzie się w pozycji wyjściowej. Proces odtwarzania wektora magnetyzacji podłużnej zachodzi ze stałą czasową T_1 (Rysunek 10).

$$M_z(t) = M_0 \cdot \left[1 - e^{\left(\frac{-t}{T_1} \right)} \right] \quad (3.32)$$

Wartości czasów T_1 dla wybranych narządów przedstawione są w tabeli poniżej:

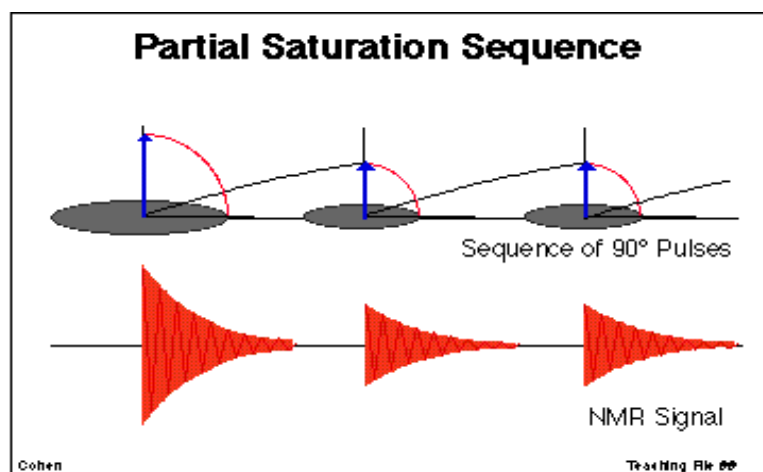
Rodzaj tkanki	T_1 [ms] zdrowa	T_1 [ms] zmiany patologiczne
Płuca	788	1000
Pierś	367	1080
Skóra	616	1047
Żołądek	765	1238
Mięśnie	1023	1413
Kość	554	1027
Wątroba	570	832
Śledziona	701	1113
Czysta woda	3100	-



Rysunek 10: Zmiany wektora magnetyzacji podłużnej w czasie po pobudzeniu impulsem 90° zróżnicowane pod kątem czasu relaksacji T_1 różnych tkanek. Wartość wektora jest znormalizowana do wartości spoczynkowej w trakcie równowagi termodynamicznej.

3.1.8. Nasycenie

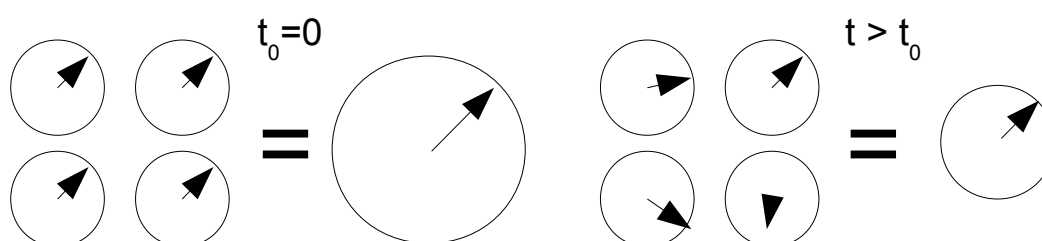
Jeśli próbka zostanie pobudzona powtórnie w chwili gdy wektor magnetyzacji podłużnej nie zostanie całkowicie odtworzony, to przy każdym kolejnym pobudzeniu wektor ten będzie mniejszy niż przy poprzednim. Zatem odbierany sygnał będzie słabszy. W skrajnym przypadku, gdy pobudzenia będą odpowiednio szybkie, makroskopowy wektor magnetyzacji będzie odtwarzał się w znikomym stopniu (Rysunek 11). Stan taki określa się jako **nasycenie**. Zanik magnetyzacji wynika z faktu wyrównania się liczby spinów obsadzających oba stany energetyczne. Ilość energii pochłanianej i emitowanej z próbki wyrównuje się. Z punktu widzenia obrazowania struktur nieruchomych nasycenie jest efektem niepożądanym. Stosuje się go jednak w obrazowaniu naczyń krwionośnych (MRA - *Magnetic Resonance Angiography*).



Rysunek 11: Zjawisko nasycenia. Jeśli czas pomiędzy kolejnymi pobudzeniami będzie porównywalny z czasem T_1 badanych tkanek, to składowa podłużna wektora magnetyzacji nie zdąży powrócić do stanu równowagi. Przy każdym kolejnym pobudzeniu będzie „obracany” coraz mniejszy wektor magnetyzacji, co będzie skutkowało zmniejszeniem amplitudy odbieranego sygnału FID. Jeśli pobudzenia będą odpowiednio szybkie można doprowadzić do sytuacji, w której wektor ten praktycznie nie będzie się odtwarzał. Mówi się wtedy o zjawisku nasyceniu próbek. [2]

3.1.9. Czas relaksacji poprzecznej T_2

Jak wspomniano, w momencie pobudzenia wszystkie spiny zaczynają wirować z tą samą fazą. Po wyłączeniu pobudzenia synchronizacja ta zanika, a co za tym idzie - zanika składowa poprzeczna magnetyzacji, będąca źródłem sygnału MR. Gdyby było to związane z tymi samymi efektami, które powodują powrót magnetyzacji podłużnej do stanu równowagi, oba procesy zachodziłyby z tą samą stałą czasową. Tak jednak się nie dzieje. Zanik składowej poprzecznej związany jest z niejednorodnościami pola wywołanymi wewnątrz poszczególnych atomów. Należy uwzględnić pola magnetyczne, wywołane przez krążące wokół jądra elektrony, które modyfikują wartość stałego pola H_0 . Na to nakładają się różnice w rozkładzie pola magnetycznego, np. w kościach i tkankach miękkiej. Efekty te powodują, że spiny w próbce precesują z różną prędkością kątową (Rysunek 12).

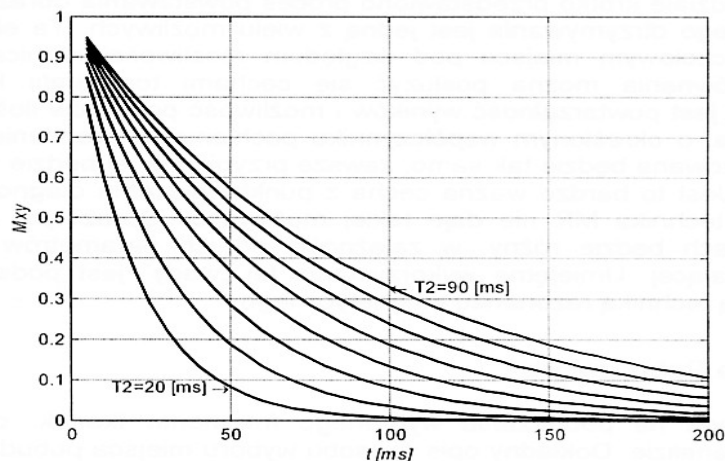


Rysunek 12: W chwili wyłączenia impulsu pobudzającego, wektory momentów magnetycznych wirują z tą samą fazą. Spiny nie są od siebie odizolowane, generują własne pola magnetyczne, zatem występują lokalne niejednorodności pola. Wynikiem tego jest zmiana prędkości kątowych poszczególnych spinów, co powoduje ich rozsynchronizowanie i zanik makroskopowego wektora magnetyzacji poprzecznej. Jest to proces relaksacji poprzecznej i zachodzi ze stałą czasową T_2 .

Stała czasowa zaniku składowej poprzecznej (rozsynchronizowania się spinów) T_2 nazywana jest **czasem relaksacji poprzecznej** (Rysunek 13).

Czasy relaksacji T_1 oraz T_2 są, obok gęstości protonowej PD (ang. *Proton Density*), parametrami charakteryzującymi właściwości materii w kontekście zjawiska MR.

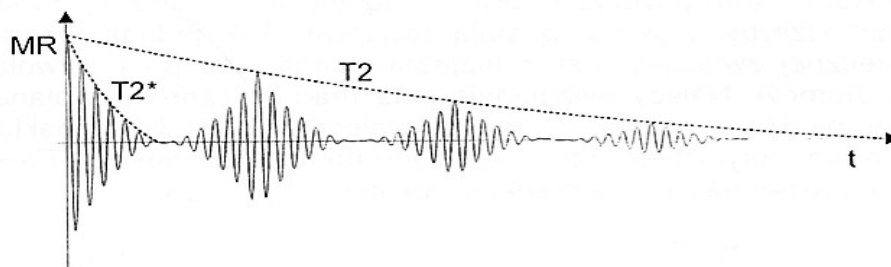
$$\begin{aligned} M_x(t) &= e^{-\frac{t}{T_2}} \cdot M_x(0) \cdot \cos(\omega_0 \cdot t) \\ M_y(t) &= e^{-\frac{t}{T_2}} \cdot M_y(0) \cdot \sin(\omega_0 \cdot t) \end{aligned} \quad (3.33)$$



Rysunek 13: Zmiany wektora magnetyzacji poprzecznej w czasie po pobudzeniu pokazane dla tkanek o różnym czasie relaksacji T_2 . Wartość wektora wyrażona jest jest znormalizowana do wartości maksymalnej.

3.1.10. Sygnał NMR

Znając zależności opisujące zachowanie się wektora magnetyzacji, można wyznaczyć przebieg sygnału MR, jaki będzie odbierany po pobudzeniu próbki. Po pobudzeniu impulsem 90° , makroskopowy wektor magnetyzacji podłużnej będzie wirował w płaszczyźnie XY. Zgodnie z tym, co powiedziano, będzie następowało rozsynchronizowanie poszczególnych atomów i zanik wektora magnetyzacji poprzecznej, a zatem zanik sygnału MR (Rysunek 14). Okazuje się jednak, że stała czasowa zaniku sygnału jest mniejsza niż teoretyczna. Dlatego wprowadza się oznaczenie T_2^* . Jest to rzeczywisty czas relaksacji poprzecznej, uwzględniający niejednorodności lokalnego pola magnetycznego H_0 , wynikające w głównej mierze z ograniczeń technologicznych. Odbierany sygnał MR jest nazywany sygnałem FID (ang. *Free Induction Decay*).



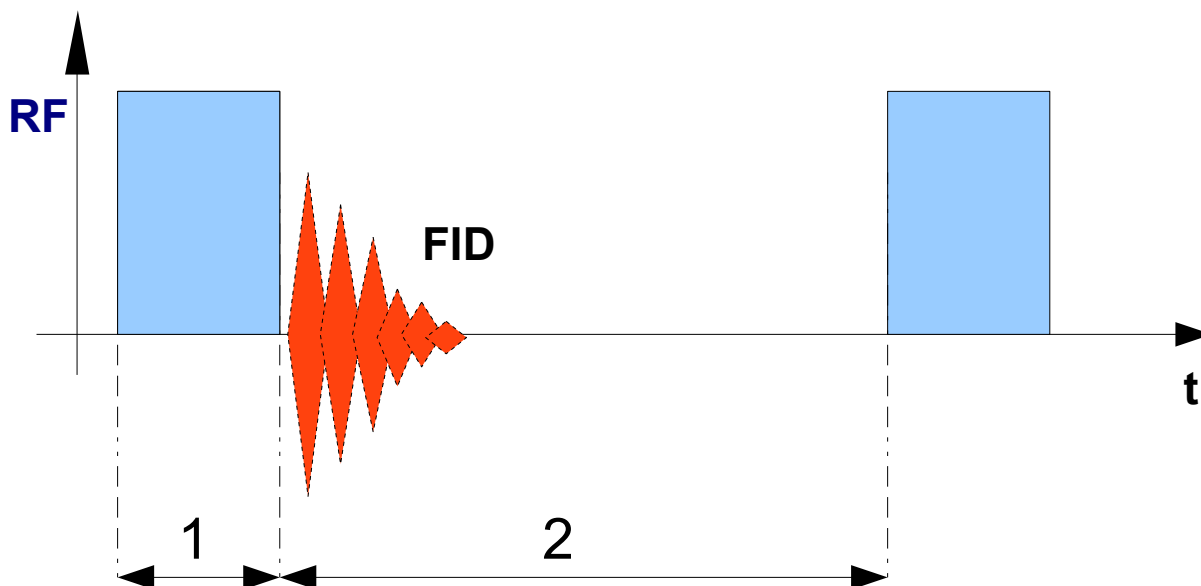
Rysunek 14: Po pobudzeniu synchronizacja wszystkich spinów powoduje generację sygnału NMR. Rozsynchronizowanie spinów powoduje jego zanik. Gdyby pole magnetyczne było idealnie jednorodne sygnał zanikałby ze stałą czasową T_2 . Jednak w rzeczywistości niejednorodności powodują szybszy zanik, ze stałą czasu T_2^* . Nie można zatem dokonać bezpośredniego pomiaru T_2 . Dokonuje się tego metodą wielokrotnego echa. Każde kolejne echo będzie miało zmniejszoną amplitudę, zgodnie z krzywą wykładniczą T_2 . [2]

3.2. Obrazowanie MR

W poprzednim rozdziale krótko przedstawiono źródło sygnału w skanerze MR, oraz trzy podstawowe parametry, od których zależy. Ta elastyczność stawia technikę MR na czołowym miejscu pod względem możliwości różnicowania dowolnych struktur. Dla porównania można posłużyć się cechami tomografii komputerowej. Jej niewątpliwą zaletą jest powtarzalność wyników i możliwość pomiarów ilościowych. Oznacza to, że dana tkanka, o określonym współczynniku pochłaniania promieniowania, w różnych tomografach obrazowana będzie tak samo, zawsze przypisana jej będzie ta sama wartość w skali Hounsfield'a. Jest to bardzo ważna cecha z punktu widzenia diagnostyki i interpretacji obrazu. Niestety, technika MR nie daje takiej możliwości. Obraz tych samych tkanek w różnych tomografach będzie różny, w zależności od ich parametrów oraz parametrów sekwencji pobudzającej. Umiejętne wykorzystanie tej „wady” jest podstawą efektywnego posługiwania się tą techniką rezonansu magnetycznego.

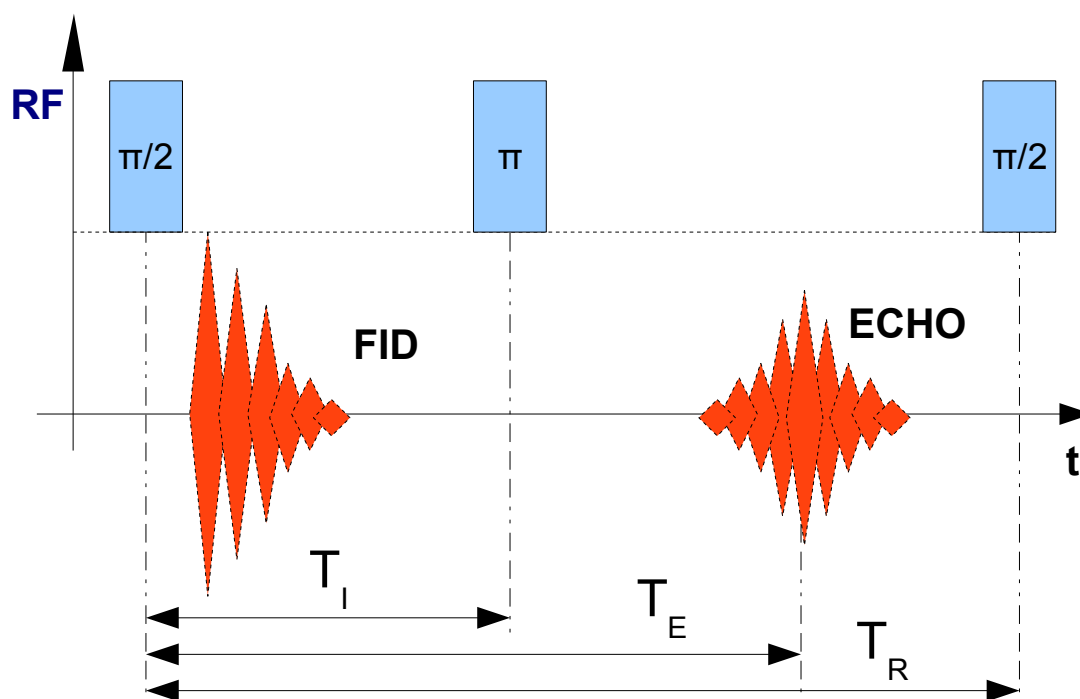
3.2.1. Sekwencja Pobudzająca

Badanie MR polega na pobudzaniu wybranego fragmentu tkanki, odbieraniu sygnału odpowiedzi i jego analizie. Dokładny opis sposobu wyboru miejsca pobudzenia nie będzie tu rozpatrywany, zajmiemy się natomiast sekwencją impulsów pobudzających. Ogólnie sekwencję możemy podzielić na dwa odcinki czasowe (Rysunek 15). Pierwszy z nich to czas trwania pobudzenia (1), podczas którego pole pobudzające H_1 , jest znacznie większe od stałego pola magnetycznego H_0 . Ponieważ czas ten jest wielokrotnie mniejszy niż czasy relaksacji, można zaniedbać efekty z nią związane. W poprzednim rozdziale powiedziano, że wektor magnetyzacji podczas pobudzenia wykonuje ruch precesyjny wokół wektora pola H_1 , z prędkością kątową. Wynika to z rozwiązania równań Bloch'a. W rzeczywistości ze względu na krótki czas trwania pobudzenia t wektor magnetyzacji odchyli się od położenia równowagi tylko o pewien kąt (wzór 35). W szczególności będzie to 90° lub 180° . W czasie pomiędzy kolejnymi pobudzeniami (odcinek 2) zachodzą procesy relaksacji podłużnej i poprzecznej. Ruch wektora magnetyzacji w tym czasie opisują równania będące rozwiązaniem równań Bloch'a.



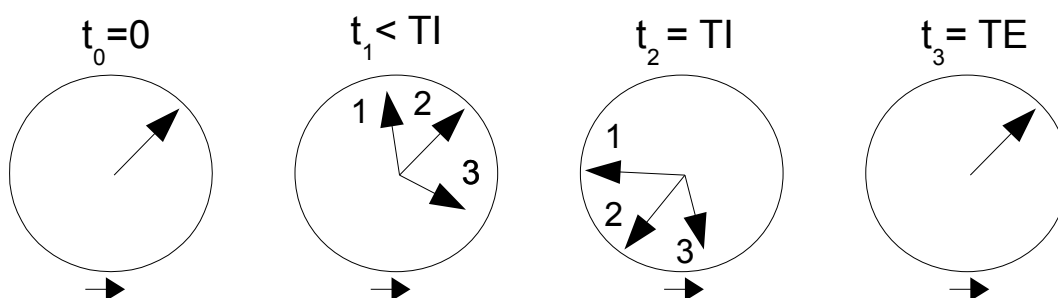
Rysunek 15: Ogólny podział sekwencji pobudzającej z pojedynczym impulsem. W czasie trwania pobudzenia RF (1) zmienne pole magnetyczne B_1 wpływa na przestrzenne położenie wektora magnetyzacji M . Po wyłączeniu zmiennego pola (2) zachodzą procesy relaksacyjne, podczas których wektor magnetyzacji powraca do stanu równowagi termodynamicznej.

3.2.2. Sekwencja Spin-Echo (SE)



Rysunek 16: Schemat sekwencji Spin-Echo. Ze względu na swą prostotę jest to najczęściej stosowana sekwencja pobudzająca. Składa się ona z dwóch impulsów (90° i 180°). Charakteryzują ją dwa czasy TE i TR. Czas TI wynika z czasu TE i łączy je zależność $TE = 2TI$.

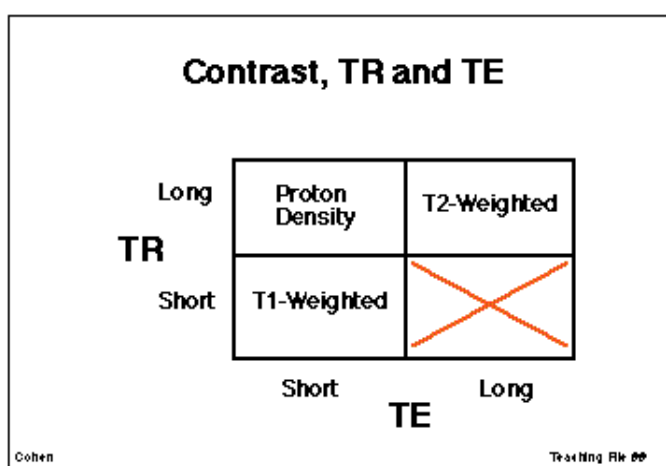
W praktyce diagnostycznej szeroko stosowaną sekwencją jest tzw. Sekwencja Spin Echo (Rysunek 16). Charakteryzuje się ona stosunkowo łatwą zależnością pomiędzy jej parametrami a cechami uzyskiwanego obrazu. Składają się na nią dwa impulsy pobudzające: 90° i 180° . Zadaniem pierwszego impulsu jest „położenie” makroskopowego wektora magnetyzacji w płaszczyźnie XY w celu zapewnienia maksymalnej możliwej amplitudy odbieranego sygnału. Drugi spełnia funkcję „synchronizatora” spinów. Wiadomo, że sygnał zanika ze stałą czasową T_2^* , która nie jest stałą opisującą badaną tkankę, a wynika z lokalnych niejednorodności pola magnetycznego. **Dlatego jeśli po czasie TI (ang. Inversion Time) próbka pobudzona zostanie impulsem 180° , spiny ulegną inwersji.** Można to interpretować jako zmianę znaku fazy poszczególnych wektorów magnetyzacji poprzecznej (Rysunek 14). **W wyniku tego po czasie TE = 2TI (ang. Echo Time), pojawi się sygnał echa.** Z powodu konieczności bardzo szybkiego przełączania aparatury nie odbiera się sygnału zaraz po wyłączeniu pobudzenia. **Następnie po czasie TR (ang. Repetition Time) następuje kolejny impuls 90° .** Czasy TR i TE są wielkościami charakteryzującymi sekwencję SE. Oczywiście istnieją pewne ograniczenia w zakresie ich doboru. Czas TE nie może być krótszy niż podwojony czas trwania sygnału FID, bowiem spowodowałoby to nałożenie się sygnału FID i echa. Natomiast zbyt szybkie powtarzanie pobudzenia spowoduje zanik sygnału co wynika z opisywanego zjawiska nasycenia.



Rysunek 17: Inwersja spinów i powstawanie sygnału echa. Zaraz po pobudzeniu (t_0) wszystkie spiny wirują w tej samej fazie. Z upływem czasu rozsynchronizowują się na skutek niejednorodności pola magnetycznego (t_1). Spiny wirują z różnymi prędkościami kątowymi, co powoduje, że część spinów wyprzedza (1) lub opóźnia się (3) względem spinów wirujących z częstotliwością (2). Sygnał zanika ze stałą czasową T_2^* . Jeśli po upływie czasu T_I (t_2) próbka zostanie pobudzona impulsem 180° , fazy spinów zmieniają znak. Ponieważ kierunek wirowania nie zmieni się nastąpi ponowna synchronizacja i powstanie sygnał echa. Sygnał będzie miał maksymalną amplitudę w chwili $t_3=TE$. Jest to czas echa i jest drugim obok czasu TR parametrem opisującym sekwencję SE. Amplituda echa będzie mniejsza od amplitudy pierwszego sygnału jak to wynika ze stałej czasowej T_2 .

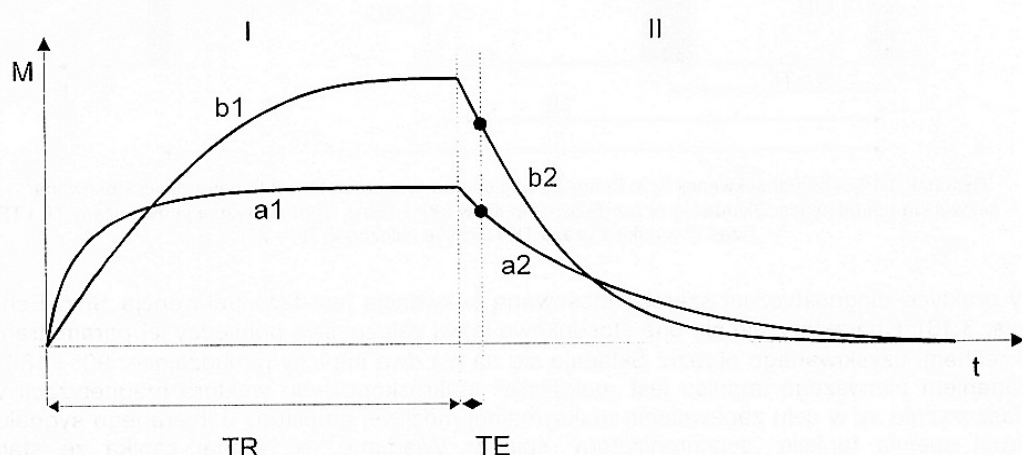
3.2.3. Obrazy MR

Wielkościami charakteryzującymi materię w zjawisku rezonansu magnetycznego są czasy relaksacji T_1 i T_2 oraz gęstość protonowa PD. Każdy z nich w odmienny sposób wpływa na postać obrazu.



Rysunek 18: Wymagania na kształt sekwencji Spin-Echo (TE i TR) w zależności od obrazowanego parametru tkanki (T_1 , T_2 lub PD). [2]

3.2.4. Obrazy PD - zależne

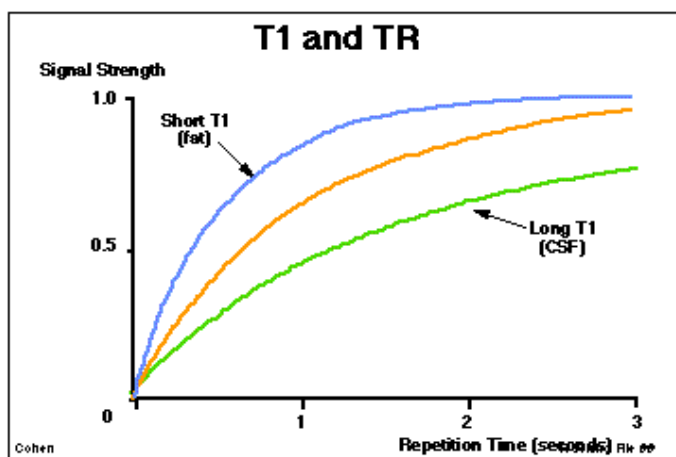


Rysunek 19: Zasada otrzymywania obrazów PD zależnych. Odcinek czasowy I przedstawia zmiany makroskopowego wektora magnetyzacji podłużnej. Czas TR powinien być na tyle długi, aby w różnicowanych tkankach wektor ten mógł całkowicie powrócić do stanu równowagi, tak by jego wartość była wprost proporcjonalna do gęstości protonowej (krzywe a_1 i b_1). Odcinek II pokazuje zmiany makroskopowego wektora magnetyzacji poprzecznej, a zatem amplitudy odbieranego sygnału. Idealną sytuacją byłoby skrócenie czasu echa do zera, ale jest to niemożliwe z powodów technicznych. Stosuje się zatem minimalny czas TE wynikający z możliwości skanera. Na rysunku tym dla czytelności rozdzielono oba procesy relaksacji poprzecznej i podłużnej na dwa odcinki czasowe. W rzeczywistości zachodzą one równocześnie. W momencie pobudzenia impulsem 90° (granica odcinków I i II) wartość wektora magnetyzacji podłużnej przekłada się na amplitudę sygnału. Wartość amplitudy w chwili odbioru sygnału (czarne punkty) zależy od gęstości protonowej. Wpływ czasu T_2 można pominąć.

Aby uzyskać obraz różnicujący tkanki pod kątem gęstości protonowej PD tzw. obraz PD-zależny, należy pozwolić na całkowite odtworzenie się wektora magnetyzacji podłużnej. Procesy te muszą zajść pomiędzy kolejnymi pobudzeniami impulsem 90° . Najlepiej byłoby odebrać sygnał FID natychmiast po zaniku pobudzenia, wtedy całkowicie wyeliminowano by wpływ czasu T_2 , jest to jednak niemożliwe ze względów opisywanych wcześniej. Zatem sekwencja pobudzająca przy tworzeniu obrazów PD zależnych (Rysunek 19) powinna charakteryzować się czasem repetycji TR ok. 3 do 5 razy dłuższym niż najdłuższy czas T_1 wybranego fragmentu (można wtedy przyjąć, że składowa podłużna jest całkowicie odtworzona) oraz jak najkrótszym czasem echa TE. Jedynym ograniczeniem jest czas trwania sygnału FID i możliwości sprzętowe. Należy dodać, że w obrazach PD zależnych nie ma możliwości wpływania na kontrast pomiędzy obrazowanymi strukturami. Sygnał jest liniowo zależny od gęstości protonowej.

3.2.5. Obrazy T_1 - zależne

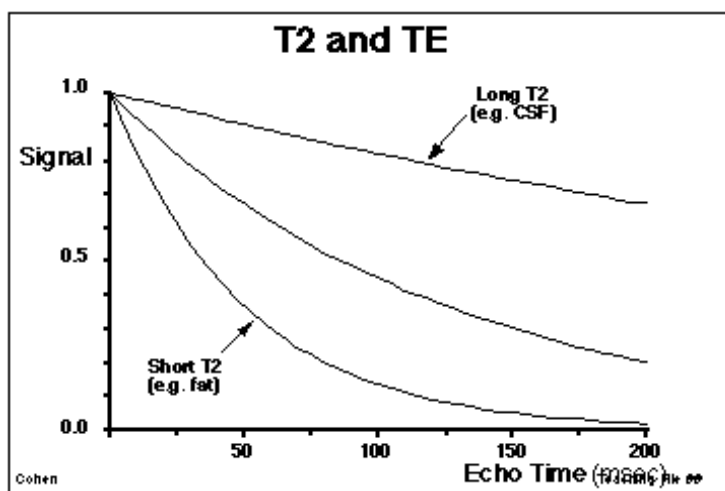
Można też użyć takiej sekwencji pobudzającej, aby obraz zależał głównie od czasu T_1 tkanek. Ponieważ składowa poprzeczna, która jest źródłem sygnału FID, zależy od składowej podłużnej magnetyzacji w chwili pobudzenia, to jeśli nie pozwolimy na całkowite jej odtworzenie pomiędzy kolejnymi pobudzeniami, uzyskamy zależność amplitudy sygnału FID od czasu T_1 tkanek, czyli obraz T_1 - zależny. Sekwencja taka musi charakteryzować się czasem repetycji TR porównywalnym z czasem T_1 tkanek (Rysunek 20). Czas echa TE powinien być tak jak przy obrazach PD zależnych, możliwie krótki, aby uniezależnić się od wpływu czasu T_2 .



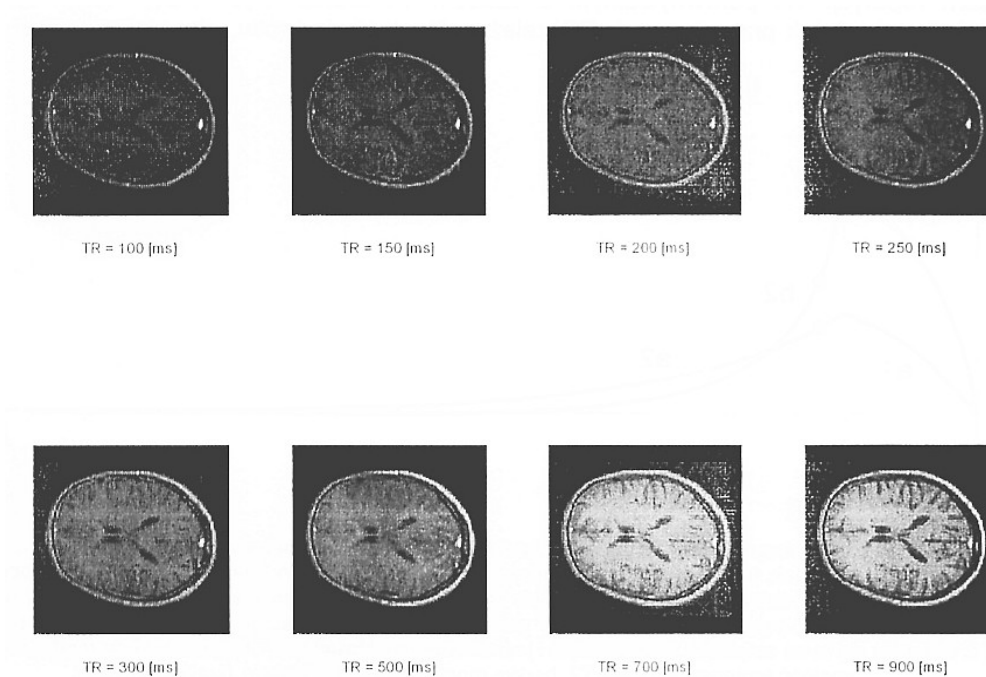
Rysunek 20: Zasada otrzymywania obrazów T_1 zależnych. Czas TR powinien być porównywalny z czasem T_1 obrazowanych tkanek, tak by można było pominąć wpływ gęstości protonowej. Czas echa TE, podobnie jak dla obrazów PD zależnych musi być możliwie krótki, dla wyeliminowania wpływu czasu T_2 . Przy tych założeniach w chwili pobudzenia impulsem 90° wektor magnetyzacji podłużnej będzie silnie zależał od czasu T_1 . Przełoży się to na amplitudę sygnału echa i jasność obrazu. Nawet jeśli obie tkanki będą miały identyczną gęstość protonową i czasy T_2 , będzie możliwe ich różnicowanie. [2]

3.2.6. Obrazy T_2 - zależne

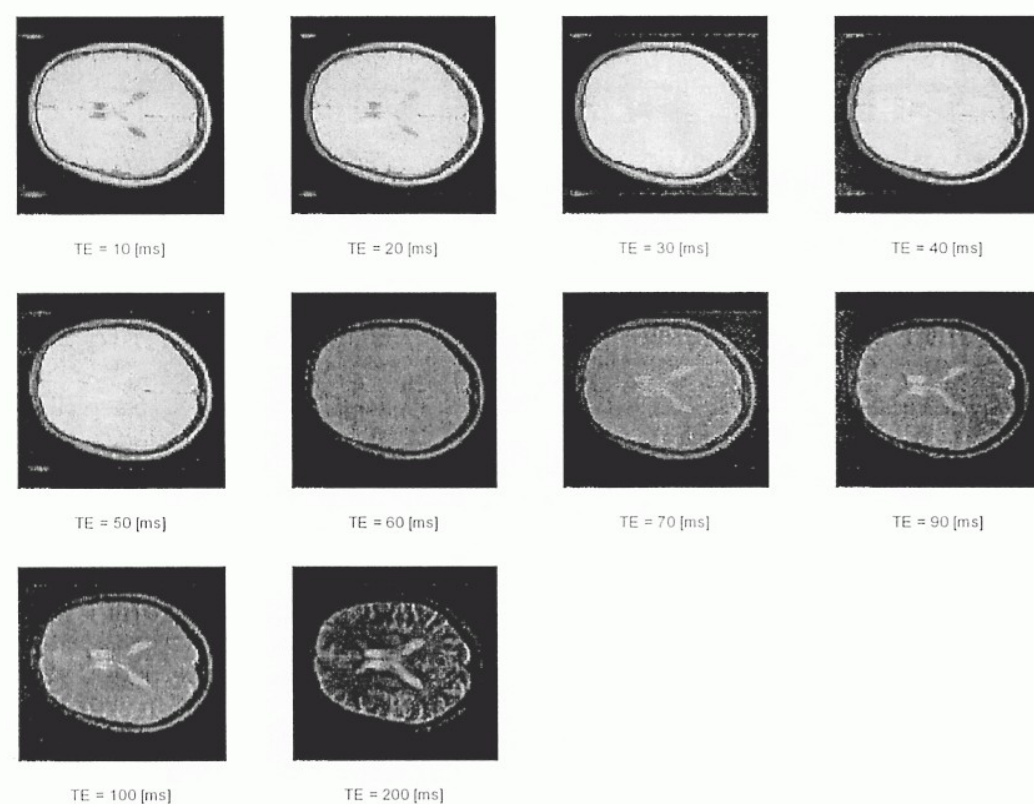
Analogicznie uzyskać można obrazy T_2 - zależne. Sekwencja musi, podobnie jak przy obrazach PD zależnych, mieć długi czas repetycji TR, by zminimalizować wpływ czasu T_1 oraz czas echa TE porównywalny z czasem T_2 obrazowanych tkanek (Rysunek 21). Niestety z powodu długiego czasu repetycji na końcowy obraz wpływa również gęstość protonowa PD.



Rysunek 21: Zasada otrzymywania obrazów T_2 - zależnych. Czas TR powinien być, podobnie jak dla obrazów PD zależnych 3 do 5 razy dłuższy od czasu T_1 tkanek, co zapewni eliminację jego wpływu na tworzenie obrazu. Czas echa TE musi być porównywalny z czasem T_2 tkanek. Wtedy będzie on najsilniej wpływał na różnicowanie amplitudy sygnału z różnych tkanek. [2]



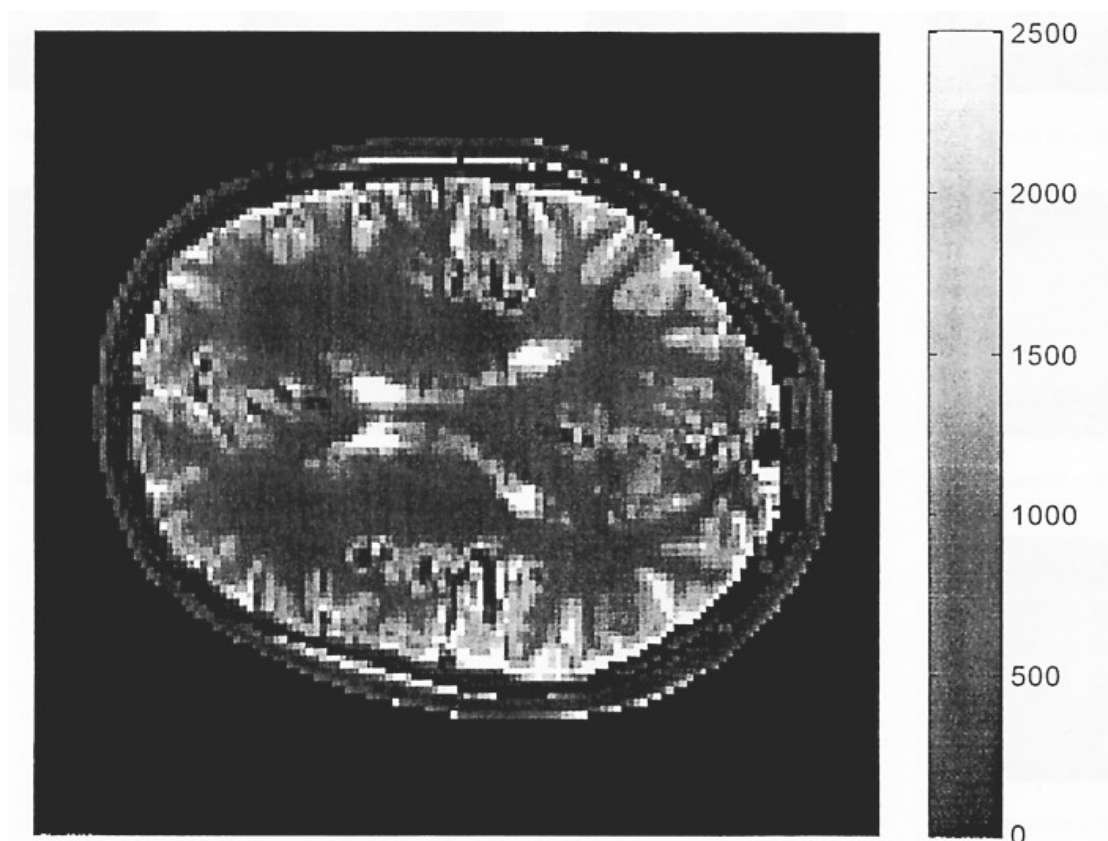
Rysunek 22: Seria obrazów T_1 zależnych jednej warstwy głowy, wykonanych dla różnych czasów repetycji TR i stałego czasu echa $TE = 10$ ms. Widać na nich wyraźnie, że wraz ze wzrostem czasu repetycji amplituda odbieranego sygnału jest większa. Wynika to z procesu relaksacji składowej podłużnej wektora magnetyzacji. Grubość obrazowanej warstwy wynosiła 8 mm.



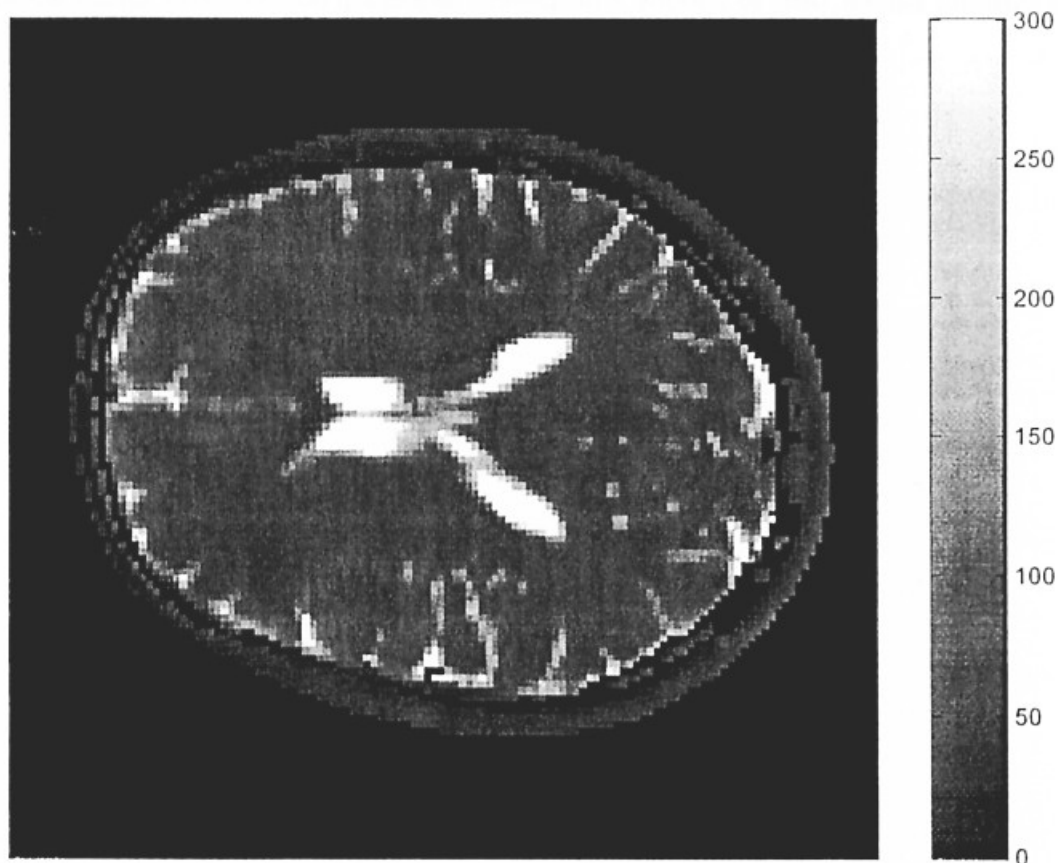
Rysunek 23: Seria obrazów T_2 zależnych jednej warstwy głowy, wykonanych dla różnych czasów echa TE i stałego czasu repetycji $TR = 2000$ ms. Widać na nich wyraźnie, że wraz ze wzrostem czasu echa amplituda odbieranego sygnału zanika. Jest to zgodne z procesem relaksacji poprzecznej. Grubość obrazowanej warstwy wynosiła 8 mm.

3.2.7. Przykładowe mapy rozkładu parametrów T_1 , T_2 i PD.

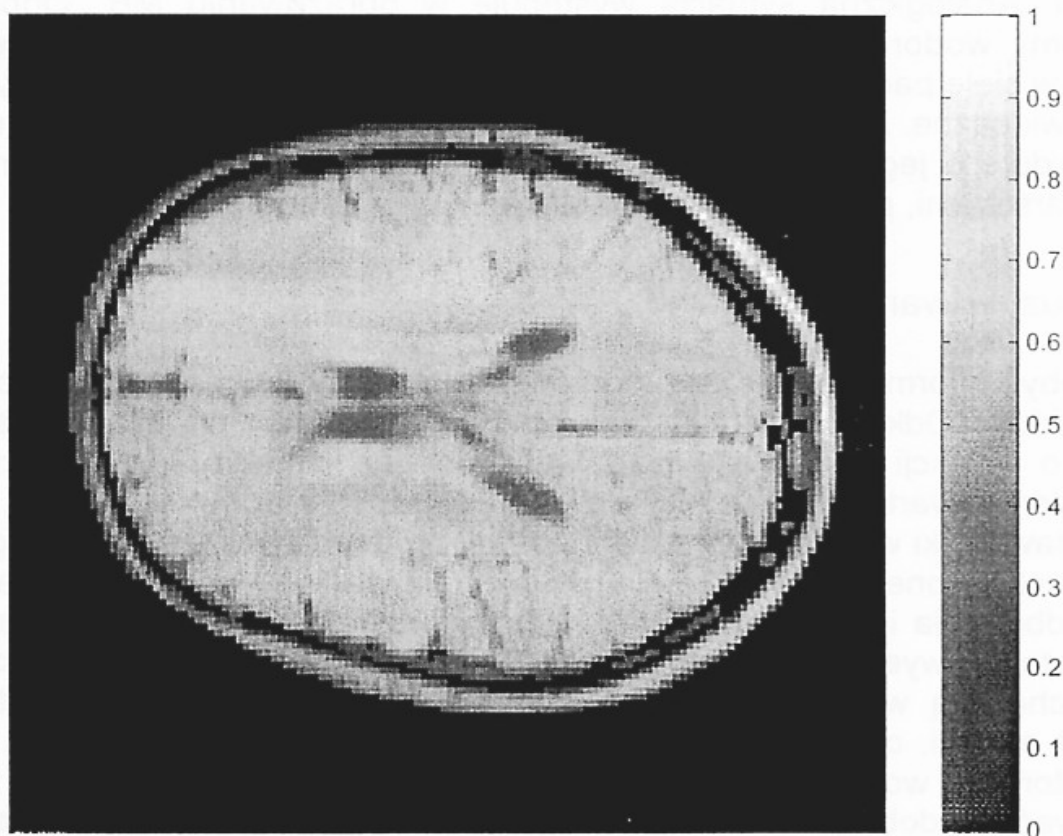
Poniżej przedstawiono przykładowe rozkłady parametrów tkanki w mózgu. Obrazy zostały obliczone na podstawie wcześniej pokazanych badań (Rysunek 22, Rysunek 23).



Rysunek 24: Obraz parametryczny czasu T_1 . Na podstawie serii obrazów T_1 zależnych możliwe było otrzymanie mapy rozkładu czasu T_1 w warstwie mózgu. Skala wyrażona jest w ms.



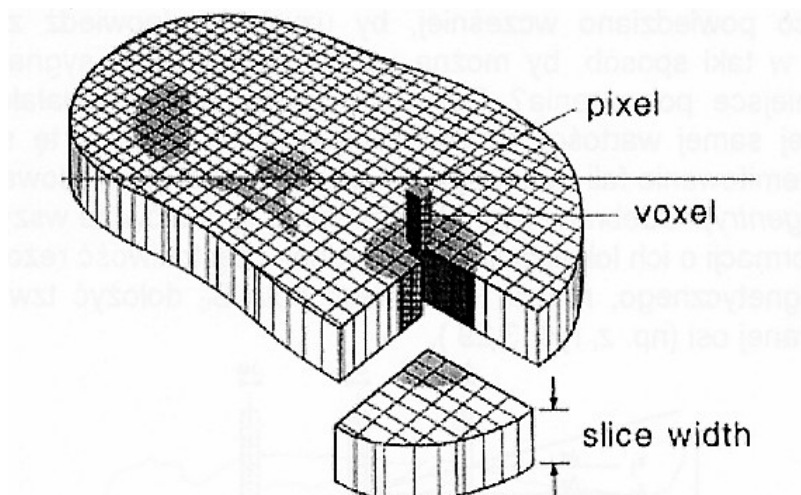
Rysunek 25: Obraz parametryczny czasu T_2 . Skala wyrażona jest w ms.



Rysunek 26: Obraz parametryczny gęstości protonowej PD. Skala wyrażona jest w jednostkach względnych, znormalizowanych do największej wartości w obrazie.

3.3. Pacjent w skanerze MR

Zajmując się obrazowaniem za pomocą rezonansu magnetycznego należy zastanowić się nad modelem obiektu w skanerze. W technice tej używa się pojęcia *voxel* i *slice* (warstwa). Slice jest warstwą o określonej grubości, której obraz uzyskujemy w badaniu. Dzieląc warstwę na małe identyczne prostopadłościany otrzymamy zbiór wokseli (Rysunek 27).



Rysunek 27: Model pacjenta w skanerze. Pokazano jeden slice (warstwę) pacjenta, składający się z prostopadłościannych, identycznych i przylegających do siebie wokseli, stanowiących najmniejszy rozróżnialny fragment materii tworzący obraz.

Woksel jest to zatem najmniejszy wycinek materii tworzący obraz. Minimalne rozmiary woksela wynikają z parametrów skanera i określają jego zdolność rozdzielczą. Obiekty mniejsze niż pojedynczy woksel nie będą rozróżnialne. Można to porównać do kartki papieru zadrukowanej czarnymi punktami. Im mniejsze będą ich rozmiary, tym trudniej będzie odróżnić je od siebie, aż poniżej pewnego progu uzyska się złudzenie, że papier jest szary.

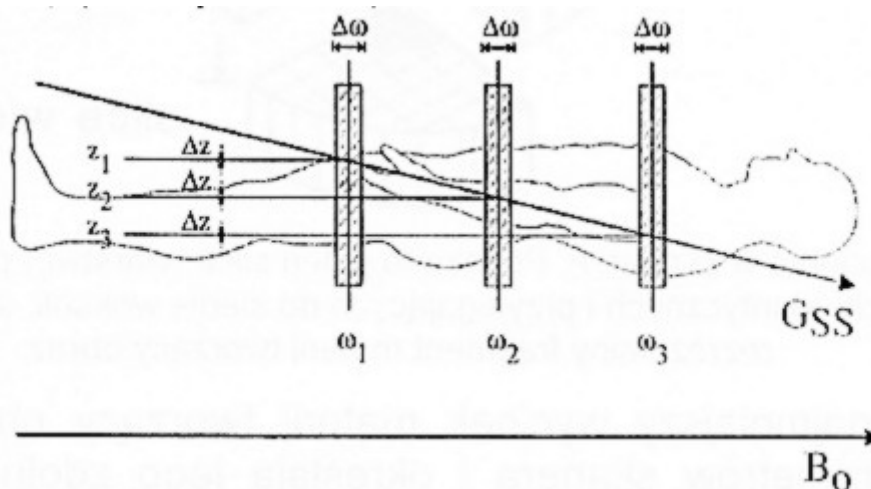
W zależności od liczby punktów na jednostkę powierzchni można uzyskać złudzenie różnych odcieni szarości. Analogiczna sytuacja występuje w obrazowaniu MR. Odpowiednikami punktów są atomy wodoru, a obraz uzyskany tą techniką jest tak naprawdę rozkładem atomów wodoru w ciele pacjenta. Oczywiście jest, że ze względu na swe rozmiary pojedyncze atomy nie będą widoczne. Zatem liczba atomów wodoru w jednym wokselu, zwana *gęstością protonową*, decyduje o jego „jasności”. Tak więc obiekt w skanerze jest zbiorem wokseli, poukładanych warstwami, przylegającymi do siebie.

3.3.1. Metoda uzyskiwania informacji

Jak zatem wydobyć informację o liczbie atomów wodoru w pojedynczym wokselu wewnątrz badanego obiektu? Odkryto, że atomy po umieszczeniu w silnym, stałym polu magnetycznym o indukcji B_0 wykazują zdolność do pochłaniania i emitowania kwantów energii o określonej wartości, zależnej od indukcji pola magnetycznego i właściwości atomów. Z podstaw fizyki wiadomo, że kwant energii promieniowania elektromagnetycznego odpowiada fali o określonej częstotliwości wynikającej z wartości energii. A zatem atomy są dostrojone do odbierania i nadawania fali o wybranej częstotliwości, zwanej rezonansową. Jeśli zatem zostanie wyemitowana fala radiowa o częstotliwości rezonansowej, atomy odbiorą ją i zachowają w postaci energii, a ponieważ nie będzie to ich stan stabilny, wyemitują kwant energii, czyli nadadzą falę radiową o tej samej częstotliwości. Im większa jest gęstość protonowa woksela, tym więcej energii może on pochłoniąć, a co za tym idzie więcej wyemitować. Wydobywanie informacji o ilości atomów w badaniu techniką MR polega zatem na nadaniu fali radiowej i odbiorze sygnału, jaki w odpowiedzi nadają woksele. Sygnał ten zanika po pewnym czasie. Jeśli emisja kolejnej wzbudzonej fali radiowej nastąpi zbyt szybko, pobudzony uprzednio woksel nie będzie w stanie pochłoniąć takiej samej jak poprzednio ilości energii. Należy zatem odczekać pewien określony czas. Stałe czasowe tych procesów, powrotu woksela do stanu równowagi (T_1) oraz zaniku sygnału (T_2) są, obok gęstości protonowej, wartościami charakteryzującymi materię w eksperymentach MR.

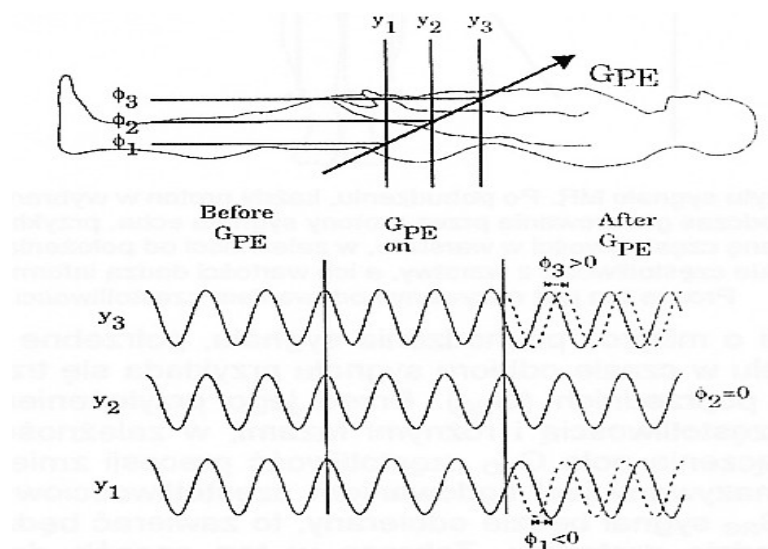
3.3.2. Powstawanie obrazu

Celem badania jest uzyskanie obrazów warstw ciała pacjenta, wybranych przez operatora. Zgodnie z tym co powiedziano wcześniej, by uzyskać odpowiedź z tkanek należy je pobudzić, jednak w taki sposób, by można ustalić pochodzenie sygnału odpowiedzi. Jak zatem określić miejsce pobudzenia? Gdyby na każdy woksel działało zewnętrzne pole magnetyczne o tej samej wartości, to wszystkie woksele miałyby tę samą częstotliwość rezonansową i wyemitowanie fali radiowej o tej częstotliwości spowodowałoby pobudzenie w całej przestrzeni obrazowania skanera (tzw. *gantry*). Odebrany sygnał byłby sumą sygnałów ze wszystkich wokseli lecz nie zawierałby informacji o ich lokalizacji. Skoro jednak częstotliwość rezonansowa protonów zależy od wartości indukcji pola magnetycznego, można do stałego pola B_0 dołożyć tzw. pole gradientowe (G_{ss}) wzdłuż wybranej osi (Rysunek 28), które różnicuje przestrzennie częstotliwość rezonansową protonów.

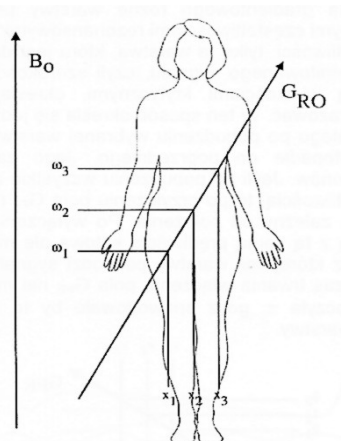


Rysunek 28: Wybór badanej warstwy za pomocą pola gradientowego G_{ss} . Jeśli nastąpi emisja impulsu pobudzającego pobudzona zostanie tylko ta warstwa, której częstotliwość rezonansowa odpowiada częstotliwości impulsu. Grubość warstwy zależy od wartości gradientu pola i szerokości pasma impulsu.

Dzięki zastosowaniu pola gradientowego różne warstwy prostopadłe do osi z będą charakteryzowały się różnymi częstotliwościami rezonansowymi. Jeśli wyemitowany zostanie sygnał o wybranej częstotliwości, tylko ta warstwa, która jest do niego dostrojona odbierze pobudzenie. „Czystość” emitowanego sygnału, czyli szerokość jego pasma oraz gradient pola magnetycznego są wielkościami krytycznymi, określającymi minimalną grubość warstwy, jaką można zobrazować. W ten sposób określa się jednak tylko jedną współrzędną pochodzenia sygnału. Dlatego po pobudzeniu wybranej warstwy włączane jest drugie pole gradientowe (G_{PE}), prostopadłe do poprzedniego. Jego zadaniem jest kontrolowane rozsynchronizowanie protonów. Jeśli po pobudzeniu wszystkie atomy w warstwie precesują (wirują) z tą samą częstotliwością, to po przyłożeniu pola G_{PE} (Rysunek 29) zmienia prędkość precesji w różny sposób, zależny od położenia. Po wyłączeniu pola G_{PE} protony w całej warstwie ponownie wirują z tą samą prędkością kątową ale mają różną fazę. Jej wartość niesie informację o tym, z której linii warstwy pochodzi sygnał. Proces ten nazywany jest kodowaniem fazowym. Czas trwania włączenia pola G_{PE} nie może być zbyt długi, tak aby faza precesji nie przekroczyła π gdyż spowodowałoby to nakładanie się sygnałów z przeciwnych krawędzi warstwy.



Rysunek 29: Kodowanie fazowe. Przed przyłożeniem pola gradientowego G_{PE} , wszystkie protony precesują z tą samą częstotliwością. Kiedy pole G_{PE} zostaje włączone częstotliwość rezonansowa protonów zmienia się. W zależności od położenia protony przyspieszają bądź zwalniają precesję. Po wyłączeniu pola G_{PE} , wszystkie protony ponownie zaczynają precesować z tą samą częstotliwością, ale z różnymi fazami względem siebie. Tym sposobem faza odebranego sygnału będzie niosła informację o lokalizacji przestrzennej.



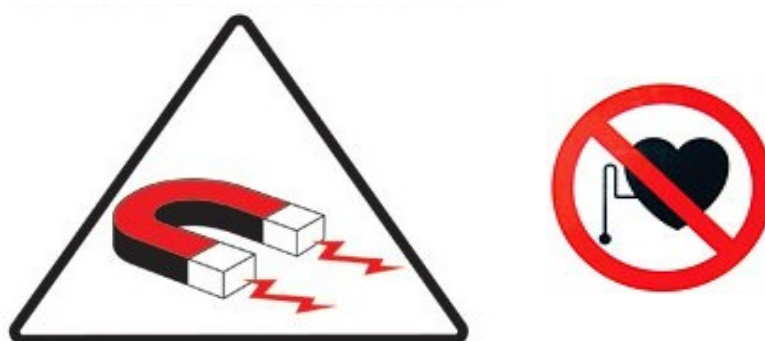
Rysunek 30: Kodowanie częstotliwości. Po pobudzeniu, każdy proton w wybranej warstwie precesuje z tą samą częstotliwością. Podczas generowania przez protony sygnału echa, przykładane jest pole gradientowe G_{RO} , powodujące zmianę częstotliwości w wybranej warstwie wzdłuż osi X . Odebrany sygnał zawierać będzie wszystkie częstotliwości z warstwy, a ich wartości dadzą informację o przestrzennym położeniu protonów.

Do uzyskania informacji o miejscu pochodzenia sygnału, potrzebne jest określenie trzeciej współrzędnej. W tym celu w czasie odbioru sygnału przykładana jest trzecie pole gradientowe, prostopadłe do dwóch poprzednich (G_{RO}). Przed jego przyłożeniem protony w warstwie precesują z tą samą częstotliwością i różnymi fazami, w zależności od linii, w której się znajdują. Na skutek włączenia pola G_{RO} częstotliwość precesji zmieni się w zależności od położenia. Proces ten nazywany jest kodowaniem częstotliwościowym (Rysunek 30). Jeśli w czasie włączenia pola G_{RO} sygnał będzie odbierany, to zawierać będzie on pełną informację o przestrzennym rozkładzie protonów. Zebrane w ten sposób dane są dwuwymiarową transformatą Fouriera obrazu. Wystarczy zatem obliczyć transformatę odwrotną i by otrzymać obraz warstwy. Należy jeszcze wyjaśnić pojęcie piksela. Jest to rzut woksela na płaszczyznę. Informacja o grubości warstwy jest oczywiście przechowywana i istotna dla interpretacji otrzymanego obrazu. Przedstawiony powyżej model eksperymentu MR jest bardzo uproszczony ale pozwala na jakościowe zrozumienie zasad uzyskiwania obrazu.

3.3.3. Jakość obrazów

Przeważnie celem badania obrazowego jest wykrycie i lokalizacja nieprawidłowej tkanki. Ważne jest zatem aby jak najlepiej zróżnicować tkankę chorą i zdrową, zachowując przy tym wysoką rozdzielczość przestrzenną. Dodatkowo korzystne jest skrócenie czasu badania, co jest szczególnie istotne przy badaniach dynamicznych. Dąży się więc do osiągnięcia jak największej rozdzielczości czasowej. Wartością krytyczną jest stosunek sygnału do szumu (S/N), czyli inaczej mówiąc „czystego” obrazu do zakłóceń. Konieczność kompromisu w dążeniu do uzyskania jak najwyższych wartości wymienionych parametrów można wyjaśnić następująco: zwiększając rozdzielczość badania MR, powodujemy, że odbierany sygnał radiowy pochodzi z coraz mniejszych wokseli, a zatem jest coraz słabszy. Jednocześnie wartość zakłóceń nie zmienia się, co powoduje, że trudniej jest odróżnić sygnał użyteczny od szumów. Można to poprawić stosując uśrednianie, lecz wydłuży to z kolei czas badania. Problem optymalizacji warunków pomiaru pod kątem uzyskania wyniku o najwyższej wartości diagnostycznej dotyczy wszystkich technik obrazowania.

4. Przebieg ćwiczenia



UWAGA!

W pomieszczeniu skanera NMR znajduje się bardzo silny magnes! Obowiązuje bezwzględny zakaz wnoszenia do jego wnętrza jakichkolwiek metalowych przedmiotów. Przed przystąpieniem do ćwiczenia należy złożyć wszystkie rzeczy osobiste (telefony, karty magnetyczne, klucze itd.) w pomieszczeniu wskazanym przez prowadzącego. Osoby posiadające rozruszniki serca, implanty, aparaty słuchowe itd. muszą bezwzględnie zgłosić ten fakt prowadzącemu ćwiczenie!

Ćwiczenie laboratoryjne odbywa się z wykorzystaniem tomografu BRUKER BNT-1000 wraz z oprzyrządowaniem. Skaner wyposażony jest w elektromagnes wytwarzający stałe pole magnetyczne B_0 o indukcji 0.13 T, co odpowiada częstotliwości rezonansowej protonów na poziomie ok. 6 MHz. Przed przystąpieniem do ćwiczenia skaner zostaje przygotowany do pracy przez prowadzącego. Obejmuje to włączenie zasilania, uruchomienie elektromagnesu wraz z systemem chłodzenia oraz uruchomienie i skonfigurowanie do pracy komputera Aspect3000. Wszystkie pomiary zostaną przeprowadzone pod opieką prowadzącego.

4.1. Pomiary NMR

Podczas ćwiczenia przeprowadzone zostaną pomiary próbek zróżnicowanych pod kątem czasów T_2 oraz T_1 . Pomiary będą się odbywać za pomocą modyfikowanej sekwencji SE (Spin-Echo). Plan pomiarów do wykonania podczas laboratorium:

- Modyfikacja parametru TR pod kątem obserwacji różnic w stałej czasowej T_1 .
- Modyfikacja parametru TE pod kątem obserwacji różnic w stałej czasowej T_2 .
- Oszacowanie stałych czasowych T_1 i T_2 dla wybranych próbek.
- Pomiar widma sygnału dla wybranej próbki.

4.2. Wymagania odnośnie sprawozdania

- Przerysować sygnał FID dla wybranych próbek, wyjaśnić kształt oraz ewentualne różnice.
- Przerysować widmo sygnału oraz wyjaśnić jego kształt
- Zmierzyć częstotliwość sygnału pobudzającego

Bibliografia

2. <http://airto.hosted.ats.ucla.edu/BMCweb/SharedCode/slides/SlideFiles.html> Mark S. Cohen, Ph.D., A Selection of Slides on MRI Basics , 04.2009,
1. <http://www.easymeasure.co.uk/principlesmri.aspx> , Principles of Magnetic Resonance Imaging , 04.2009,

Spis treści

1.Cel ćwiczenia.....	2
2.Podstawowe założenia i koncepcja ćwiczenia.....	2
3.Podstawy teoretyczne.....	3
3.1.Fizyczne Podstawy Rezonansu Magnetycznego.....	3
3.1.1.Model Atomu.....	3
3.1.2.Precesja.....	4
3.1.3.Warunki Rezonansu.....	5
3.1.4.Magnetyzacja.....	6
3.1.5.Rezonans.....	9
3.1.6.Relaksacja i Nasycenie.....	11
3.1.7.Czas relaksacji podłużnej T1.....	11
3.1.8.Nasycenie.....	12
3.1.9.Czas relaksacji poprzecznej T2.....	13
3.1.10.Sygnał NMR.....	14
3.2.Obrazowanie MR.....	15
3.2.1.Sekwencja Pobudzająca.....	15
3.2.2.Sekwencja Spin-Echo (SE).....	16
3.2.3.Obrazy MR.....	17
3.2.4.Obrazy PD - zależne.....	18
3.2.5.Obrazy T1 - zależne.....	18
3.2.6.Obrazy T2 - zależne.....	19
3.2.7.Przykładowe mapy rozkładu parametrów T1, T2 i PD.....	21
3.3.Pacjent w skanerze MR.....	23
3.3.1.Metoda uzyskiwania informacji.....	23
3.3.2.Powstawanie obrazu.....	24
3.3.3.Jakość obrazów.....	26
4.Przebieg ćwiczenia.....	26
4.1.Pomiary NMR.....	26
4.2.Wymagania odnośnie sprawozdania.....	27