

Magnetická rezonance

J. Kybic, J. Hornak¹, M. Bock, J. Hozman, P. Doubek

2008–2016

¹<http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri/>

Magnetická rezonance

- Úvod a motivace
- Fyzikální základy
- NMR spektroskopie
- Prostorové zobrazování
- Lékařské MR systémy
- Speciální techniky: rychlé techniky, funkční MRI, ...

Úvod

ZÁklady

Historie

Všeobecně. . .

Fyzika MRI

Jaderný spin

Interakce

Boltzmannova statistika

Makroskopický pohled

Relaxace a precese

Excitace

Blochova rovnice

Názvy a zkratky pro MRI

MR	Magnetic Resonance
MRI	Magnetic Resonance Imaging (zobrazování magnetickou rezonancí)
MRT	Magnetic Resonance Tomography Magnetic Resonance Technology
MRS	Magnetic Resonance Spectroscopy
NMR	Nuclear Magnetic Resonance
JMR	Jaderná Magnetická Resonance
KST	Kernspintomografie
pMRI	positional MRI
fMRI	functional MRI
	MR scanner

Princip MRI ve zkratce

NMR **N**uclei
 Magnetic field
 Resonance

absorbce fotonu → excitace → relaxace

MRI **M**agnetic field
 RF pulse
 Induction

Permanentní magnety - architektura „OPEN“



Elektromagnety - architektura „OPEN“



Philips-Marconi Panorama 0.23T a 0.6T

FONAR Stand-Up MRI



Supravodivé magnety - architektura „OPEN“

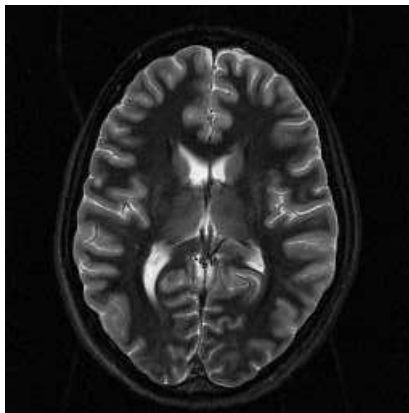


ÚVOD - průběh MRI

1. Umístění objektu do silného magnetického pole
2. Do objektu vyšleme rádiové vlny (2 až 10 ms)
3. Vypneme rádiový vysílač
4. Detekce rádiových vln vysílaných objektem
5. Uložení naměřených dat (rádiové vlny v čase)
6. Opakování bodu 2. Pro získání více dat
7. Zpracování „surových“ dat za účelem rekonstrukce
8. Objekt opouští silné magnetické pole

MRI – Example

Brain slice:



Úvod

Základy

Historie

Všeobecně...

Fyzika MRI

Jaderný spin

Interakce

Boltzmannova statistika

Makroskopický pohled

Relaxace a precese

Excitace

Blochova rovnice

Stručná historie MRI

- 1946 – Felix Bloch, Edward Purcell, nezávislý objev jevu
- 1950–1970 — NMR, spektroskopická analýza
- 1971 — Raymond Damadian, relaxační časy tkání jsou různé
- 1973 — Hounsfield, CT ukázalo ochotu nemocnic investovat do zobrazování
- 1973 — Paul Lauterbur, tomografické MRI (zpětná projekce)
- 1975 — Richard Ernst, Fourier MRI
- 1977 — Peter Mansfield, echo-planar imaging (EPI), později umožní 30 ms/řez

Stručná historie MRI (2)

- 1980 — Edelstein, MRI těla (3D), 5 min/řez
- 1986 — MRI těla (3D), 5 s
- 1986 — MRI+NMR mikroskop, rozlišení $10\ \mu\text{m}$ v 1 cm vzorku
- 1987 — zobrazení srdečního cyklu v reálném čase
- 1987 — MRA (angiografie), tok krve (bez kontrast. látek)
- 1992 — funkční MRI, mapování funkcí mozku

Nobelovy ceny

- 1952 — Felix Bloch, Edward Purcell, fyzika, objev jevu
- 1991 — Richard Ernst, chemie, Fourier MRI
- 2003 — Paul Lauterbur, Peter Mansfield, lékařství, MRI v medicíně

Rozšíření MRI

- V r. 2013 bylo ve světě asi 20000 MRI skenerů
- 75 miliónů vyšetření za den (20/den na každém skeneru)
- V ČR desítky (17 v roce 2000, 80 v roce 2013)
- Zařízení stojí 10 ~ 100 mil. Kč
- Jedno vyšetření ~ 10 tis. Kč

Potřebné profese, možnosti uplatnění

- Při vyšetření
 - Lékař radiolog („čte“ MR obrazy)
 - Operátor skeneru
 - Operátor dodatečného zpracování
 - Zdravotní sestra
- Údržba
 - Technik
- Vývoj
 - Fyzika magnetické rezonance
 - Fyzika supravodivých magnetů
 - Mechanika konstrukce
 - Zpracování signálů a obrazů
 - Elektronika, výpočetní technika
 - Architektura

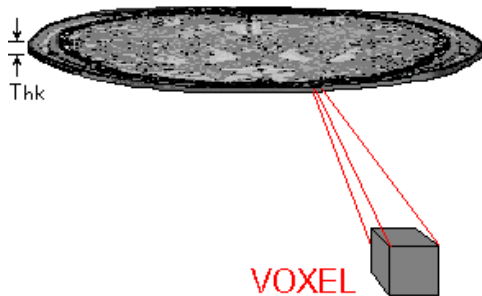
Výrobci

Fonar, General Electric, Hitachi, Philips, Siemens, Toshiba

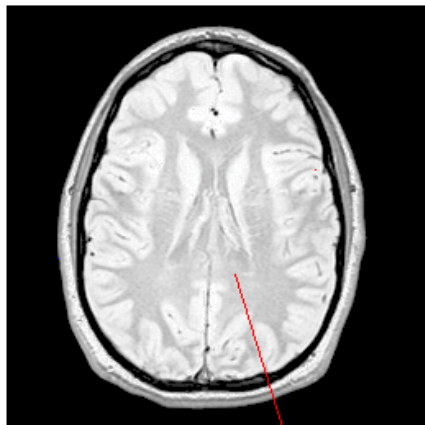
Tomografické zobrazování



Tomografické zobrazování

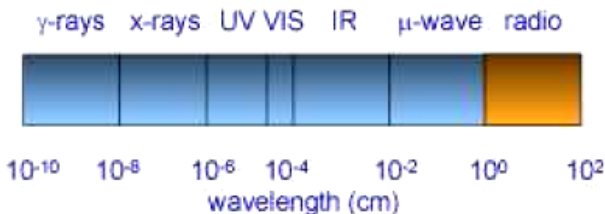


Tomografické zobrazování



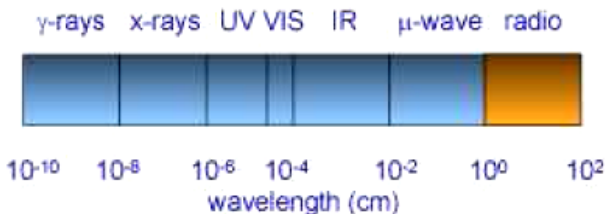
Pixel

Rozlišení



- Abbe, Rayleigh \rightarrow nelze zobrazovat objekty o mnoho menší než λ
- U MRI $\lambda \approx 5 \sim 10$ m, rozlišení ~ 1 mm. Jak to?

Rozlišení



- Abbe, Rayleigh → nelze zobrazovat objekty o mnoho menší než λ
- U MRI $\lambda \approx 5 \sim 10$ m, rozlišení ~ 1 mm. Jak to?
- Standardní zobrazování používá prostorovou závislost amplitudy absorbovaného či emitovaného záření.
- MRI používá prostorovou závislost frekvence a fáze absorbovaného a emitovaného záření.

Principy MRI

- Lidské tělo: tuk a voda. 63% vodíku.
- Jádro vodíku = proton.
- Proton má vlastnost zvanou jaderný **spin** (podobně jako hmotnost a elektrický náboj). Něco jako rotace kolem své osy.
- Částice s nenulovým spinem se přibližně chová jako magnet
→ MRI signál

Úvod

Základy

Historie

Všeobecně. . .

Fyzika MRI

Jaderný spin

Interakce

Boltzmannova statistika

Makroskopický pohled

Relaxace a precese

Excitace

Blochova rovnice

Jaderný spin

- Jaderný spin I je násobkem $1/2$
- Volné protony, neutrony, elektrony mají spin $1/2$
- Atom deuteria ${}^2\text{H}$ (elektron, proton, neutron): celkový elektronový spin $1/2$, celkový jaderný spin 1 .
- U párů částic se spin může vyrušit. Helium (He, 2 elektrony, 2 protony, 2 neutrony): celkový spin 0
- Jen nespárované spiny ($I \neq 0$) jsou užitečné pro MRI
- sudé hmotové číslo & sudé atomové číslo $\Rightarrow I = 0$ (${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$)
- sudé hmotové číslo & liché atomové číslo $\Rightarrow I \in \{1, 2, \dots\}$ (${}^{14}\text{N}$, ${}^2\text{H}$, ${}^{10}\text{B}$)
- liché hmotové číslo $\Rightarrow I \in \{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots\}$ (${}^1\text{H}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$)

Magnetické kvantové číslo, magnetický moment

- magnetické kvantové číslo $m \in \{I, I - 1, \dots, -I\}$ udává spinový stav jádra, pro ^1H , ^{13}C , ^{15}N , ^{19}F , ^{31}P (nejběžnější jádra)

$$I = 1/2 \Rightarrow m = \pm 1/2$$

jádro má tedy dva možné spinové stavy

- magnetický moment $\vec{\mu}$ je vektorová veličina

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{I} h$$

kde $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ Js je Planckova konstanta

Spin v magnetickém poli

$$f = \gamma B$$

- f rezonanční frekvence, také *Larmorova* frekvence
- B [Tesla] intenzita magnetického pole
- γ gyromagnetická konstanta daného jádra
- Pro ^1H , $\gamma = 42.58 \text{ MHz/T}$
(někdy udávaná v [rad/T], pak se píše $\frac{\gamma}{2\pi}$ místo γ)
- Spin (částice) může absorbovat foton o frekvenci právě f

Vlastnosti relevantních prvků

Izotop	Nukleární spin / γ [MHz/T]	citlivost [%]
^1H	1/2 42.58	100%
^2H	1 6.54	
^{13}C	1/2 10.71	2%
^{19}F	1/2 40.08	83%
^{23}Na	3/2 11.27	9%
^{31}P	1/2 17.25	7%

Spin v magnetickém poli (2)

Konfigurace:



nížká energie



vysoká energie

Přechod mezi energetickými stavy

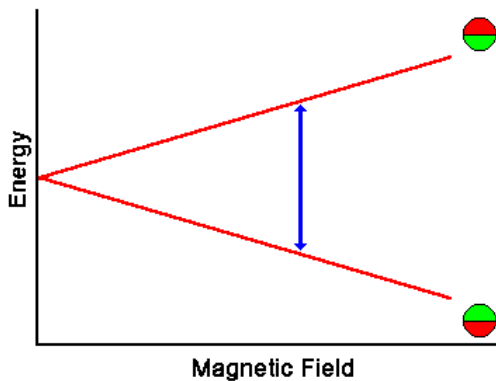
- Absorbováním fotonu s energií

$$E = hf = h\nu = h\gamma B$$

může spin přejít do vysokoenergetického stavu (excitace)

- Při zpětném přechodu (relaxace) se foton vyzáří

Energetický diagram



$$E = hf = h\gamma B$$

Pro H, typicky $f = 15 \sim 80$ MHz.

Úvod

Základy

Historie

Všeobecně. . .

Fyzika MRI

Jaderný spin

Interakce

Boltzmannova statistika

Makroskopický pohled

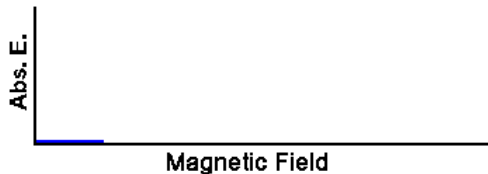
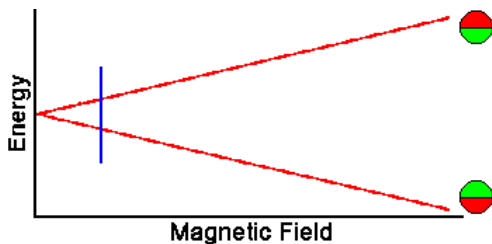
Relaxace a precese

Excitace

Blochova rovnice

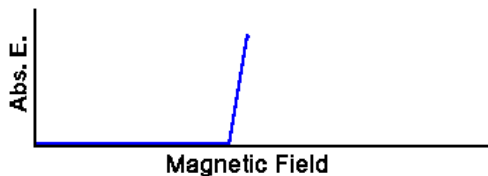
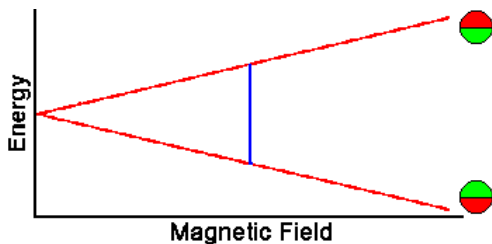
Continuous wave NMR (1)

- Konstantní frekvence
- Proměnné magnetické pole
- Měříme absorbovanou energii



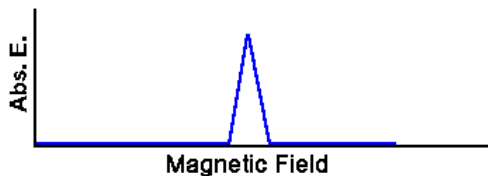
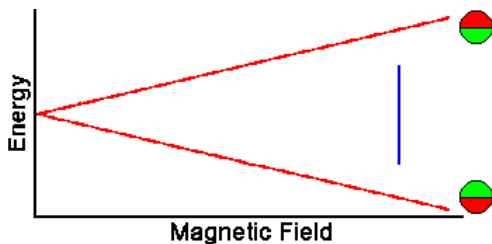
Continuous wave NMR (1)

- Konstantní frekvence
- Proměnné magnetické pole
- Měříme absorbovanou energii



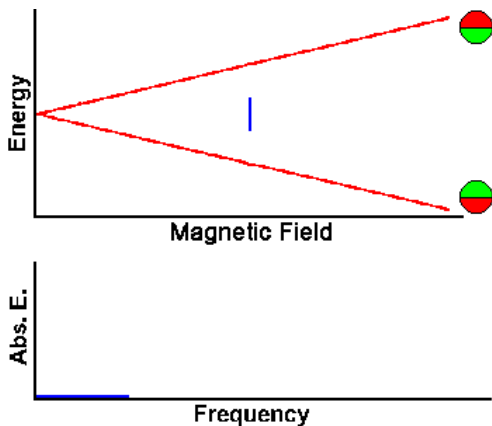
Continuous wave NMR (1)

- Konstantní frekvence
- Proměnné magnetické pole
- Měříme absorbovanou energii



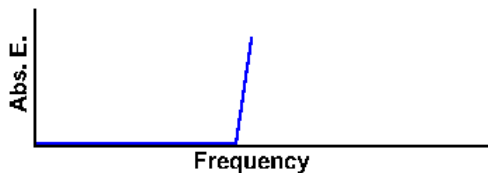
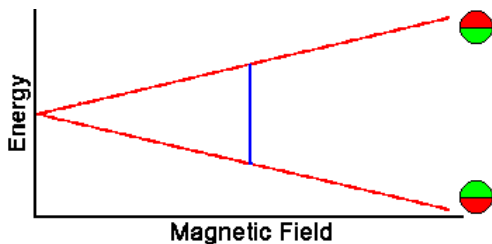
Continous wave NMR (2)

- Konstantní magnetické pole
- Proměnná frekvence
- Měříme absorbovanou energii



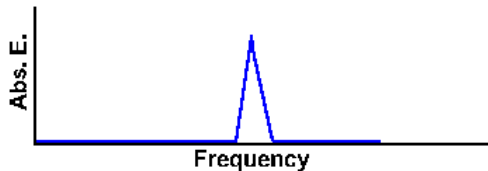
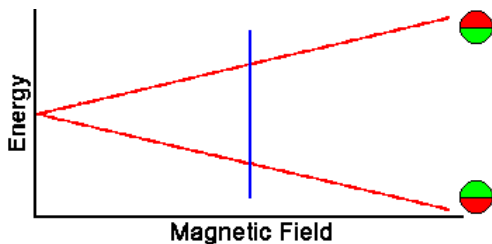
Continuous wave NMR (2)

- Konstantní magnetické pole
- Proměnná frekvence
- Měříme absorbovanou energii



Continuous wave NMR (2)

- Konstantní magnetické pole
- Proměnná frekvence
- Měříme absorbovanou energii



Úvod

Základy

Historie

Všeobecně. . .

Fyzika MRI

Jaderný spin

Interakce

Boltzmannova statistika

Makroskopický pohled

Relaxace a precese

Excitace

Blochova rovnice

Spin v magnetickém poli (2)

Konfigurace:



nížká energie



vysoká energie

Boltzmannova statistika

- Spiny v magnetickém poli
- Počet spinů s nízkou energií N^-
- Počet spinů s vysokou energií N^+

$$\frac{N^-}{N^+} = e^{-\frac{E}{kT}}$$

kde $k = 1.3805 \cdot 10^{-23}$ je Boltzmannova konstanta
 T [Kelvin] je teplota

Boltzmannova statistika a NMR

$$\frac{N^-}{N^+} = e^{-\frac{E}{kT}}$$

- NMR detekuje (velmi malý) rozdíl $N^- - N^+$
- rezonance \rightarrow citlivost NMR
- nízká T \rightarrow větší rozdíl
- vysoká T $\rightarrow N^- - N^+ \rightarrow 0$

Odvození Boltzmannovy statistiky

- Systém S + rezervoár R (s teplotou T)
- Mějme stavy s_i s energií ε_i s N_i částicemi.
- Jaké jsou pravděpodobnosti stavů s_i ?

Odvození Boltzmannovy statistiky (2)

- **Fundamentální předpoklad termodynamiky (2.zákon):**
 - Izolovaný systém v rovnováze má maximální entropii
 - Izolovaný systém má všechny stavy stejně pravděpodobné
- $S + R$ je izolovaný
- Zachování energie: $U_R + U_S = U_0 = \text{const}$

Odvození Boltzmannovy statistiky (2)

- **Fundamentální předpoklad termodynamiky (2.zákon):**
 - Izolovaný systém v rovnováze má maximální entropii
 - Izolovaný systém má všechny stavy stejně pravděpodobné
- $S + R$ je izolovaný
- Zachování energie: $U_R + U_S = U_0 = \text{const}$
- Necht' počet stavů R s energií U je $\Omega(U)$
- Pravděpodobnost $P(U) \sim \Omega(U)$
- Pravděpodobnost $P(s_i) \sim \Omega_R(U_0 - \varepsilon_i)\Omega_S(\varepsilon_i) = \Omega_R(U_0)$

Odvození Boltzmannovy statistiky (2)

- **Fundamentální předpoklad termodynamiky (2.zákon):**
 - Izolovaný systém v rovnováze má maximální entropii
 - Izolovaný systém má všechny stavy stejně pravděpodobné
- $S + R$ je izolovaný
- Zachování energie: $U_R + U_S = U_0 = \text{const}$
- Necht' počet stavů R s energií U je $\Omega(U)$
- Pravděpodobnost $P(U) \sim \Omega(U)$
- Pravděpodobnost $P(s_i) \sim \Omega_R(U_0 - \varepsilon_i)\Omega_S(\varepsilon_i) = \Omega_R(U_0)$

$$\frac{P(s_1)}{P(s_2)} = \frac{\Omega_R(U_0 - \varepsilon_1)}{\Omega_R(U_0 - \varepsilon_2)}$$

Entropie

Entropie = míra neuspořádanosti

Statistická definice

$$S = k \log \Omega$$

Termodynamická definice

$$dS = \frac{dU}{T}$$

kde Ω je počet stavů a ΔU je rozptýlená nevyužitelná energie.

Odvození Boltzmannovy statistiky (3)

Odvozené pravděpodobnosti:

$$\frac{P(s_1)}{P(s_2)} = \frac{\Omega_R(U_0 - \varepsilon_1)}{\Omega_R(U_0 - \varepsilon_2)}$$

z definice entropie: $S = k \log \Omega \rightarrow \Omega = e^{S/k}$

$$\begin{aligned} \frac{P(s_1)}{P(s_2)} &= \frac{e^{S_R(U_0 - \varepsilon_1)/k}}{e^{S_R(U_0 - \varepsilon_2)/k}} = e^{S_R(U_0 - \varepsilon_1)/k - S_R(U_0 - \varepsilon_2)/k} \\ &= e^{\frac{\Delta S_R}{k}} \end{aligned}$$

Odvození Boltzmannovy statistiky (3)

$$\frac{P(s_1)}{P(s_2)} = e^{S_R(U_0 - \varepsilon_1)/k - S_R(U_0 - \varepsilon_2)/k} = e^{\frac{\Delta S_R}{k}}$$

jelikož $\varepsilon_i \ll U_0$

$$S_R(U_0 - \varepsilon_i) \approx S_R(U_0) - \varepsilon_i \frac{dS_r}{dU} \Big|_{U=U_0}$$

$$\Delta S_R = -(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \frac{dS_r}{dU} \Big|_{U=U_0}$$

z termodynamické definice $dS = dU/T$:

$$\Delta S_R = -\frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{T}$$

Odvození Boltzmannovy statistiky (3)

$$\frac{P(s_1)}{P(s_2)} = e^{S_R(U_0 - \varepsilon_1)/k - S_R(U_0 - \varepsilon_2)/k} = e^{\frac{\Delta S_R}{k}}$$

$$\Delta S_R = -\frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{T}$$

$$\frac{P(s_1)}{P(s_2)} = \frac{e^{-\varepsilon_1/(kT)}}{e^{-\varepsilon_2/(kT)}}$$

$$P(s_i) \propto e^{-\varepsilon_i/(kT)}$$

kde $e^{-\varepsilon_i/(kT)}$ je Boltzmannův faktor.

Boltzmannova statistika

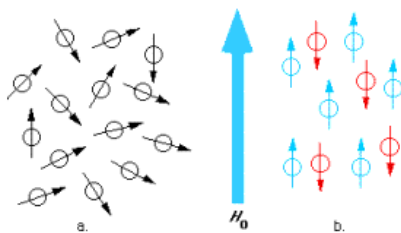
- Spiny v magnetickém poli
- Počet spinů s nízkou energií N^-
- Počet spinů s vysokou energií N^+

$$\frac{N^-}{N^+} = e^{-\frac{E}{kT}}$$

kde $k = 1.3805 \cdot 10^{-23}$ je Boltzmannova konstanta
 T [Kelvin] je teplota

Vliv magnetického pole ($I = 1/2$)

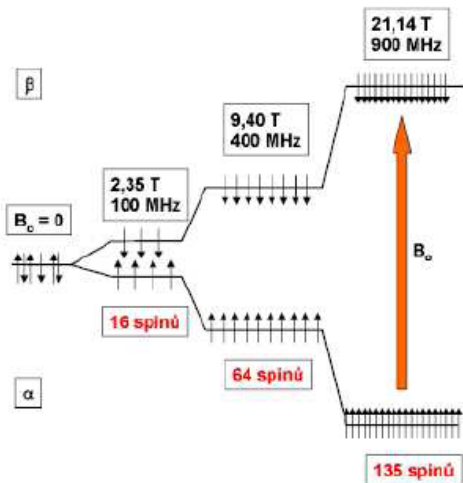
V základním stavu (a) jsou jaderné spiny orientovány náhodně a neexistuje mezi nimi energetický rozdíl (jsou tzv. degenerované).



Vlivem silného externího magnetického pole (b) dojde k orientaci spinů buď v souhlasném nebo opačném směru. Vždy existuje malý přebytek spinů v souhlasném směru (nižší energetický stav).

Vliv magnetického pole ($I = 1/2$)

Je-li stav β obsazen 10^6 spinů, stav α obsahuje $10^6 + 1$ přebytek.



příklad ^1H :

$$f = 400 \text{ MHz}$$

$$B = 9.5 \text{ T}$$

$$\Delta E = 3.8 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Kcal}}{\text{mol}}$$

$$\frac{N^-}{N^+} = 1.000064$$

Úvod

Základy

Historie

Všeobecně. . .

Fyzika MRI

Jaderný spin

Interakce

Boltzmannova statistika

Makroskopický pohled

Relaxace a precese

Excitace

Blochova rovnice

Vlastnosti relevantních prvků

Izotop	Nukleární spin / γ [MHz/T]	citlivost [%]
^1H	1/2 42.58	100%
^2H	1 6.54	
^{13}C	1/2 10.71	2%
^{19}F	1/2 40.08	83%
^{23}Na	3/2 11.27	9%
^{31}P	1/2 17.25	7%

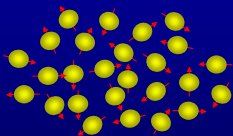
Výskyt izotopů v přírodě

Prvek	Četnost [%]
^1H	99.985
^2H	0.015
^{13}C	1.11
^{14}N	99.63
^{15}N	0.37
^{23}Na	100
^{31}P	100
^{39}K	93.1
^{43}Ca	0.145

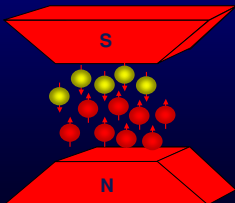
Biologická četnost prvků

Prvek	Četnost [%]	
H	63	
O	26	hlavní izotop ^{16}O s nulovým spinem
C	9.4	hlavní izotop ^{12}C s nulovým spinem
N	1.5	
P	0.24	
Ca	0.22	
Na	0.041	

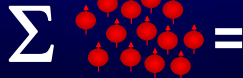
Macroscopic Magnetisation



$$B = 0$$



$$B = B_0$$

 M_0

Spinový paket

- **Spinový paket** = prostorově ohraničený soubor spinů, na které působí stejné magnetické pole.
- **Vektor magnetizace \mathbf{M}** magnetické pole spinového paketu

$$\mathbf{M} = \sum \vec{\mu}$$

$$\|\mathbf{M}\| \propto N^+ - N^-$$

- **Celková/čistá Magnetizace** (net magnetization) = součet magnetizací od všech paketů
- **Soubor spinů** = v NMR všechny spinové pakety v měřeném vzorku

Úvod

Základy

Historie

Všeobecně. . .

Fyzika MRI

Jaderný spin

Interakce

Boltzmannova statistika

Makroskopický pohled

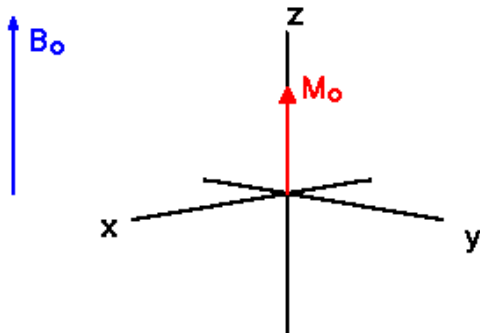
Relaxace a precese

Excitace

Blochova rovnice

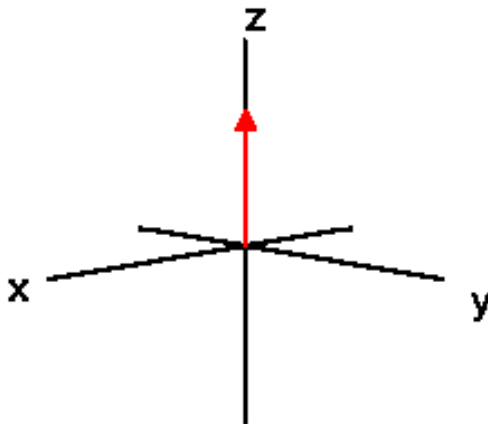
T_1 relaxace

- V rovnováze, $\mathbf{M} = M_0 \mathbf{e}_z$, $M_z = M_0$ klidová magnetizace.



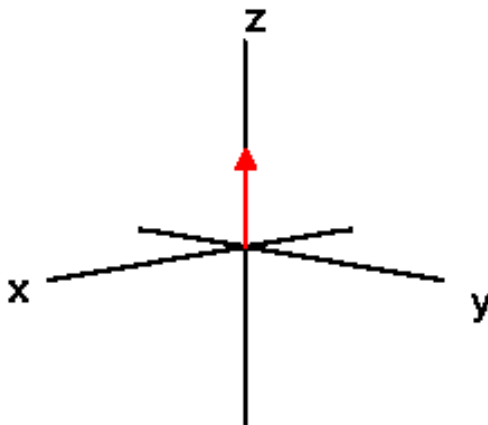
T_1 relaxace

- V rovnováze, $\mathbf{M} = M_0 \mathbf{e}_z$, $M_z = M_0$ klidová magnetizace.
- Vyšleme elmag. (RF) impuls. Vhodnou energií $M_z = 0$



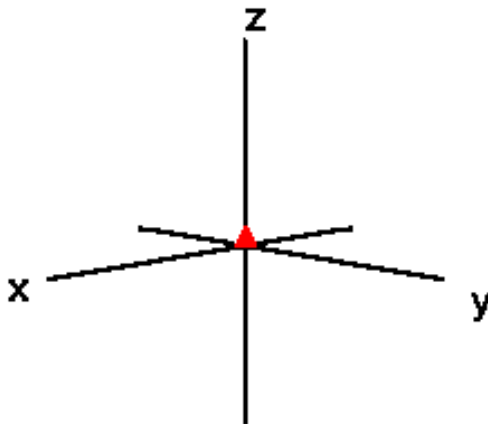
T_1 relaxace

- V rovnováze, $\mathbf{M} = M_0 \mathbf{e}_z$, $M_z = M_0$ klidová magnetizace.
- Vyšleme elmag. (RF) impuls. Vhodnou energií $M_z = 0$



T_1 relaxace

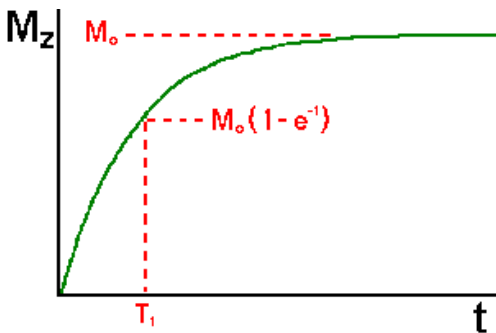
- V rovnováze, $\mathbf{M} = M_0 \mathbf{e}_z$, $M_z = M_0$ klidová magnetizace.
- Vyšleme elmag. (RF) impuls. Vhodnou energií $M_z = 0$



T_1 relaxace (2)

Po odeznění impulsu se M_z vrací do rovnovážného stavu.

$$M_z = M_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}\right)$$

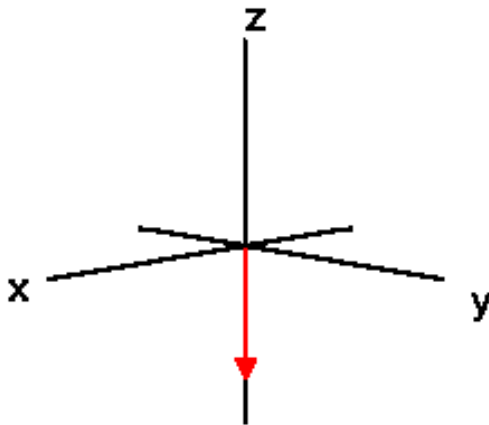


T_1 — mřížková relaxační časová konstanta
(spin-lattice relaxation time)
energie se přenáší na mřížku (lattice) jako teplo

T_1 relaxace (3)

Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

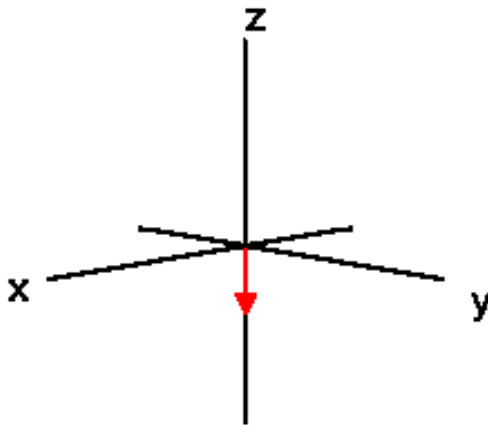
$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}}\right)$$



T_1 relaxace (3)

Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

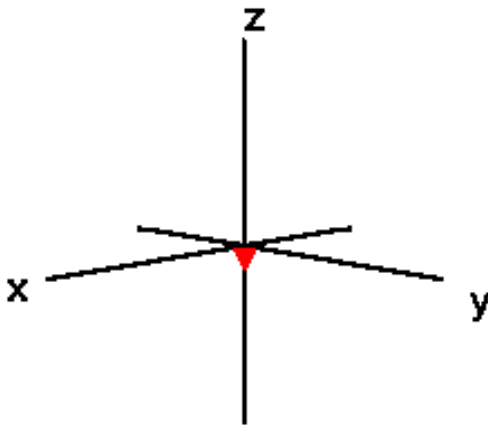
$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}}\right)$$



T_1 relaxace (3)

Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

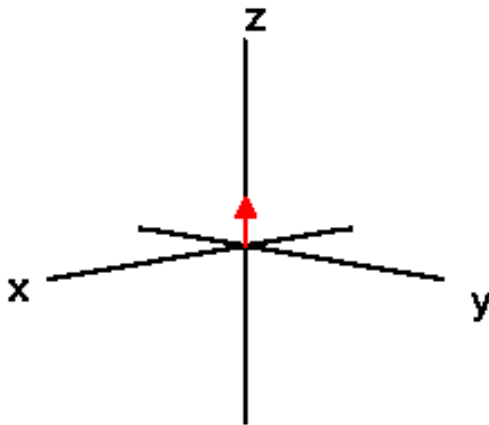
$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}}\right)$$



T_1 relaxace (3)

Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

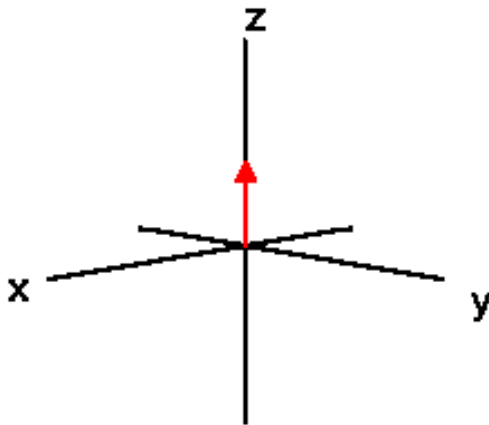
$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}}\right)$$



T_1 relaxace (3)

Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

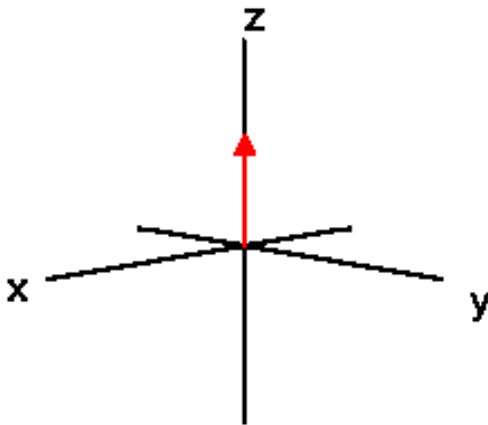
$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}}\right)$$



T_1 relaxace (3)

Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

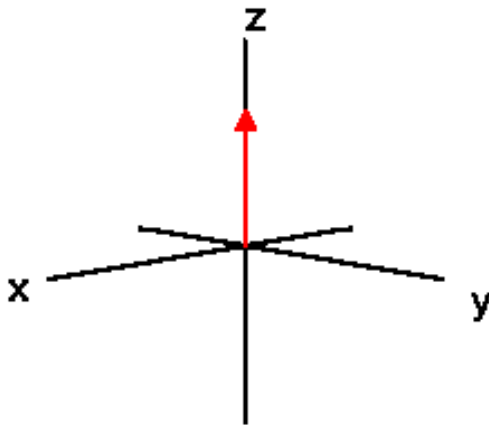
$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}}\right)$$



T_1 relaxace (3)

Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

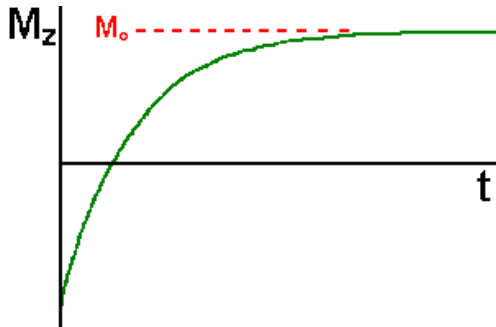
$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}}\right)$$



T_1 relaxace (3)

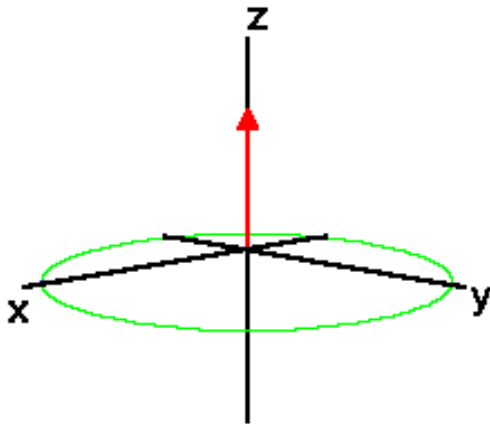
Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}}\right)$$



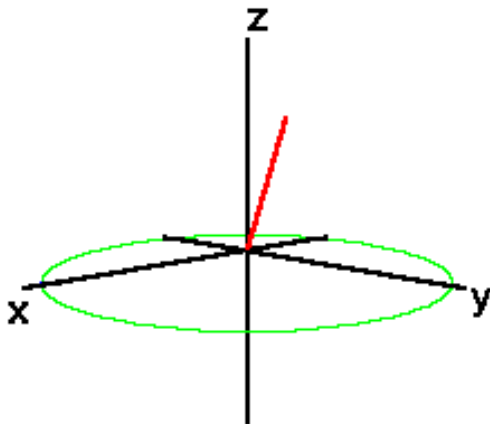
Precese

- Pokud je \mathbf{M} překlopena do xy ...



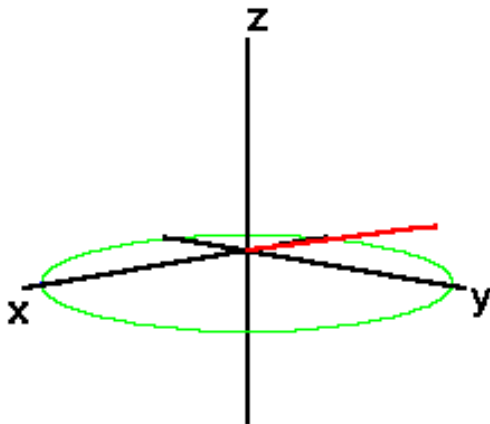
Precese

- Pokud je \mathbf{M} překlopena do xy ...



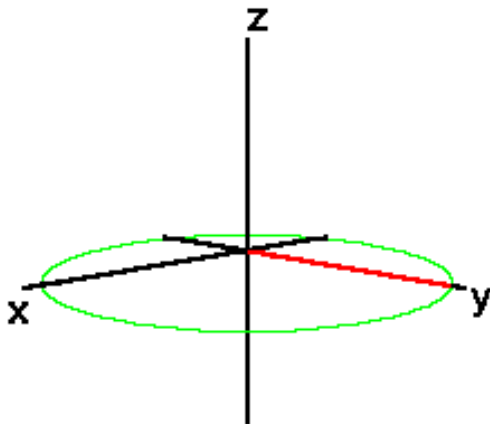
Precese

- Pokud je \mathbf{M} překlopena do xy ...



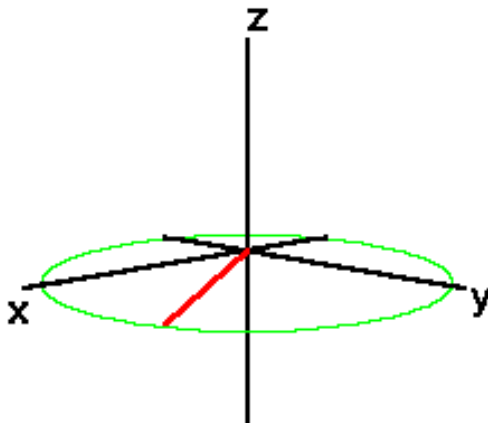
Precese

- Pokud je \mathbf{M} překlopena do xy ...
- ... \mathbf{M} začne rotovat s Larmorovou frekvencí $f = \gamma B$



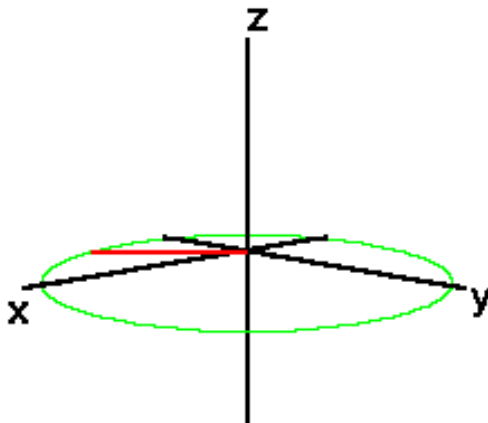
Precese

- Pokud je \mathbf{M} překlopena do xy ...
- ... \mathbf{M} začne rotovat s Larmorovou frekvencí $f = \gamma B$



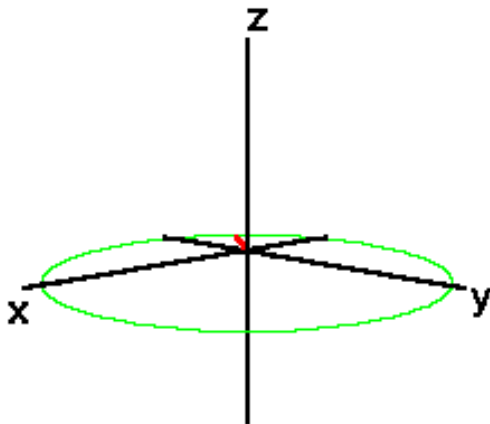
Precese

- Pokud je \mathbf{M} překlopena do xy ...
- ... \mathbf{M} začne rotovat s Larmorovou frekvencí $f = \gamma B$



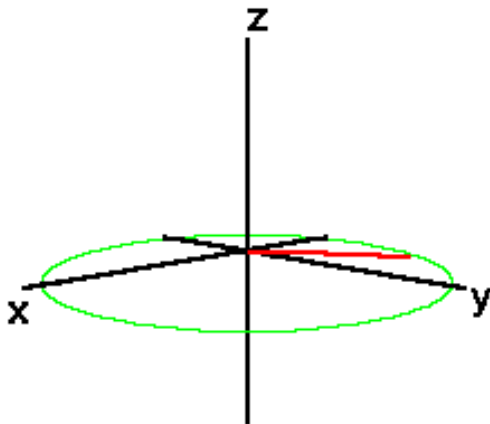
Precese

- Pokud je \mathbf{M} překlopena do xy ...
- ... \mathbf{M} začne rotovat s Larmorovou frekvencí $f = \gamma B$



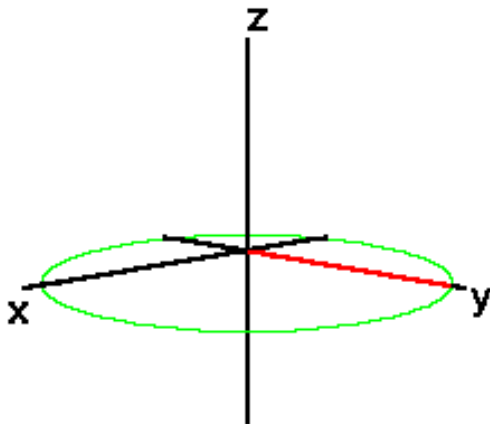
Precese

- Pokud je \mathbf{M} překlopena do xy ...
- ... \mathbf{M} začne rotovat s Larmorovou frekvencí $f = \gamma B$



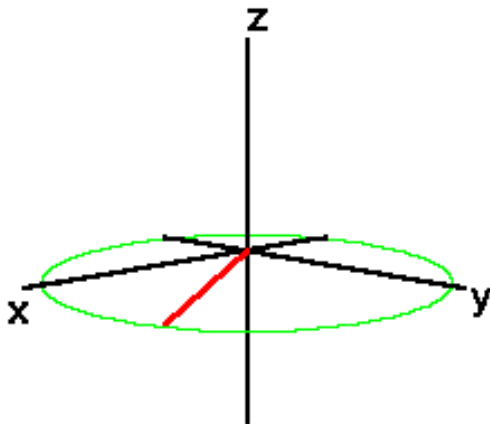
Precese

- Pokud je \mathbf{M} překlopena do xy ...
- ... \mathbf{M} začne rotovat s Larmorovou frekvencí $f = \gamma B$



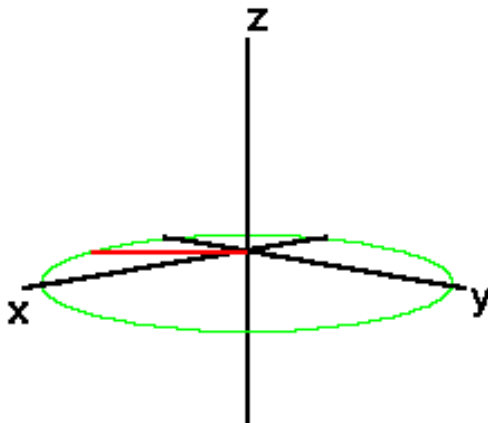
Precese

- Pokud je \mathbf{M} překlopena do xy ...
- ... \mathbf{M} začne rotovat s Larmorovou frekvencí $f = \gamma B$



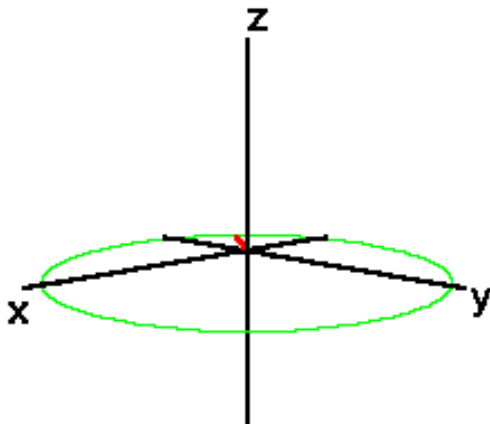
Precese

- Pokud je \mathbf{M} překlopena do xy ...
- ... \mathbf{M} začne rotovat s Larmorovou frekvencí $f = \gamma B$



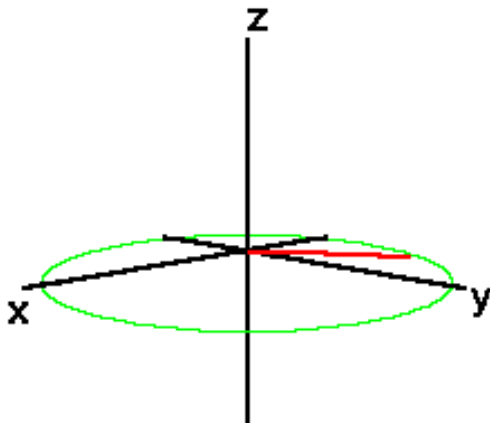
Precese

- Pokud je \mathbf{M} překlopena do xy ...
- ... \mathbf{M} začne rotovat s Larmorovou frekvencí $f = \gamma B$



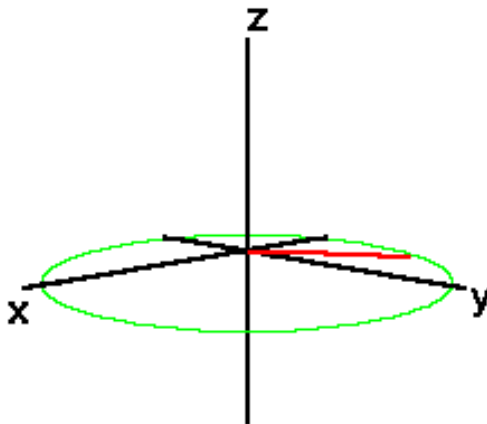
Precese

- Pokud je \mathbf{M} překlopena do xy ...
- ... \mathbf{M} začne rotovat s Larmorovou frekvencí $f = \gamma B$



Precese

- Pokud je \mathbf{M} překlopena do $xy...$
- ... \mathbf{M} začne rotovat s Larmorovou frekvencí $f = \gamma B$



Frekvence je stejná jako rezonanční frekvence pro změnu orientace.

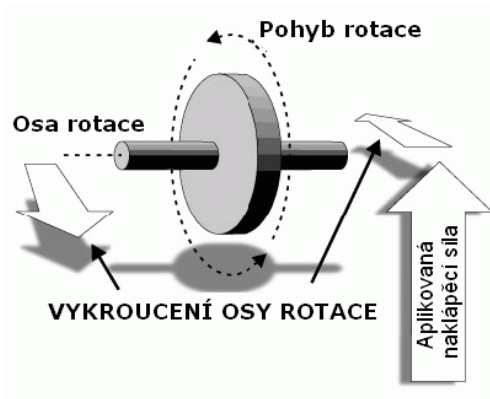
Precese — použití pro měření

Jak uvidíme později, měřitelný signál vyvolává pouze rotující komponenta magnetizace v rovině xy , neboť pro indukci napětí v RF cívce (které je měřeno) je nutný magnetický tok měnící se v čase. Komponenta M_z takové napětí neindukuje.

Precese (2) — klasický popis

Magnetické pole se snaží natočit spin μ do směru \mathbf{B}_0 . To vytváří moment síly

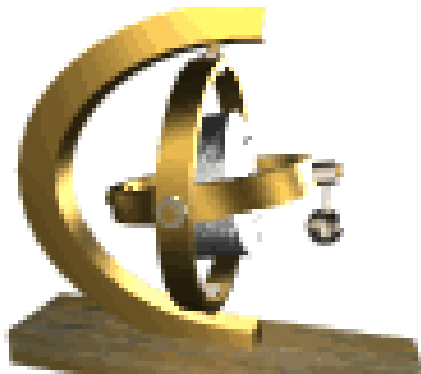
$$\mathbf{C} = \mu \times \mathbf{B}_0$$



Precese (2) — klasický popis

Magnetické pole se snaží natočit spin μ do směru \mathbf{B}_0 . To vytváří moment síly

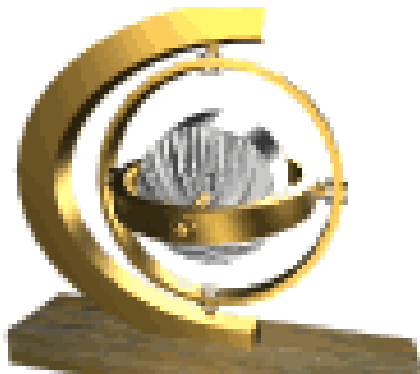
$$\mathbf{C} = \mu \times \mathbf{B}_0$$



Precese (2) — klasický popis

Magnetické pole se snaží natočit spin μ do směru \mathbf{B}_0 . To vytváří moment síly

$$\mathbf{C} = \mu \times \mathbf{B}_0$$



Precese (2) — klasický popis

Magnetické pole se snaží natočit spin μ do směru \mathbf{B}_0 . To vytváří moment síly

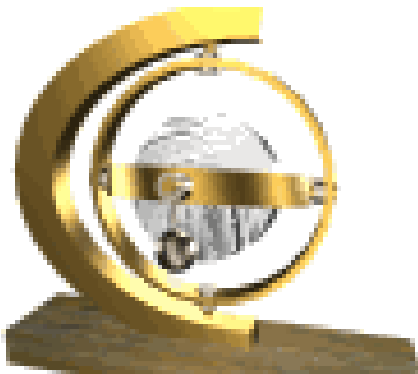
$$\mathbf{C} = \mu \times \mathbf{B}_0$$



Precese (2) — klasický popis

Magnetické pole se snaží natočit spin μ do směru \mathbf{B}_0 . To vytváří moment síly

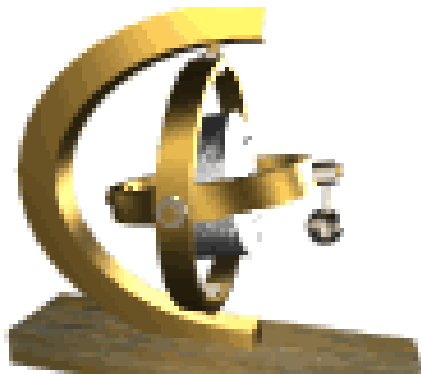
$$\mathbf{C} = \mu \times \mathbf{B}_0$$



Precese (2) — klasický popis

Magnetické pole se snaží natočit spin μ do směru \mathbf{B}_0 . To vytváří moment síly

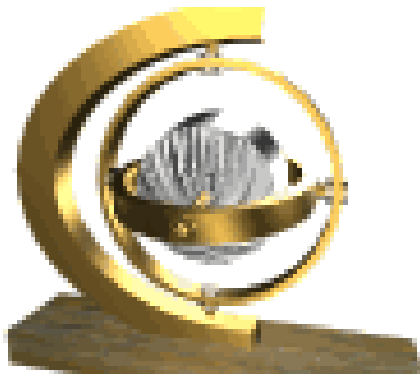
$$\mathbf{C} = \mu \times \mathbf{B}_0$$



Precese (2) — klasický popis

Magnetické pole se snaží natočit spin μ do směru \mathbf{B}_0 . To vytváří moment síly

$$\mathbf{C} = \mu \times \mathbf{B}_0$$



Precese (2) — klasický popis

Magnetické pole se snaží natočit spin μ do směru \mathbf{B}_0 . To vytváří moment síly

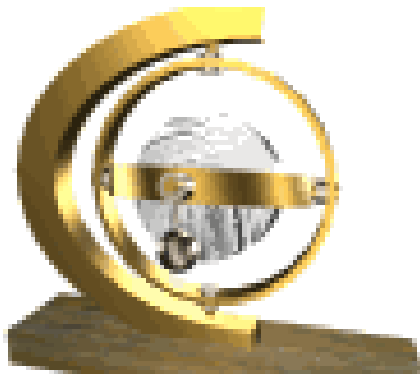
$$\mathbf{C} = \mu \times \mathbf{B}_0$$



Precese (2) — klasický popis

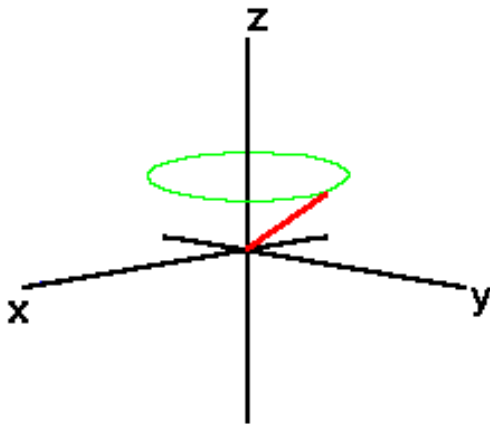
Magnetické pole se snaží natočit spin μ do směru \mathbf{B}_0 . To vytváří moment síly

$$\mathbf{C} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}_0$$



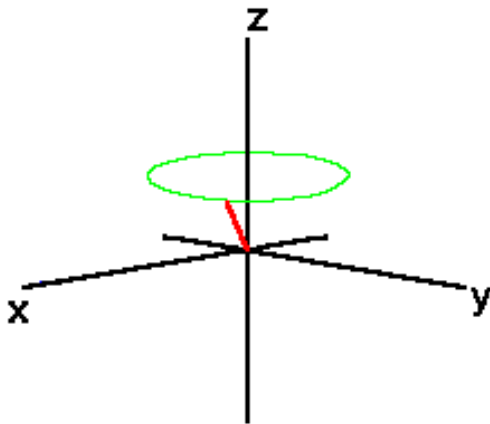
Precese (3)

Pro magnetizaci ne zcela v rovině xy



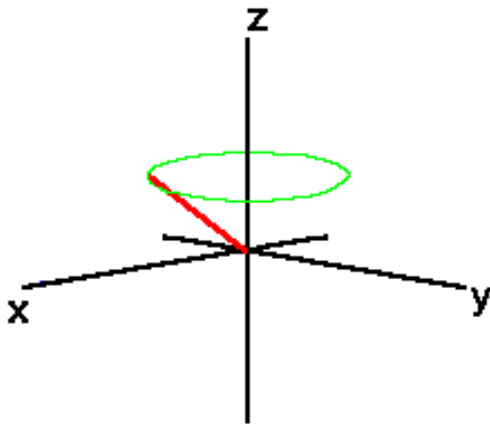
Precese (3)

Pro magnetizaci ne zcela v rovině xy



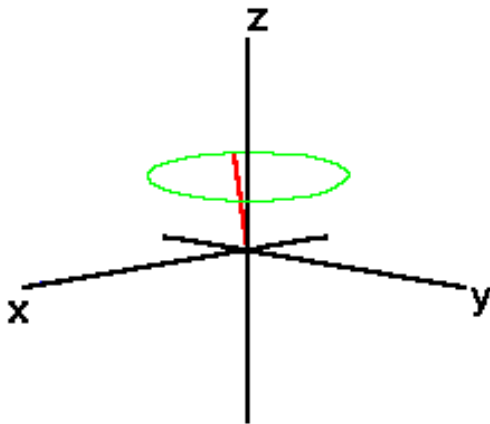
Precese (3)

Pro magnetizaci ne zcela v rovině xy



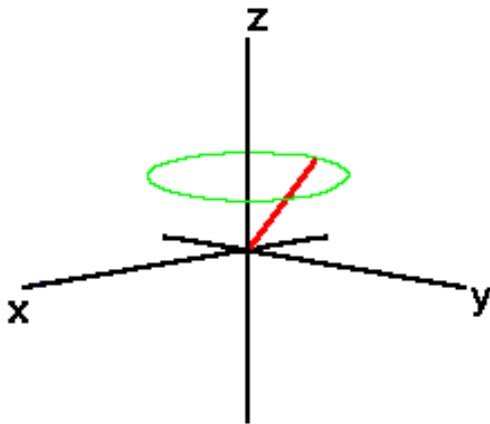
Precese (3)

Pro magnetizaci ne zcela v rovině xy



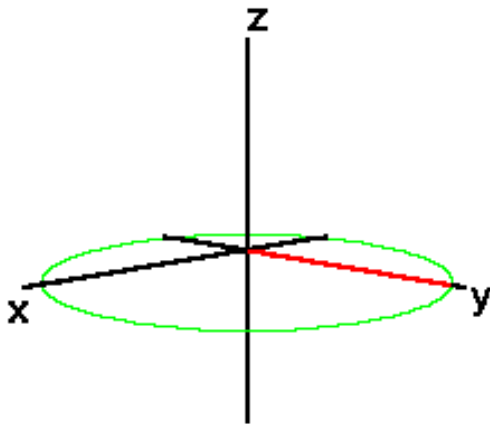
Precese (3)

Pro magnetizaci ne zcela v rovině xy



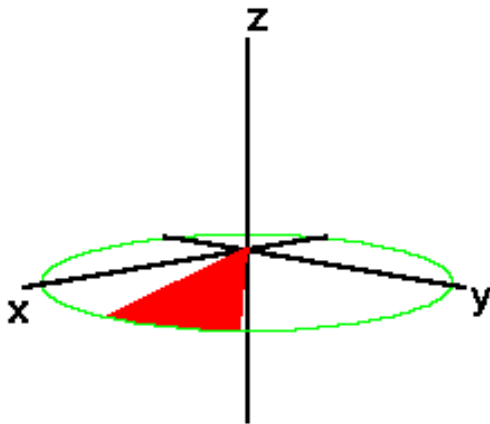
T_2 relaxace

Precese každého spinu s trochu jinou $f \rightarrow$ ztráta synchronizace



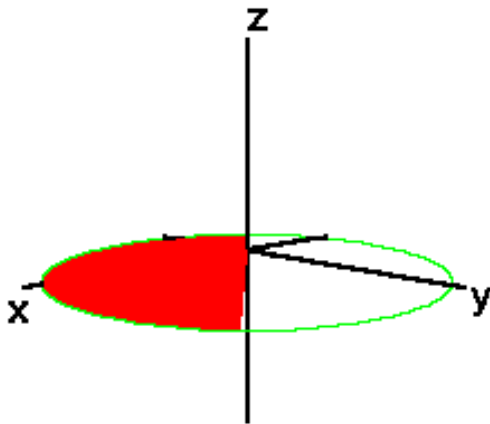
T_2 relaxace

Precese každého spinu s trochu jinou $f \rightarrow$ ztráta synchronizace



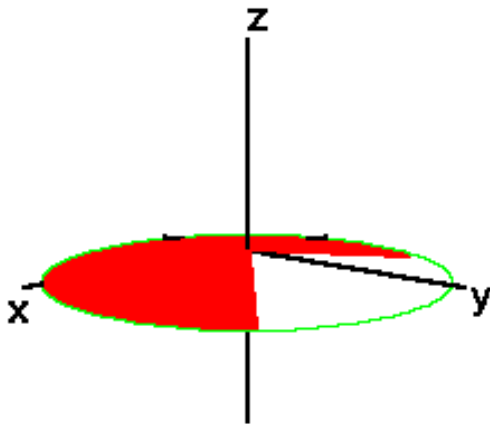
T_2 relaxace

Precese každého spinu s trochu jinou $f \rightarrow$ ztráta synchronizace



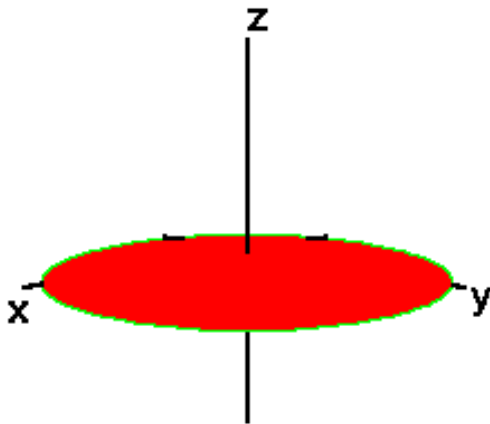
T_2 relaxace

Precese každého spinu s trochu jinou $f \rightarrow$ ztráta synchronizace



T_2 relaxace

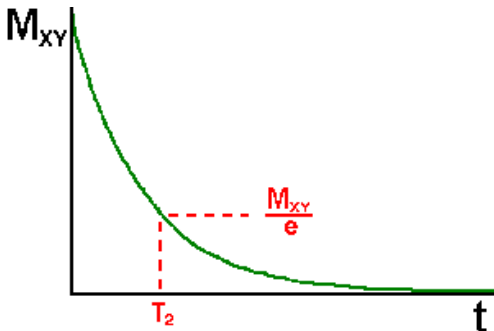
Precese každého spinu s trochu jinou $f \rightarrow$ ztráta synchronizace



T_2 relaxace (2)

Transversální magnetizace M_{xy} postupně klesá

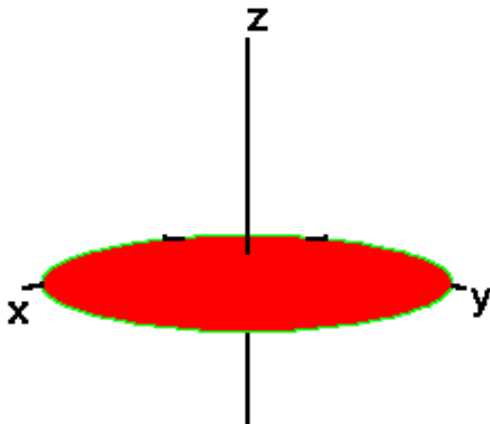
$$M_{xy} = M_{xy0}e^{-\frac{t}{T_2}}$$



T_2 — spinová relaxační časová konstanta
(spin-spin relaxation time), $T_2 < T_1$

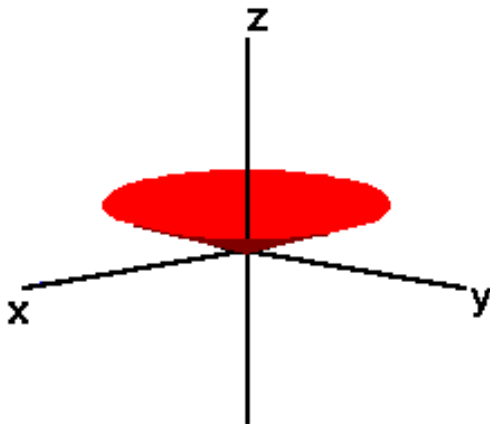
T_1 a T_2 relaxace

- Transversální magnetizace M_{xy} postupně klesá
- Zároveň (ale pomaleji) dochází k návratu $M_z \rightarrow M_0$.



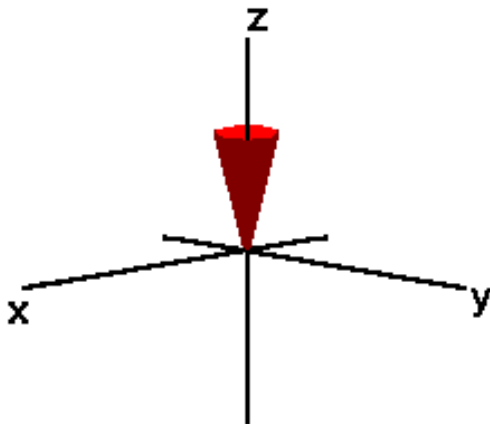
T_1 a T_2 relaxace

- Transversální magnetizace M_{xy} postupně klesá
- Zároveň (ale pomaleji) dochází k návratu $M_z \rightarrow M_0$.



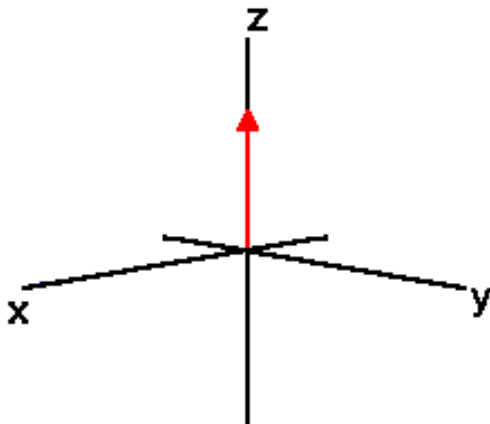
T_1 a T_2 relaxace

- Transversální magnetizace M_{xy} postupně klesá
- Zároveň (ale pomaleji) dochází k návratu $M_z \rightarrow M_0$.



T_1 a T_2 relaxace

- Transversální magnetizace M_{xy} postupně klesá
- Zároveň (ale pomaleji) dochází k návratu $M_z \rightarrow M_0$.



Důvody T_2 relaxace

- Molekulární interakce (T_2)
- Nehomogenita magnetického pole (T_2^{inhom})

Kombinovaná časová konstanta T_2^* :

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2^{\text{inhom}}}$$

Další faktory ovlivňující relaxaci

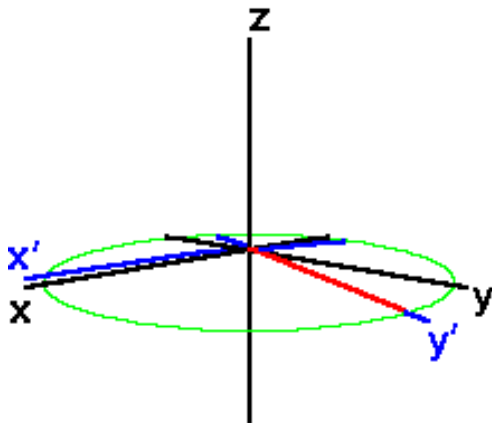
- Pohyb molekul (vlivem nehomogenity mag. pole)
- Teplota
- Viskozita
- Fluktuace

Časy relaxace (1.5 T)

tkáň	T_1 [ms]	T_2 [ms]
tuk	260	80
sval	870	45
mozek (šedá hmota)	900	100
mozek (bílá hmota)	780	90
játra	500	40
mozkomíšní tekutina	2400	160

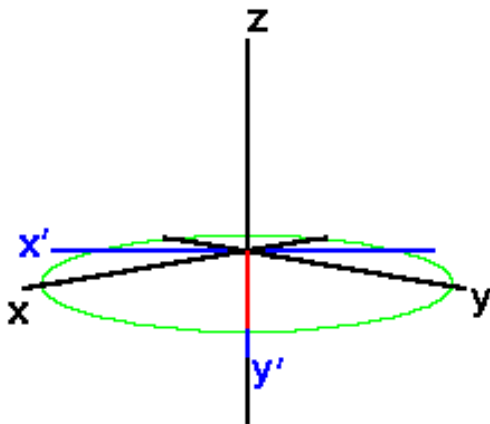
Rotující soustava souřadnic

... rotuje kolem osy z s Larmorovou frekvencí f



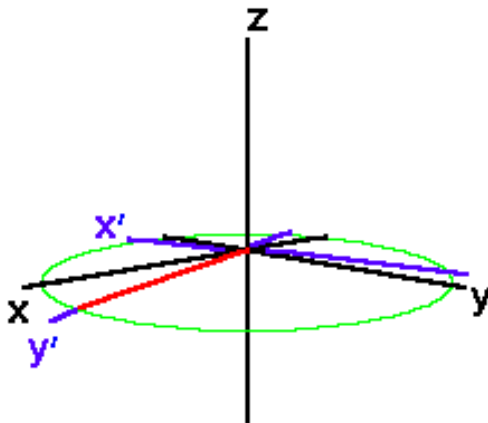
Rotující soustava souřadnic

... rotuje kolem osy z s Larmorovou frekvencí f



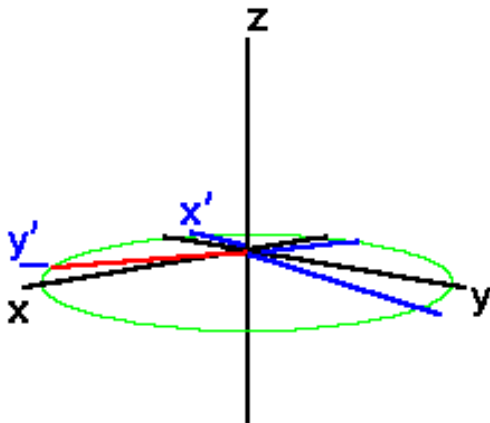
Rotující soustava souřadnic

... rotuje kolem osy z s Larmorovou frekvencí f



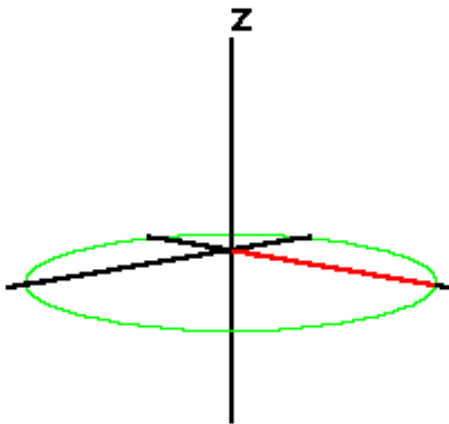
Rotující soustava souřadnic

... rotuje kolem osy z s Larmorovou frekvencí f



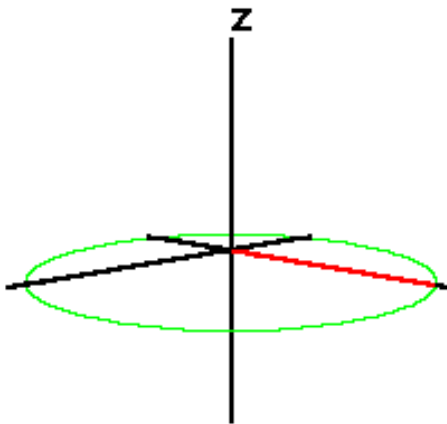
Rotující soustava souřadnic (2)

μ rotující s frekvencí f se zdá stacionární



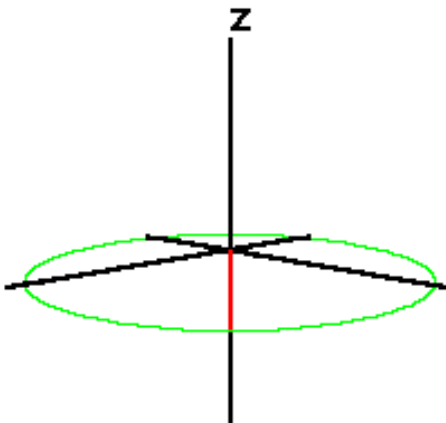
Rotující soustava souřadnic (3)

μ rotující rychleji se otáčí souhlasně



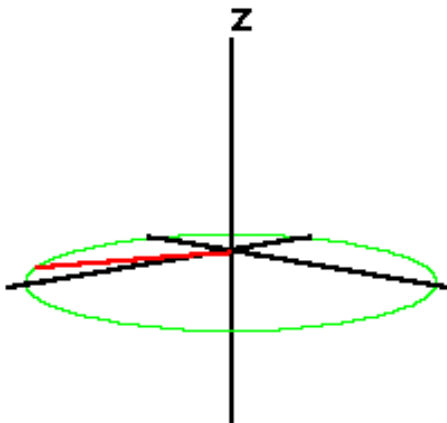
Rotující soustava souřadnic (3)

μ rotující rychleji se otáčí souhlasně



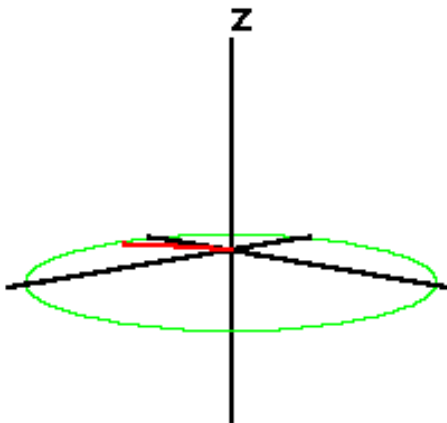
Rotující soustava souřadnic (3)

μ rotující rychleji se otáčí souhlasně



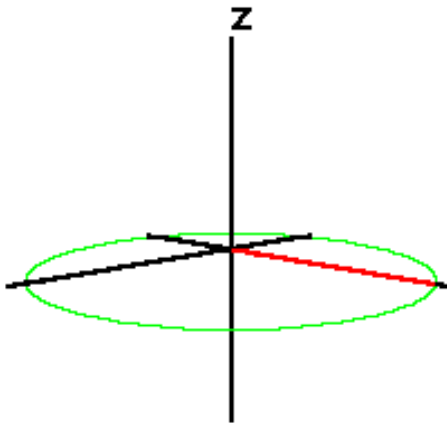
Rotující soustava souřadnic (3)

μ rotující rychleji se otáčí souhlasně



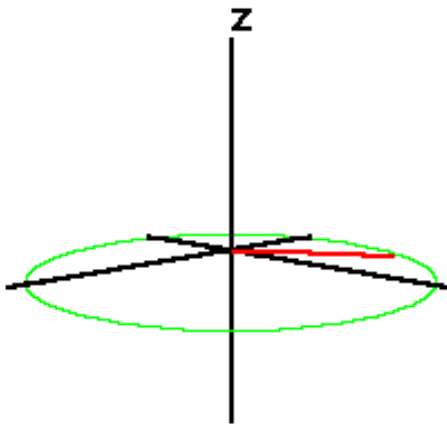
Rotující soustava souřadnic (4)

μ rotující pomaleji se otáčí nesouhlasně



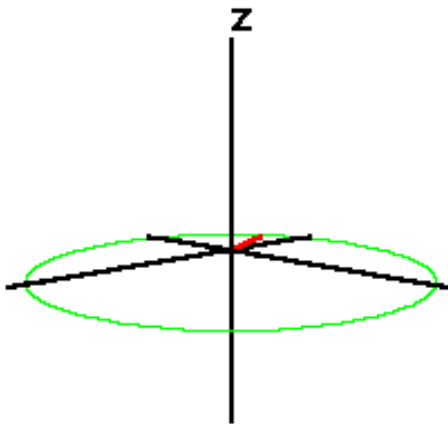
Rotující soustava souřadnic (4)

μ rotující pomaleji se otáčí nesouhlasně



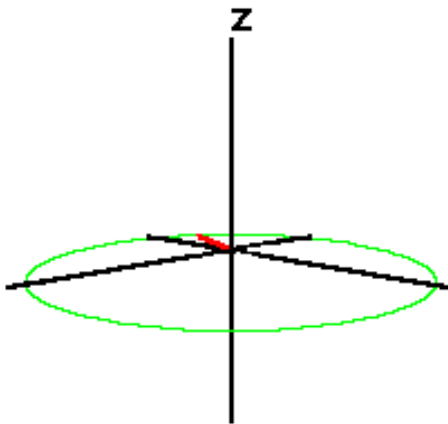
Rotující soustava souřadnic (4)

μ rotující pomaleji se otáčí nesouhlasně



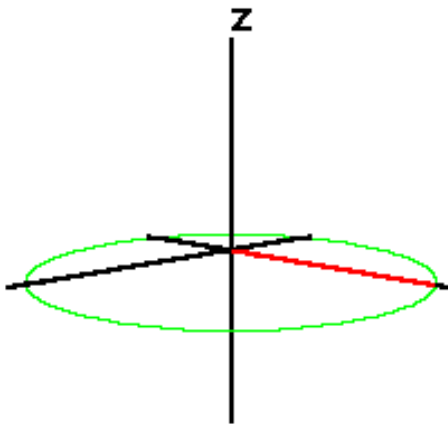
Rotující soustava souřadnic (4)

μ rotující pomaleji se otáčí nesouhlasně



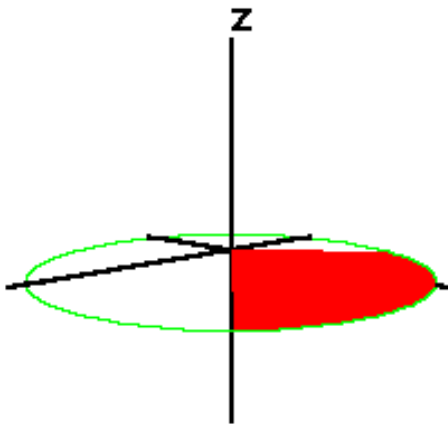
Rotující soustava souřadnic (5)

... a desynchronizace vypadá takto:



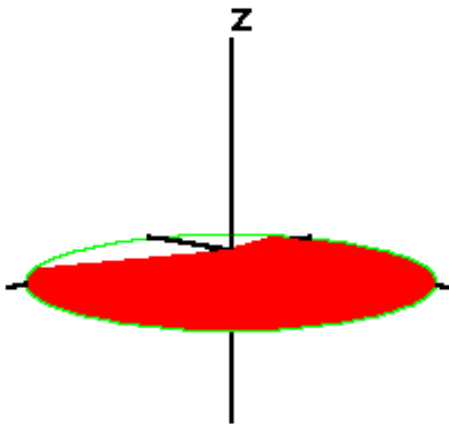
Rotující soustava souřadnic (5)

... a desynchronizace vypadá takto:



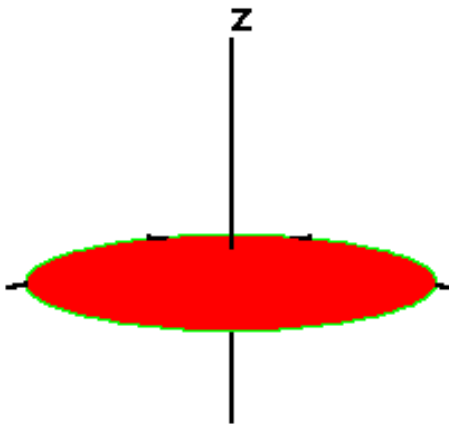
Rotující soustava souřadnic (5)

... a desynchronizace vypadá takto:



Rotující soustava souřadnic (5)

... a desynchronizace vypadá takto:



Úvod

Základy

Historie

Všeobecně. . .

Fyzika MRI

Jaderný spin

Interakce

Boltzmannova statistika

Makroskopický pohled

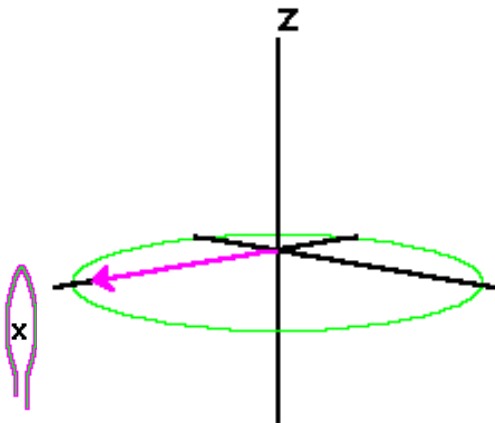
Relaxace a precese

Excitace

Blochova rovnice

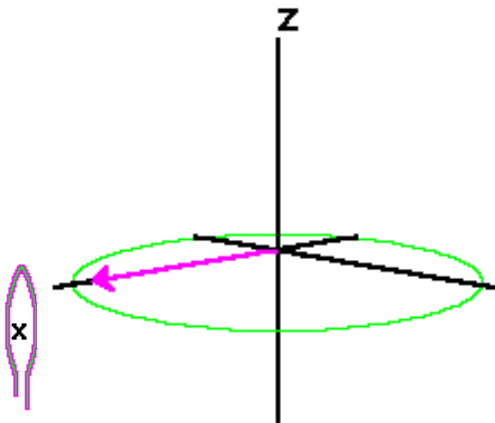
Elektromagnetická excitace

- Cívka s osou x vytvoří magnetické pole ve směru x



Elektromagnetická excitace

- Cívka s osou x vytvoří magnetické pole ve směru x
- Střídavý proud s frekvencí f vytvoří pole \mathbf{B}_1 s frekvencí f



Elektromagnetická excitace

- Cívka s osou x vytvoří magnetické pole ve směru x
- Střídavý proud s frekvencí f vytvoří pole \mathbf{B}_1 s frekvencí f
- \mathbf{B}_1 se dá rozložit na $\mathbf{B}_1^+ + \mathbf{B}_1^-$, rotující okolo z s frekvencí $\pm f$

Elektromagnetická excitace

- Cívka s osou x vytvoří magnetické pole ve směru x
- Střídavý proud s frekvencí f vytvoří pole \mathbf{B}_1 s frekvencí f
- \mathbf{B}_1 se dá rozložit na $\mathbf{B}_1^+ + \mathbf{B}_1^-$, rotující okolo z s frekvencí $\pm f$
- \mathbf{B}_1^+ bude v rotující soustavě souřadnic stacionární.

Elektromagnetická excitace

- Cívka s osou x vytvoří magnetické pole ve směru x
- Střídavý proud s frekvencí f vytvoří pole \mathbf{B}_1 s frekvencí f
- \mathbf{B}_1 se dá rozložit na $\mathbf{B}_1^+ + \mathbf{B}_1^-$, rotující okolo z s frekvencí $\pm f$
- \mathbf{B}_1^+ bude v rotující soustavě souřadnic stacionární.
- \mathbf{B}_1^- bude mít frekvenci $2f$, daleko od rezonance, zanedbáme.

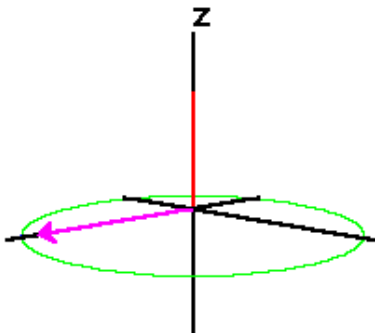
Elektromagnetická excitace

- Cívka s osou x vytvoří magnetické pole ve směru x
- Střídavý proud s frekvencí f vytvoří pole \mathbf{B}_1 s frekvencí f
- \mathbf{B}_1 se dá rozložit na $\mathbf{B}_1^+ + \mathbf{B}_1^-$, rotující okolo z s frekvencí $\pm f$
- \mathbf{B}_1^+ bude v rotující soustavě souřadnic stacionární.
- \mathbf{B}_1^- bude mít frekvencí $2f$, daleko od rezonance, zanedbáme.
- \rightarrow pole \mathbf{B}_1 se bude v rotující soustavě jevit stacionární, ve směru x' .

Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o Larmorově frekvenci f (tzv. *rezonanční podmínka*), amplitudě B_1 a délce trvání τ
- \rightarrow magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

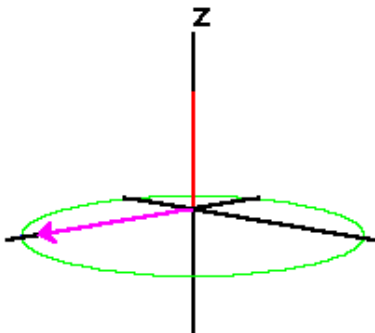


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o Larmorově frekvenci f (tzv. *rezonanční podmínka*), amplitudě B_1 a délce trvání τ
- \rightarrow magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

- **90° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru y'

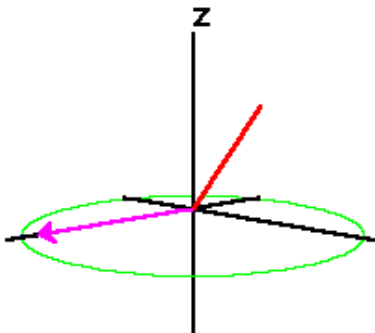


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o Larmorově frekvenci f (tzv. *rezonanční podmínka*), amplitudě B_1 a délce trvání τ
- \rightarrow magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

- **90° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru y'

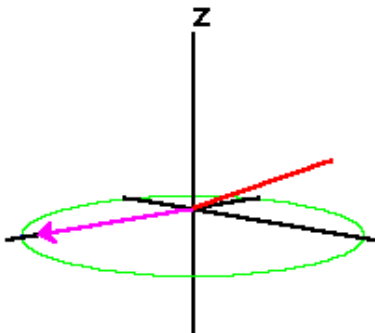


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o Larmorově frekvenci f (tzv. *rezonanční podmínka*), amplitudě B_1 a délce trvání τ
- \rightarrow magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

- **90° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru y'

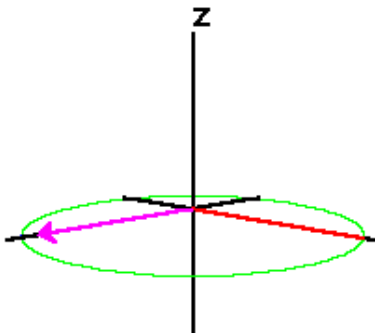


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o Larmorově frekvenci f (tzv. *rezonanční podmínka*), amplitudě B_1 a délce trvání τ
- \rightarrow magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

- **90° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru y'

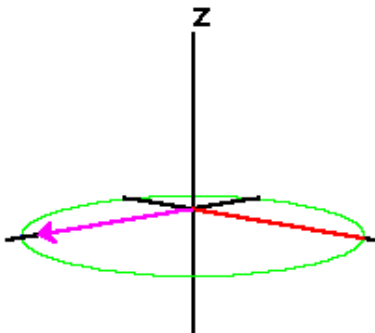


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o Larmorově frekvenci f (tzv. *rezonanční podmínka*), amplitudě B_1 a délce trvání τ
- \rightarrow magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

- **90° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru y'
- **180° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru $-z'$

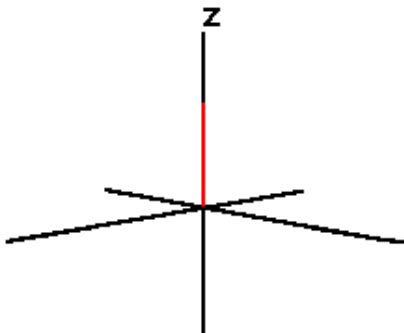


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o Larmorově frekvenci f (tzv. *rezonanční podmínka*), amplitudě B_1 a délce trvání τ
- \rightarrow magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

- **90° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru y'
- **180° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru $-z'$
- v nerotující soustavě souřadnic. . .

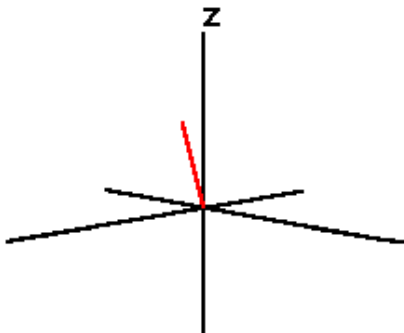


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o Larmorově frekvenci f (tzv. *rezonanční podmínka*), amplitudě B_1 a délce trvání τ
- \rightarrow magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

- **90° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru y'
- **180° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru $-z'$
- v nerotující soustavě souřadnic. . .

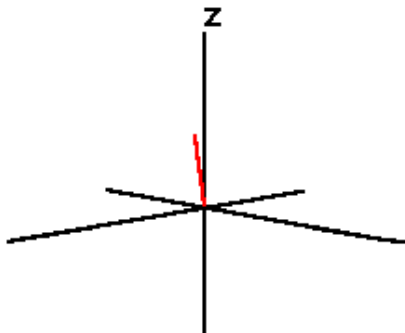


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o Larmorově frekvenci f (tzv. *rezonanční podmínka*), amplitudě B_1 a délce trvání τ
- \rightarrow magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

- **90° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru y'
- **180° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru $-z'$
- v nerotující soustavě souřadnic. . .

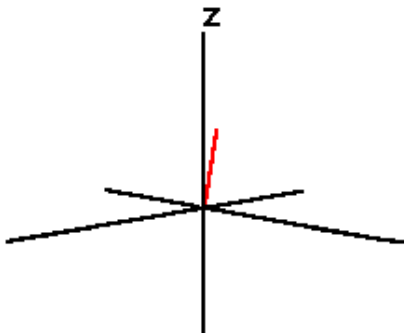


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o Larmorově frekvenci f (tzv. *rezonanční podmínka*), amplitudě B_1 a délce trvání τ
- \rightarrow magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

- **90° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru y'
- **180° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru $-z'$
- v nerotující soustavě souřadnic. . .

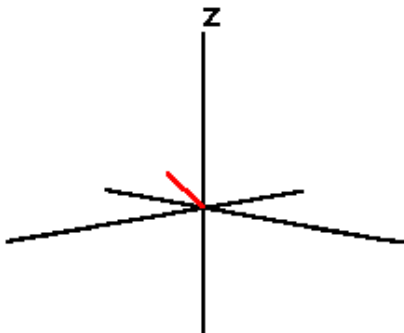


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o Larmorově frekvenci f (tzv. *rezonanční podmínka*), amplitudě B_1 a délce trvání τ
- \rightarrow magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

- **90° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru y'
- **180° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru $-z'$
- v nerotující soustavě souřadnic. . .

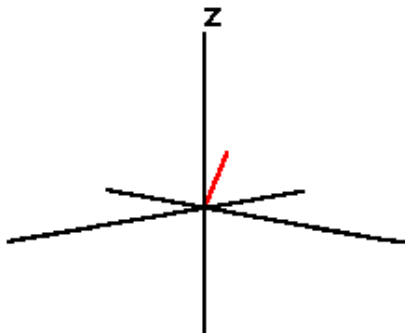


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o Larmorově frekvenci f (tzv. *rezonanční podmínka*), amplitudě B_1 a délce trvání τ
- \rightarrow magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

- **90° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru y'
- **180° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru $-z'$
- v nerotující soustavě souřadnic. . .

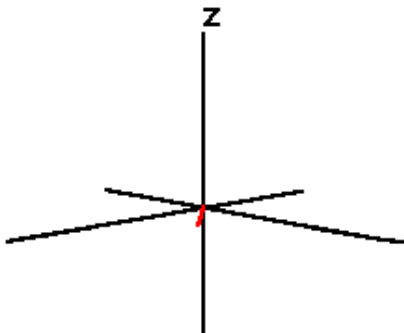


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o Larmorově frekvenci f (tzv. *rezonanční podmínka*), amplitudě B_1 a délce trvání τ
- \rightarrow magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

- **90° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru y'
- **180° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru $-z'$
- v nerotující soustavě souřadnic. . .

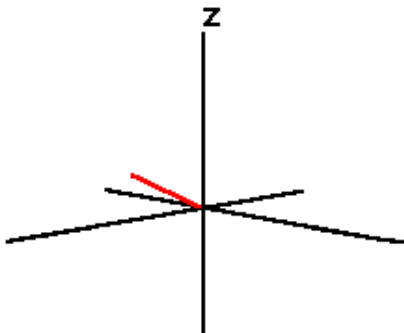


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o Larmorově frekvenci f (tzv. *rezonanční podmínka*), amplitudě B_1 a délce trvání τ
- \rightarrow magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

- **90° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru y'
- **180° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru $-z'$
- v nerotující soustavě souřadnic. . .

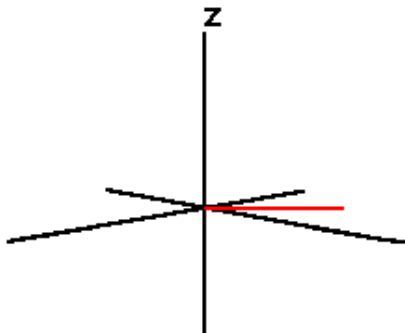


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o Larmorově frekvenci f (tzv. *rezonanční podmínka*), amplitudě B_1 a délce trvání τ
- \rightarrow magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

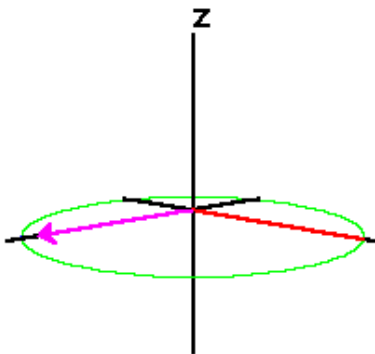
$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

- **90° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru y'
- **180° impuls** — natočí \mathbf{M} do směru $-z'$
- v nerotující soustavě souřadnic. . .



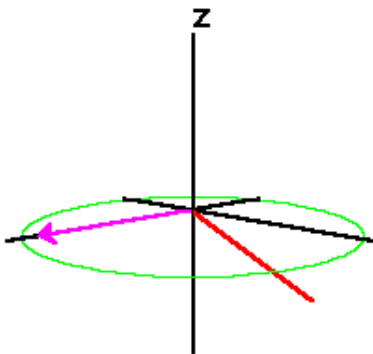
Natočení vektoru magnetizace (2)

- Magnetizace je otočena o úhel α z libovolné počáteční pozice
- 180° impuls pro $\mathbf{M} \parallel y'$



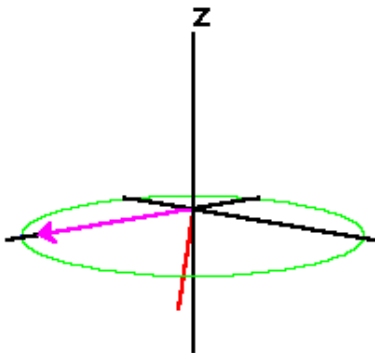
Natočení vektoru magnetizace (2)

- Magnetizace je otočena o úhel α z libovolné počáteční pozice
- 180° impuls pro $\mathbf{M} \parallel y'$



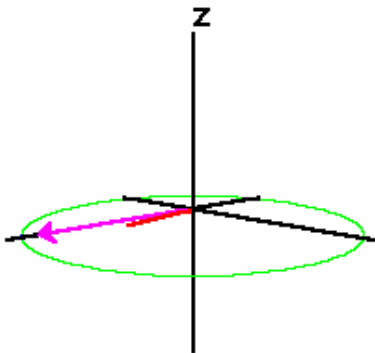
Natočení vektoru magnetizace (2)

- Magnetizace je otočena o úhel α z libovolné počáteční pozice
- 180° impuls pro $\mathbf{M} \parallel y'$



Natočení vektoru magnetizace (2)

- Magnetizace je otočena o úhel α z libovolné počáteční pozice
- 180° impuls pro $\mathbf{M} \parallel y'$



Úvod

Základy

Historie

Všeobecně. . .

Fyzika MRI

Jaderný spin

Interakce

Boltzmannova statistika

Makroskopický pohled

Relaxace a precese

Excitace

Blochova rovnice

Blochova rovnice

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{B}$$

kde \mathbf{B} je celkové magnetické pole ($\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1$).

Blochovy rovnice (2)

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{B}$$

dosadíme za \mathbf{B} , přidáme ztráty a přejdeme do rotujícího systému

$$\begin{aligned}\frac{dM_{x'}}{dt} &= (\omega_0 - \omega)M_{y'} - \frac{M_{x'}}{T_2} \\ \frac{dM_{y'}}{dt} &= -(\omega_0 - \omega)M_{x'} + 2\pi\gamma B_1 M_z - \frac{M_{y'}}{T_2} \\ \frac{dM_z}{dt} &= -2\pi\gamma B_1 M_{y'} - \frac{M_z - M_{z0}}{T_1}\end{aligned}$$

kde $\omega_0 = 2\pi f_0 = 2\pi\gamma B_0$, ω je frekvence rotace spinu.