

Magnetická rezonance

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

May 4, 2006

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

ÚVOD

MR - Magnetic Resonance

MRI - Magnetic Resonance Imaging

- zobrazování magnetickou rezonancí

MRT - Magnetic Resonance Tomograph(y)

- Magnetic Resonance Technology

MRS - Magnetic Resonance Spectroscopy

NMR - Nuclear Magnetic Resonance

MR Scanner

JMR - Jaderná Magnetická Rezonance

KST - Kernspintomographie

pMRI - positional MRI

fMRI - functional MRI, ...

ÚVOD - historie

- 1921 - Compton - elektronový spin
- 1924 - Pauli - jaderný spin
- 1946 - Stanford/Harvard - první detekce NMR signálu
- 50, 70 - léta, strukturní analýza
- 70 - léta, první supravodivý magnet
- 1976 - Lauterbur - první obraz z NMR spektrometru
- 1981 - první komerční MR tomograf, < 0,2 T
- 1985 - komerční MR tomograf, 1,5 T
- 1986 - zlepšování v SNR (odstup S/Š), rozlišení
- 1998 - celotělový MR tomograf 8T

ÚVOD - pokračování

MRI - Magnetic field
- RF pulse
- Induction

MRR - Magnetic field
- RF pulse
- Relaxation

- jádra, magnetické pole statické a
dynamické, VF puls

Permanentní magnety - architektura „OPEN“



Elektromagnet - architektura „OPEN“



**Philips-Marconi
Panorama 0.23T a 0.6T**

FONAR Stand-Up MRI



Supravodivé magnety - architektura „OPEN“

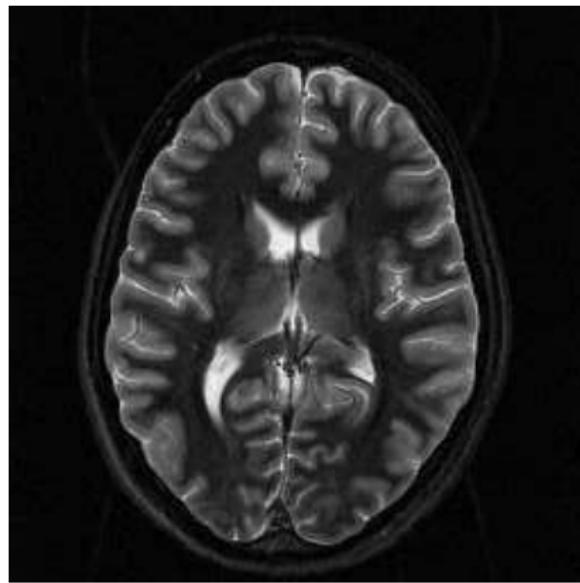


ÚVOD - průběh MRI

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, objev jevu
- 1950–1970 – NMR, spektroskopická analýza
- 1971 — Raymond Damadian, relaxacni časy tkání jsou různé
- 1973 — Hounsfield, CT. Ochota investovat.
- 1973 — Paul Lauterbur, tomografické MRI
- 1975 — Richard Ernst, Fourier MRI
- 1977 — Peter Mansfield, echo-planar imaging (EPI), 30 ms

Stručná historie MRI (2)

- 1980 — Edelstein, MRI těla (3D), 5 min
- 1986 — MRI těla (3D), 5 s
- 1986 — MRI+NMR, rozlišení 1 cm
- 1987 — zobrazení srdečního cyklu v reálném čase
- 1987 — MRA (angiografie), tok krve (bez kontrast. látek)
- 1992 — funkční MRI

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. 2003 bylo ve světě asi 10000 MRI skenerů
- 75 miliónů vyšetření za den (20/den na každém skeneru)
- V ČR desítky (?)
- Zařízení stojí $10 \sim 100$ mil. Kč
- Jedno vyšetření ~ 10 tis. Kč

Potřebné profese, možnosti uplatnění

- Při vyšetření
 - Lékař radiolog
 - 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

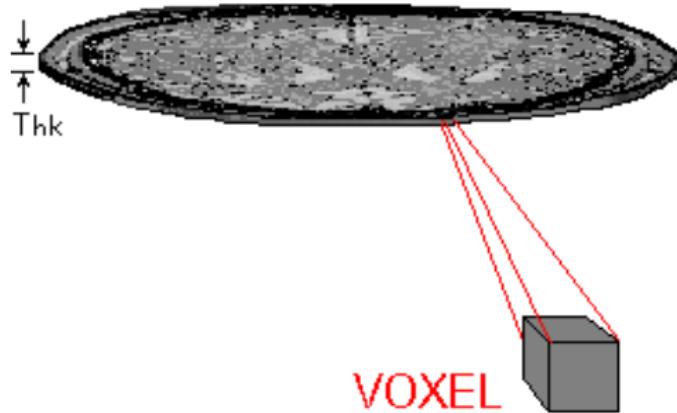
Výrobci

Fonar, Genera I Electric, Hitachi, Philips, Siemens, Toshiba

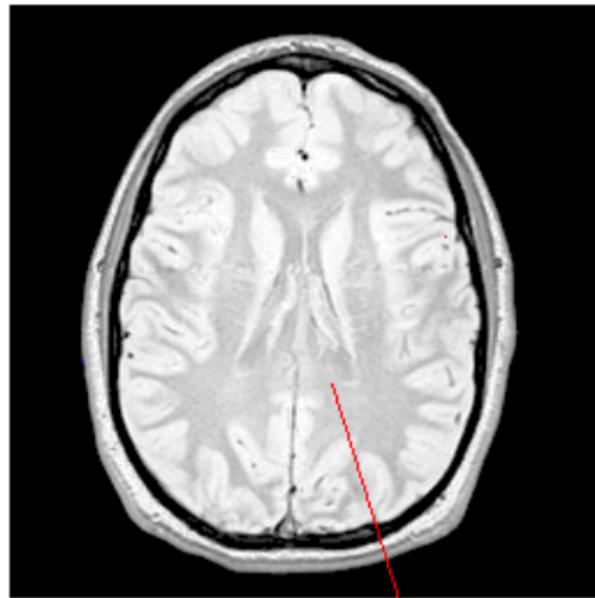
Tomografické zobrazování



Tomografické zobrazování



Tomografické zobrazování



Pixel

Vzorkovací paradox

- Shannon → nelze zobrazovat objekty menší než λ
- U MRI $\lambda \approx 5 \sim 10$ m, rozlišení ~ 1 mm. Jak to?

Vzorkovací paradox

- Shannon → nelze zobrazovat objekty 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 je násobkem $1/2$, \pm
- Volné protony, neutrony, elektrony mají spin $1/2$
- Atom deuteria ^2H (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 jsou užitečné pro MRI

Spin v magnetickém poli

$$f = \gamma B$$

- f resonanční frekvence, také *Larmorova* frekvence
- B intenzita magnetického pole
- γ gyromagnetická konstanta daného jádra
- Pro H, $\gamma = 42.58 \text{ MHz/T}$ (někdy udávaná v [rad/T])
- Spin (částice) může absorbovat foton o frekvenci f

Vlastnosti relevantních prvků

Izotop	Nukleární spin	γ	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%

Fyzikální základy

- Aktivní jsou pouze jádra se **spinovým kvantovým číslem** ($I \neq 0$). Tato jádra mohou absorbovat RF záření.

- Sudé hmotové číslo & sudé atomové číslo $\Rightarrow I = 0$ (^{12}C , ^{16}O)
- Sudé hmotové číslo & liché atomové číslo $\Rightarrow I = \text{celočíselný}$ (^{14}N , ^3H , ^{10}B)
- Liché hmotové číslo $\Rightarrow I = \text{polovinový}$ (^1H , ^{13}C , ^{15}N)
- Spinové stavy jádra jsou kvantovány.

$$m = I, (I - 1), (I - 2), \dots, -I$$

- m je magnetické kvantové číslo.

Pro ^1H , ^{13}C , ^{15}N , ^{19}F , ^{31}P (nejběžnější jádra) platí:

$$I = 1/2 \Rightarrow m = 1/2, -1/2$$

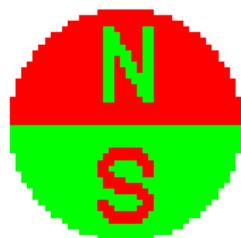
- To znamená, že tato jádra mohou zaujmout pouze dva stav (energetické hladiny).
- Další důležitou vlastností částic s nábojem je tzv. **magnetic moment (μ)**, který může být vyjádřen

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{I} \vec{h} / 2\pi$$

- Je to vektorová veličina, která má velikost a směr (nukleární magnet)
- h je Planckova konstanta
- γ je gyromagnetický poměr (konstanta), která je závislá na povaze jádra.
- Různá jádra mají různý magnetický moment.

Spin v magnetickém poli (2)

Konfigurace:



nízká energie

vysoká energie

Přechod mezi energetickými stavů

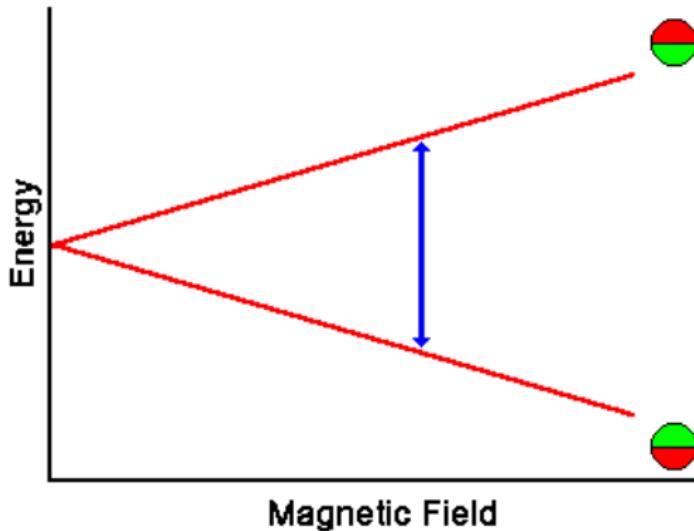
- Absorbováním fotonu s energií

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

může spin přejít do vysokoenergetického stavu

- Při zpětném přechodu 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

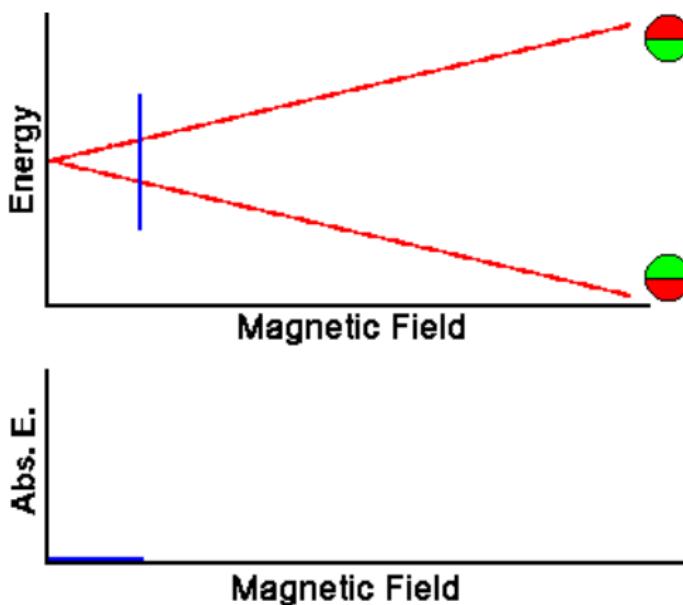
Relaxace a precese

Excitace

Blochova rovnice

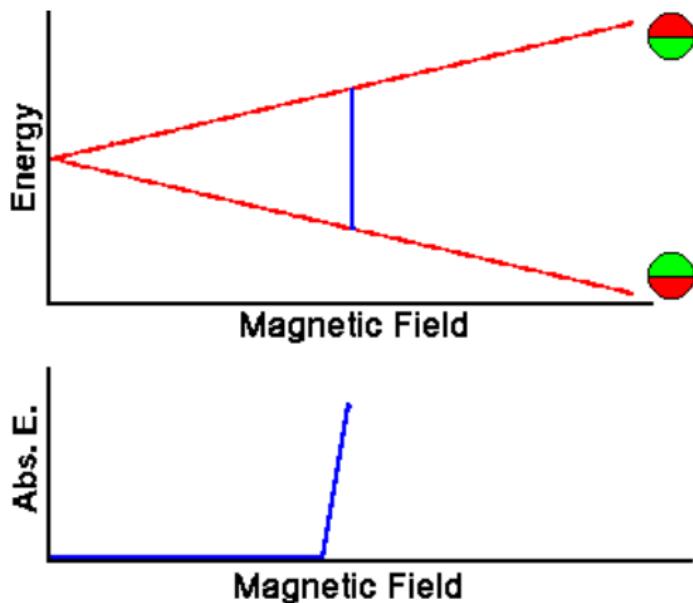
Continous wave NMR (1)

- Konstantní frekvence
- Proměnné magnetické pole
- Měříme absorbovanou energii



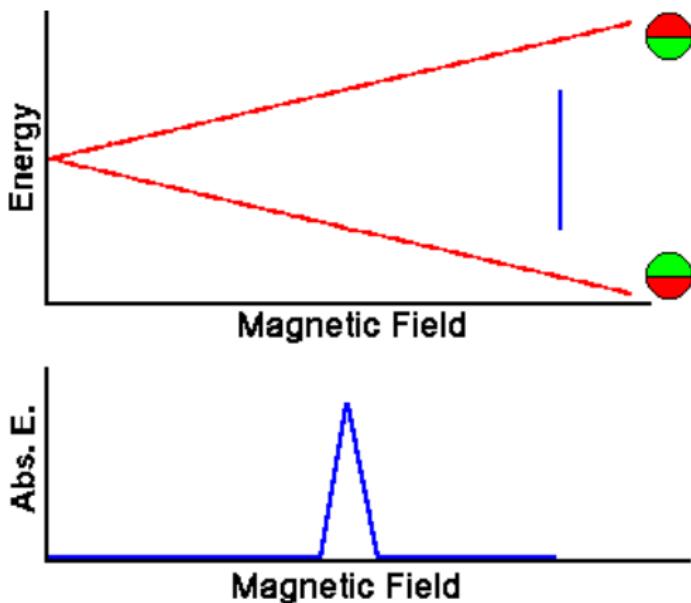
Continous wave NMR (1)

- Konstantní frekvence
- Proměnné magnetické pole
- Měříme absorbovanou energii



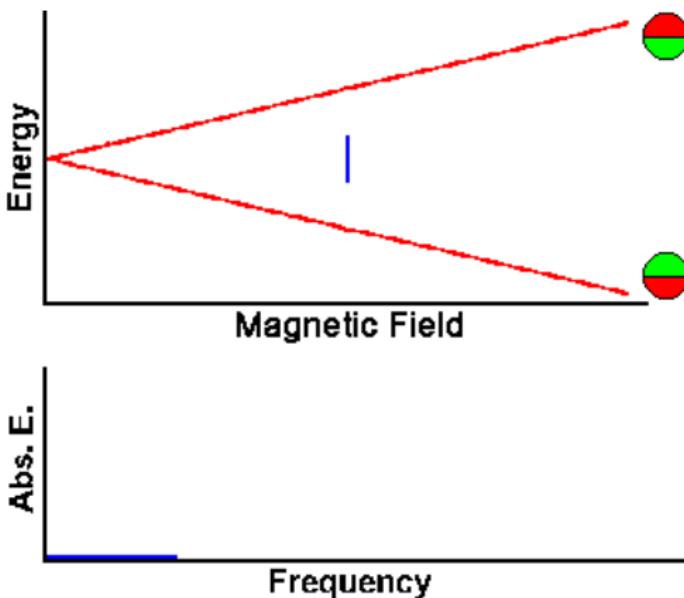
Continous wave NMR (1)

- Konstantní frekvence
- Proměnné magnetické pole
- Měříme absorbovanou energii



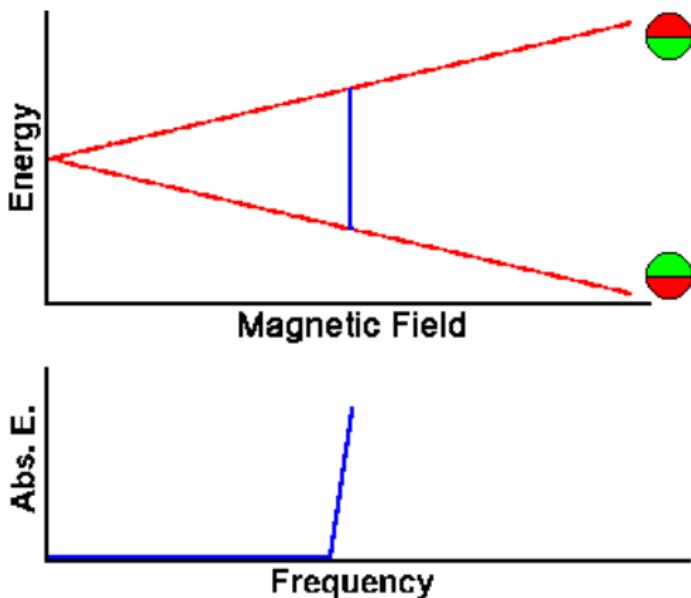
Continous wave NMR (2)

- Konstantní magnetické pole
- Proměnná frekvence
- Měříme absorbovanou energii



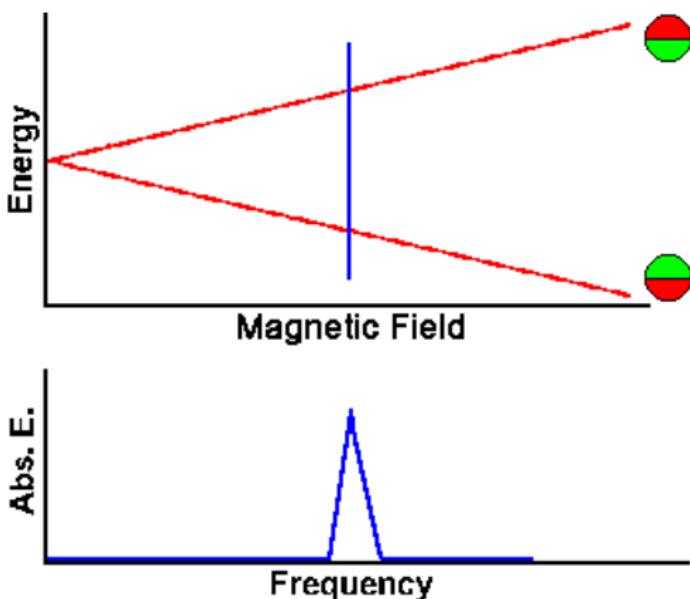
Continous wave NMR (2)

- Konstantní magnetické pole
- Proměnná frekvence
- Měříme absorbovanou energii



Continous 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:



nízká 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

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: $U_R + U_S = U_0 = \text{const}$
- Nechť počet stavů R s energií U je $\Omega(U)$
- Pravděpodobnost $P(U) \sim \Omega(U)$
- Pravděpodobnost $P(s_i) \sim \Omega_R(U_0 - \varepsilon_i)\Omega_S(\varepsilon_i) = \Omega_R(U_0 - \varepsilon_i)$

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: $U_R + U_S = U_0 = \text{const}$
- Nechť počet stavů R s energií U je $\Omega(U)$
- Pravděpodobnost $P(U) \sim \Omega(U)$
- Pravděpodobnost $P(s_i) \sim \Omega_R(U_0 - \varepsilon_i)\Omega_S(\varepsilon_i) = \Omega_R(U_0 - \varepsilon_i)$

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

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 (4)

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: $S = k \log \Omega$

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

Odvození Boltzmannovy statistiky (4)

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

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 (4)

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

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

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

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

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^+

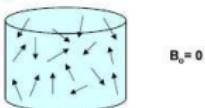
$$\frac{N^-}{N^+} = e^{-\frac{E}{kT}}$$

kde $k = 1.3805 \cdot 10^{-23}$ je Boltzmannova konstanta

Fyzikální základy - pokračování

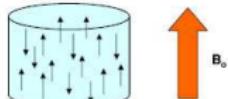
Vliv magnetického pole ($I = 1/2$)

- V základním stavu nejsou jáderné spiny uspořádány a neexistuje mezi nimi žádný energetický rozdíl. Jsou tzv. degenerované:



$$B_0 = 0$$

- Vlivem silného externího magnetického pole dojde však k jejich uspořádání buď v souhlasném nebo opačném směru:

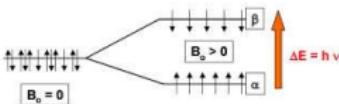


$$B_0$$

- Vždy existuje malý přebytek jader uspořádaných souhlasně se směrem externího magnetického pole než nesouhlasně.

Energie a populace spinových stavů

- Vlivem externího magnetického pole dojde k vytvoření **energetického rozdilu** mezi spinovými stavami souhlasně a nesouhlasně orientovaných jáderných magnetických momen



- Rozdíl v populaci jednotlivých stavů je dán rozdílem v jejich energiích a řídí se Boltzmanovým rozdělením:

$$N_\alpha / N_\beta = e^{\Delta E / kT}$$

- ΔE pro ${}^1\text{H}$ při 400 MHz ($B_0 = 9.5 \text{ T}$) je $3.8 \times 10^{-6} \text{ Kcal/mol}$

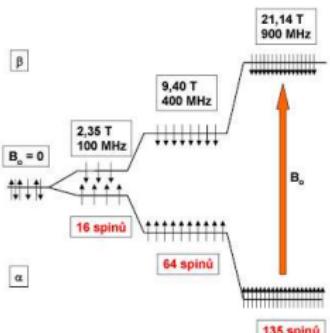
$$N_\alpha / N_\beta = 1.000064$$

- Rozdíl v populacích je velmi malý ve srovnání s ostatními

Fyzikální základy - pokračování

Zvyšujíci se rozdíl v populacích obou spinových stavů α a β pro jádro ^1H vlivem vyššího externího magnetického pole.

Je-li stav β obsazen 10^6 spinů, stav α obsahuje $10^6 + \Delta N$ přesbytek.



Energie a citlivost

- Energie (jednoho spinu) je přímo úměrná magnetickému momentu jádra a velikosti externího magnetického pole:

$$E = -\mu \cdot \vec{B}_0 \Rightarrow E_{\text{up}} = \gamma h B_0 / 4\pi \quad E_{\text{down}} = -\gamma h B_0 / 4\pi$$

$$\Delta E = \gamma h B_0 / 2\pi$$

- Toto ovlivňuje velikost energie (intenzitu signálu a citlivost), kterou každé jádro je schopno absorbovat.

- Větší magnety (**vyšší B_0**) způsobují vyšší citlivost NMR přístrojů.

- Jádra s větší gyromagnetickou konstantou γ absorbuje více energie a jsou tudíž citlivější. Citlivost je úměrná μ a $N_x \cdot N_y$, a magnetickému toku v RF cívce, což opět závisí na γ , konkrétně γ^3 .

$$\gamma^{13}\text{C} = 6,728 \text{ rad/G}$$

$$\gamma^1\text{H} = 26,753 \text{ rad/G}$$

^1H je ~ 64x citlivější než ^{13}C
jen z důvodu konstanty γ

- Přidáme-li k tomu nižší přirozené zastoupení ^{13}C , citlivost tohoto jádra se sníží dokonce o faktor **6400** vzhledem k ^1H .

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	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%

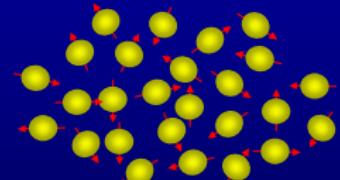
Výskyt izotopů v přírodě

Prvek	Četnost [%]
¹ H	99.985
² H	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

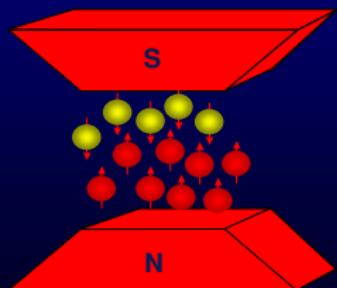
Biologická četnost prvků

Prvek	Četnost [%]
H	63
O	26
C	9.4
N	1.5
P	0.24
Ca	0.22
Na	0.041

Macroscopic Magnetisation



$$B = 0$$



$$B = B_0$$

$$\sum \begin{array}{c} \text{yellow and red spheres with red arrows} \\ \Rightarrow \end{array} = \begin{array}{c} \text{red spheres with red arrows} \\ \uparrow M_0 \end{array}$$

Spinový paket

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

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

- **Celková/čistá Magnetizace** (net magnetization) = součet magnetizací od všech paketů

Úvod

Základy

Historie

Všeobecně...

Fyzika MRI

Jaderný spin

Interakce

Boltzmannova statistika

Makroskopický pohled

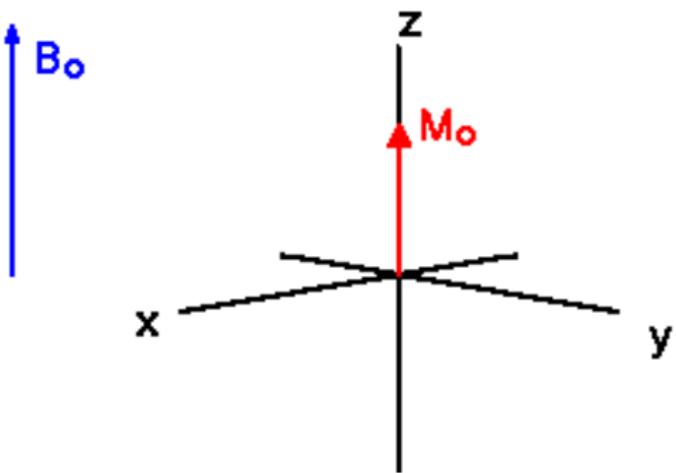
Relaxace a precese

Excitace

Blochova rovnice

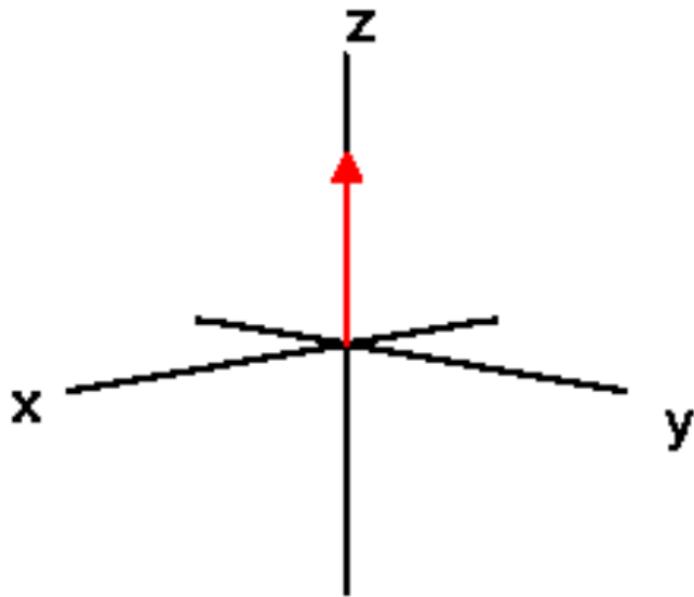
T_1 relaxace

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



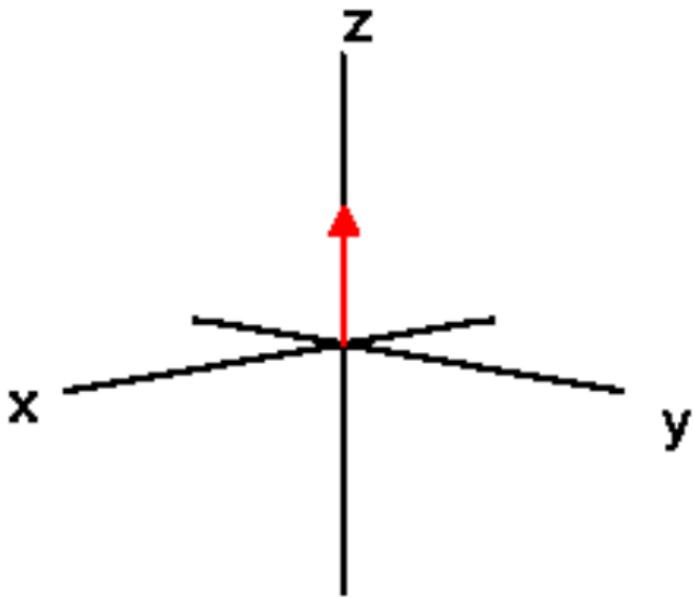
T_1 relaxace

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



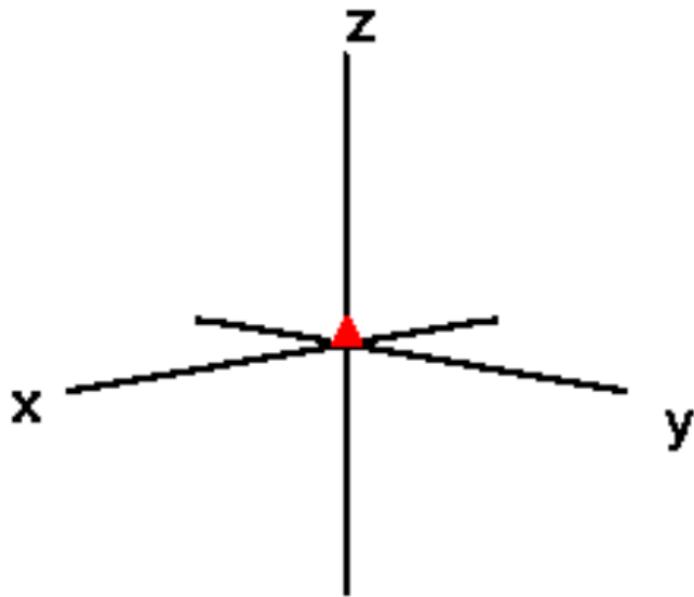
T_1 relaxace

- 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

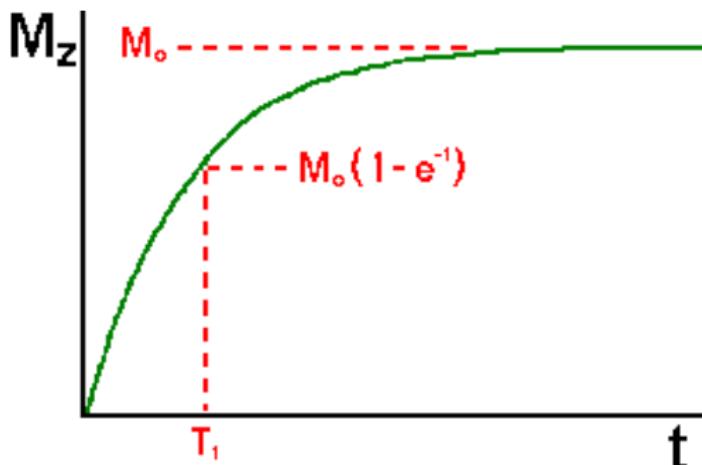
- V rovnováze, $\mathbf{M} = M_0 \mathbf{e}_z$, $M_z = M_0$ klidová magnetizace.
- Vyšleme elmag. (RF) impuls. Vhodnou energií $M_z = 0$



T_1 relaxace (2)

Po odeznění impulsu se M_z vrací do rovnovážného stavu.

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

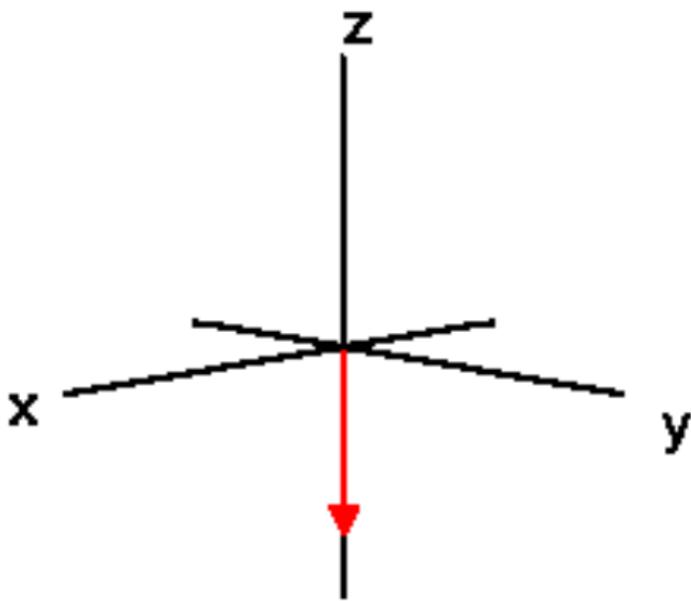


T_1 — mřížková relaxační časová konstanta
(spin-lattice relaxation time)

T_1 relaxace (3)

Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

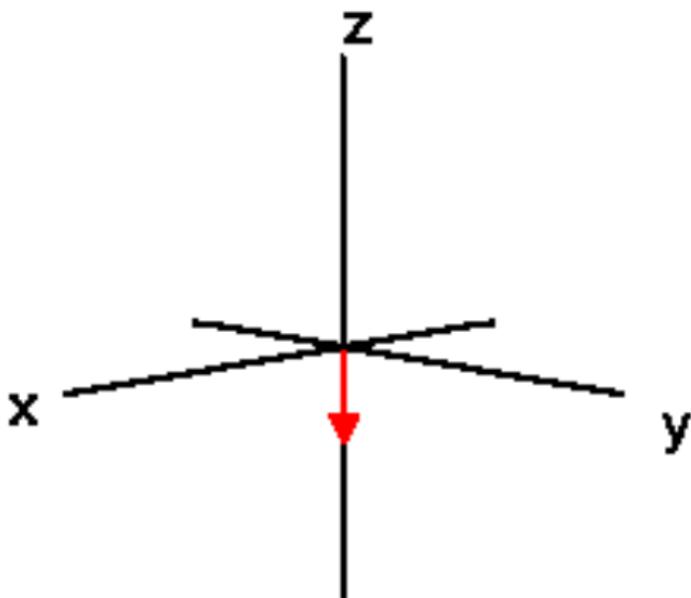
$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}} \right)$$



T_1 relaxace (3)

Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

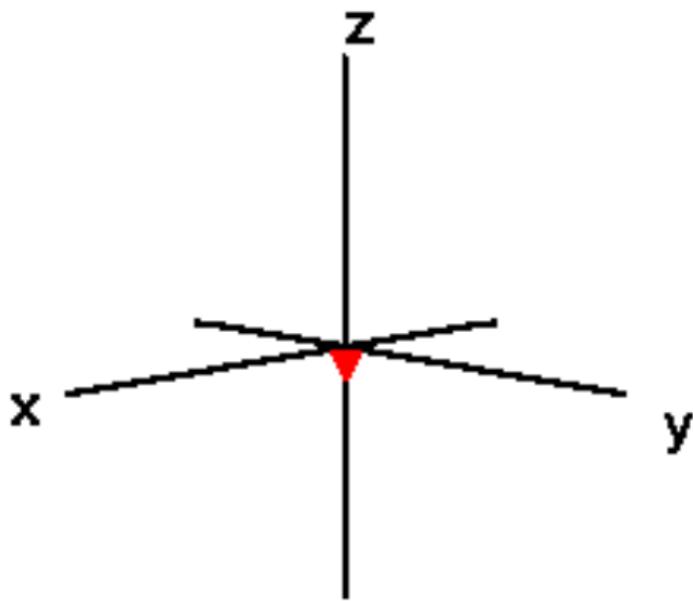
$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}} \right)$$



T_1 relaxace (3)

Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

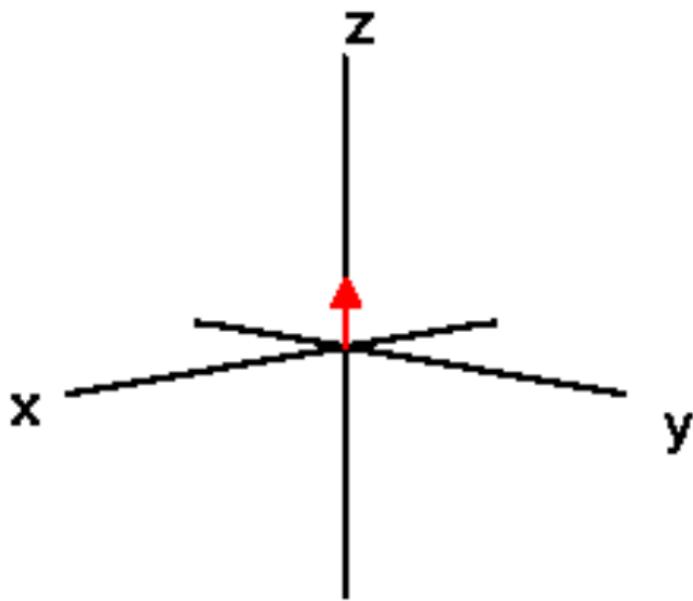
$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}} \right)$$



T_1 relaxace (3)

Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

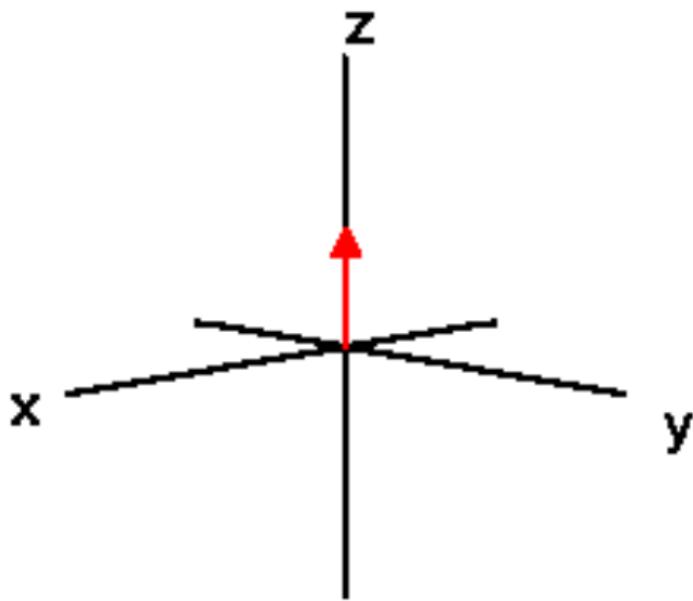
$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}} \right)$$



T_1 relaxace (3)

Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

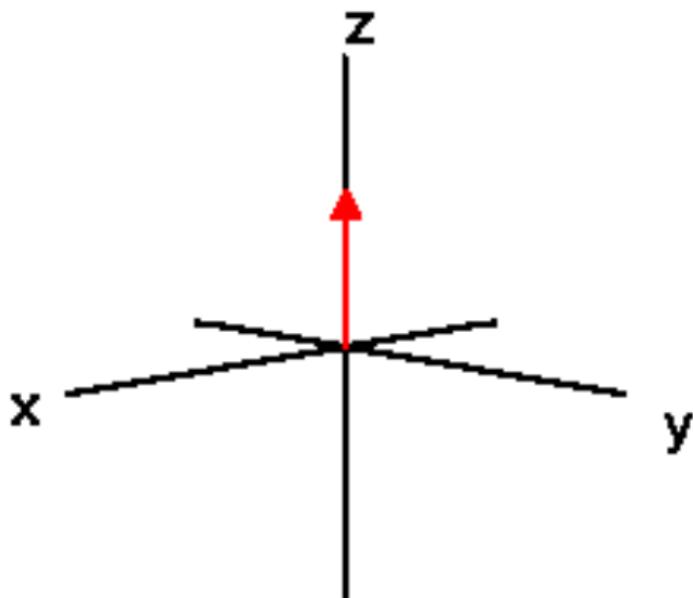
$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}} \right)$$



T_1 relaxace (3)

Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

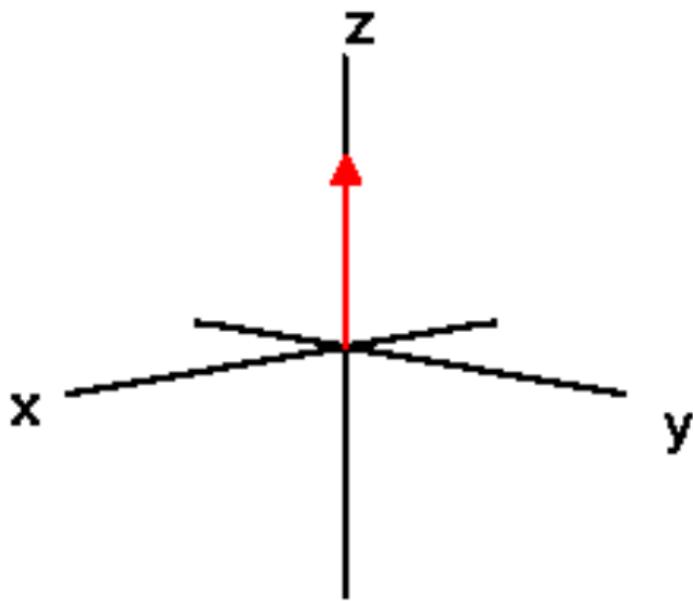
$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}} \right)$$



T_1 relaxace (3)

Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

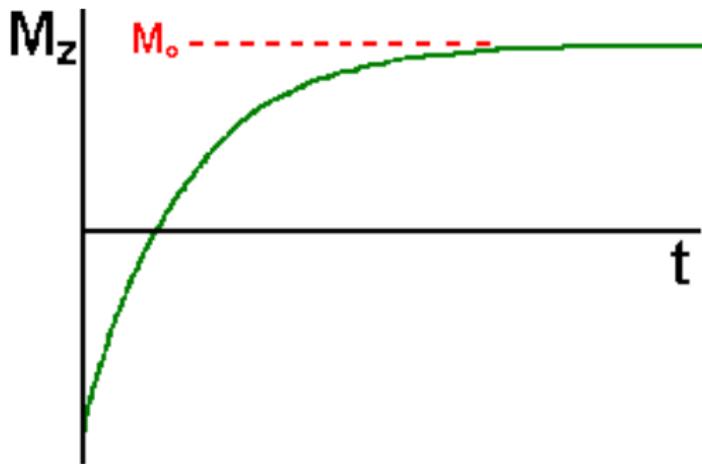
$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}} \right)$$



T_1 relaxace (3)

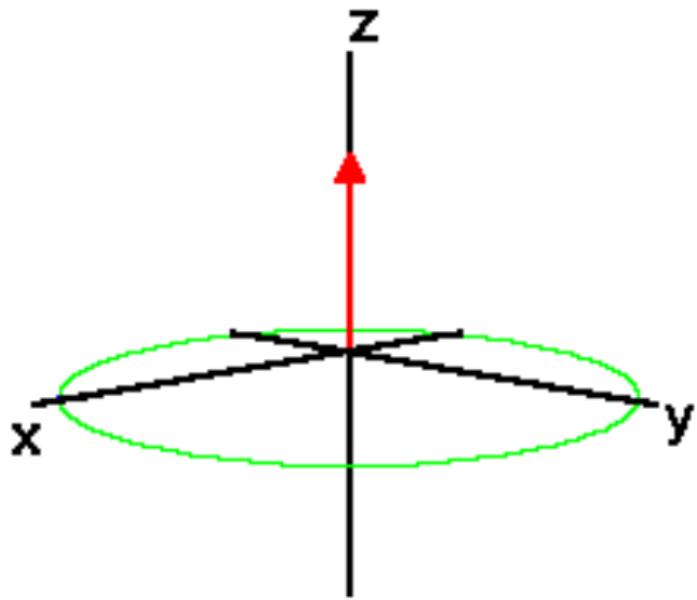
Silnější impuls může překlopit $M_z = -M_0$.

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



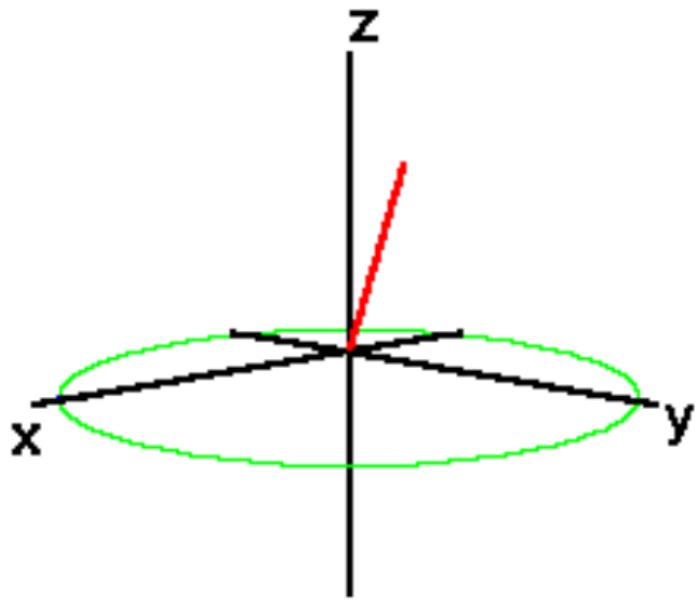
Precese

- Pokud je **M** překlopena do $xy\dots$



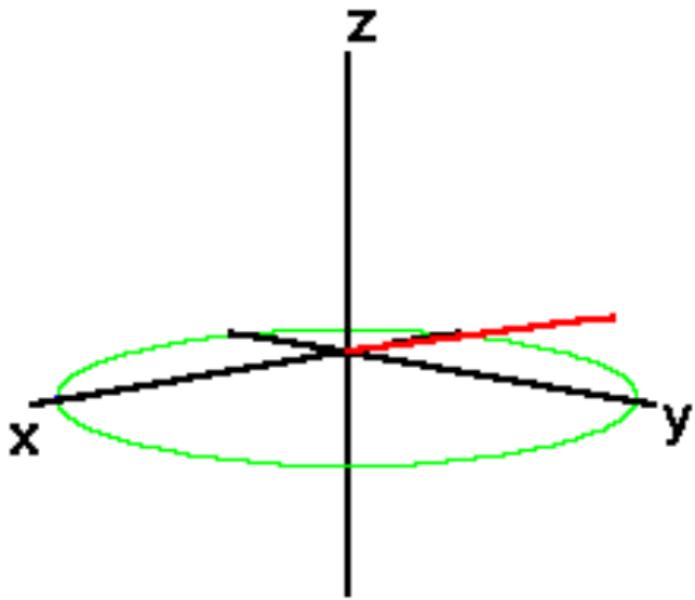
Precese

- Pokud je **M** překlopena do $xy\dots$



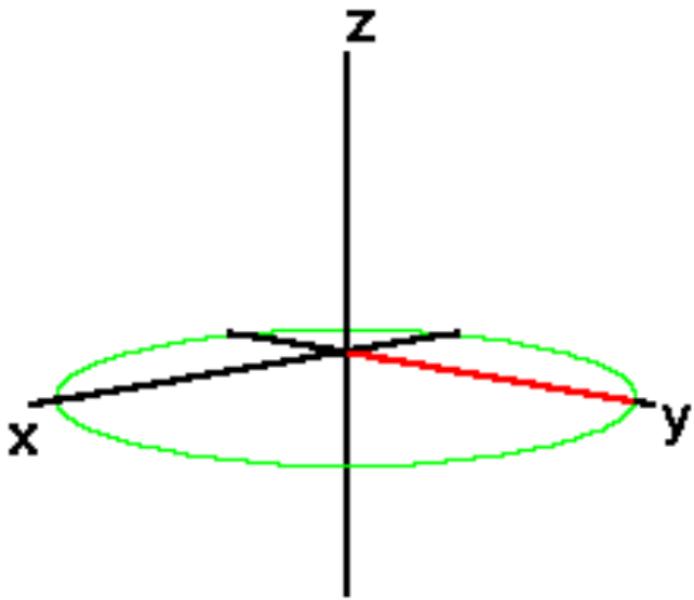
Precese

- Pokud je **M** překlopena do $xy\dots$



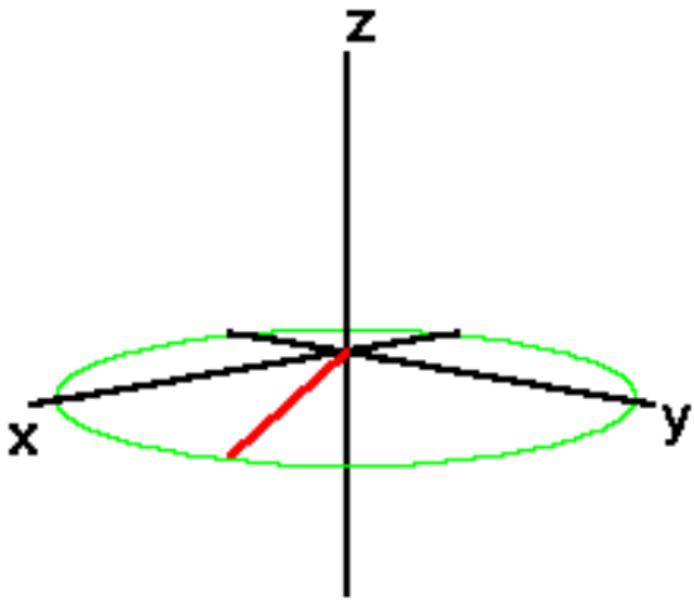
Precese

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



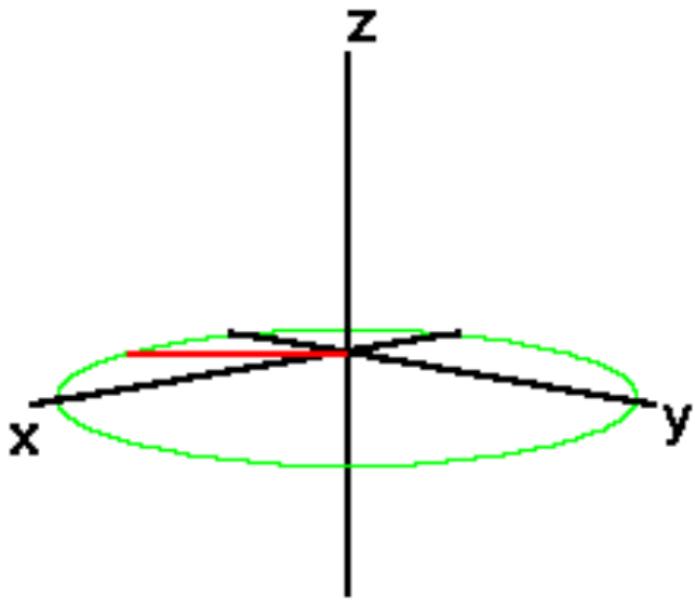
Precese

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



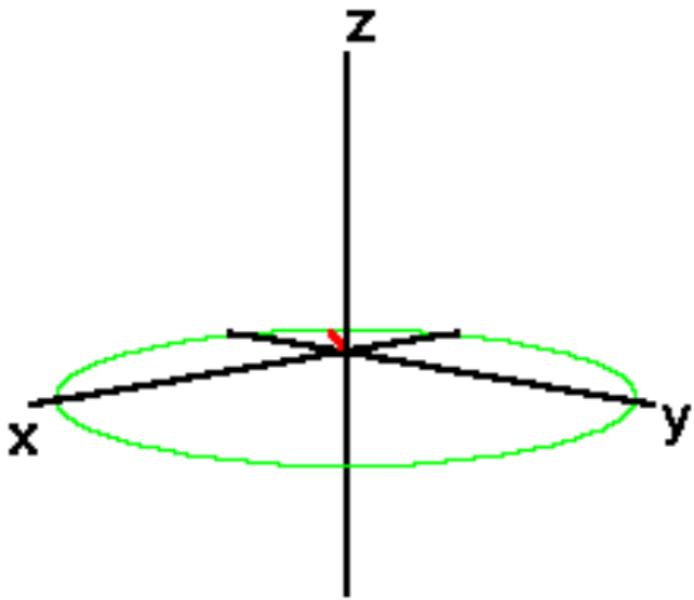
Precese

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



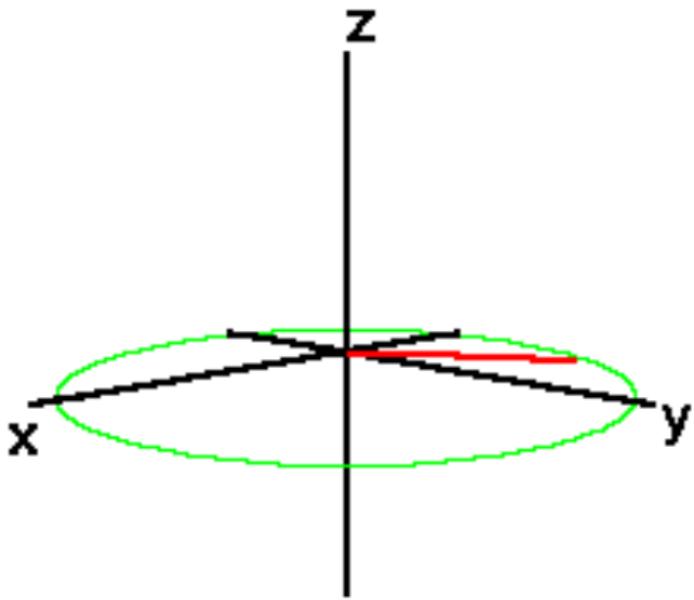
Precese

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



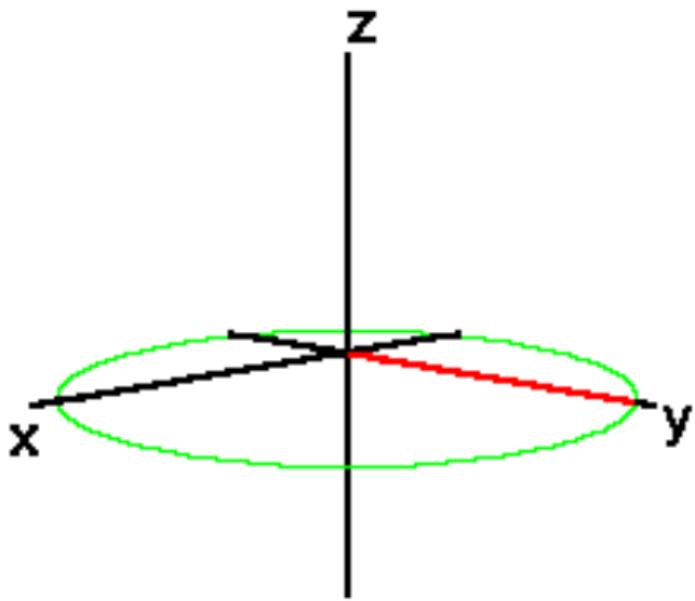
Precese

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



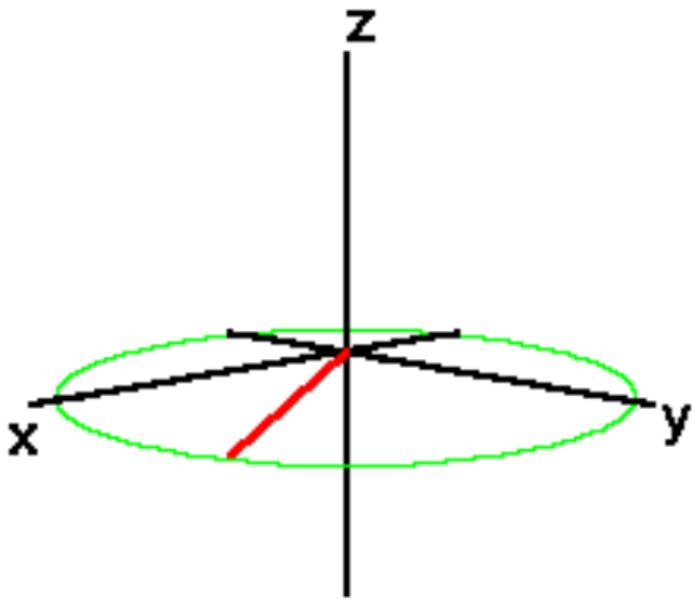
Precese

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



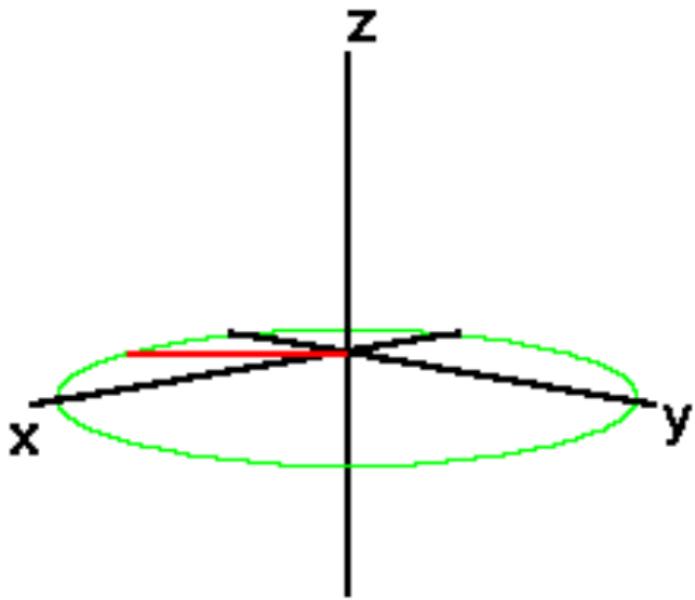
Precese

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



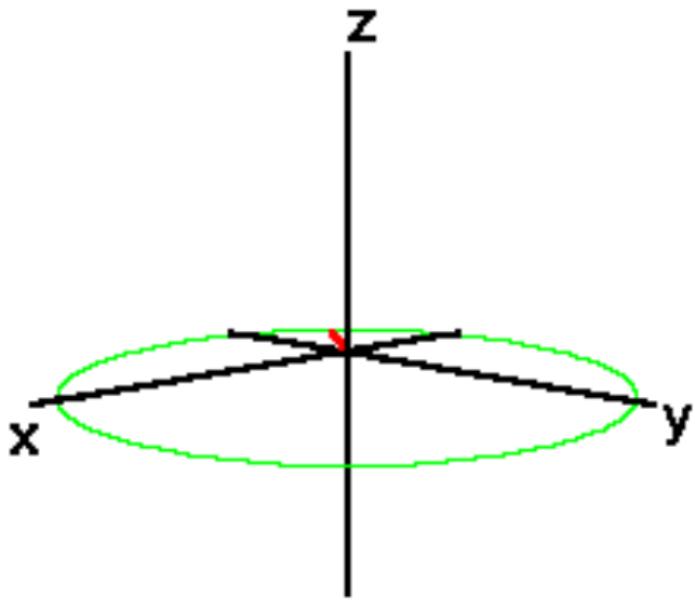
Precese

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



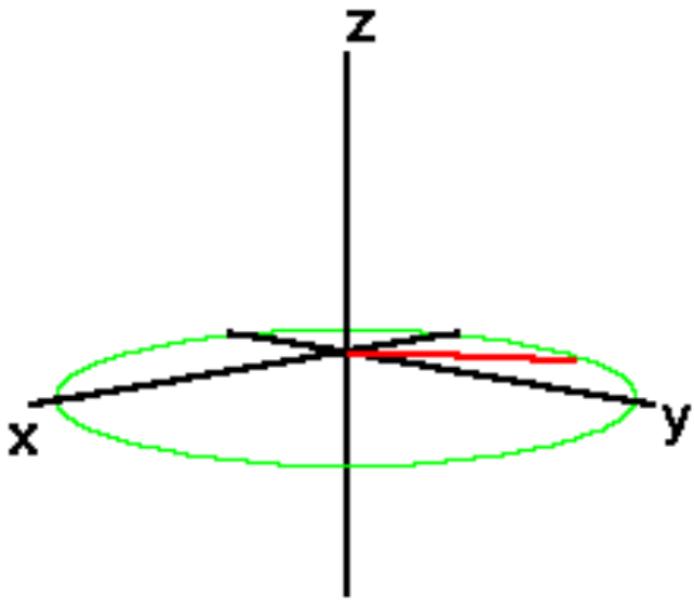
Precese

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



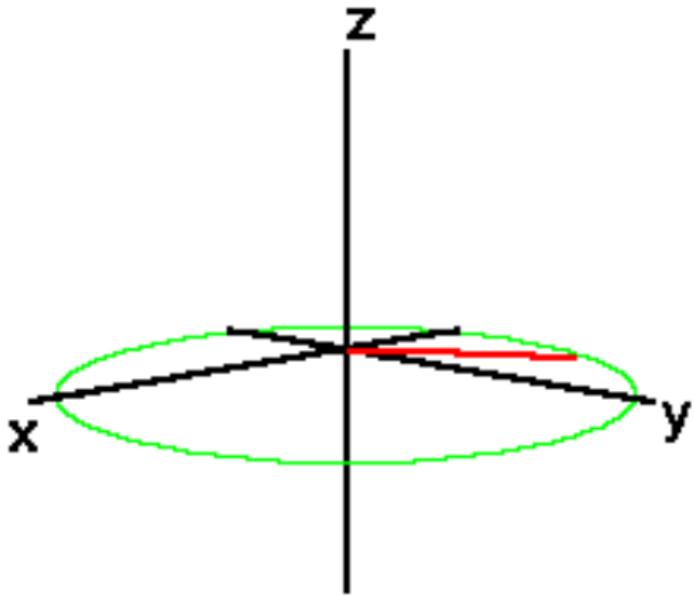
Precese

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



Precese

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

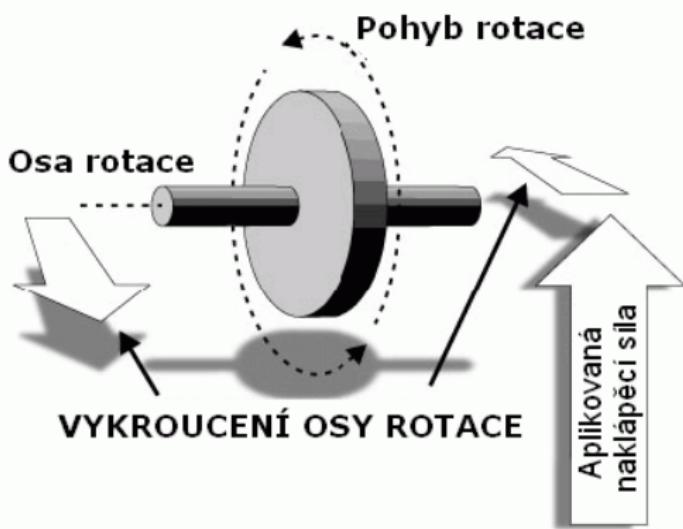


Frekvence je stejná jako rezonanční frekvence pro změnu orientace.

Precese (2) — klasický popis

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

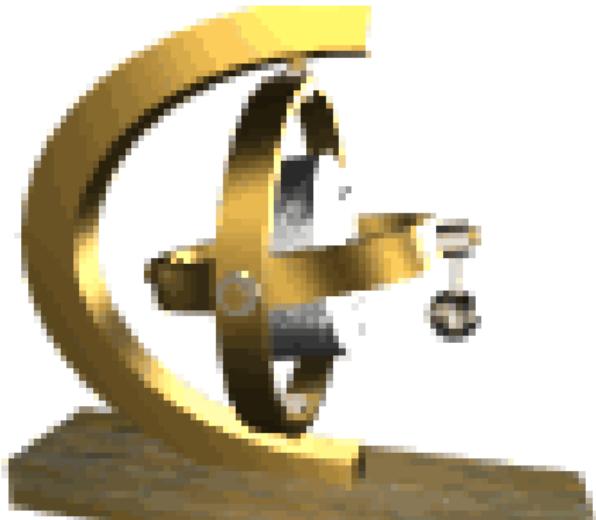
$$\mathbf{C} = \mu \times \mathbf{B}_0$$



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

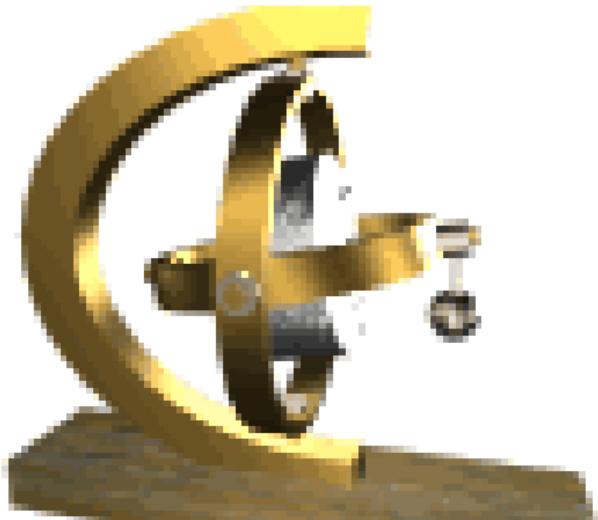
$$\mathbf{C} = \mu \times \mathbf{B}_0$$



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

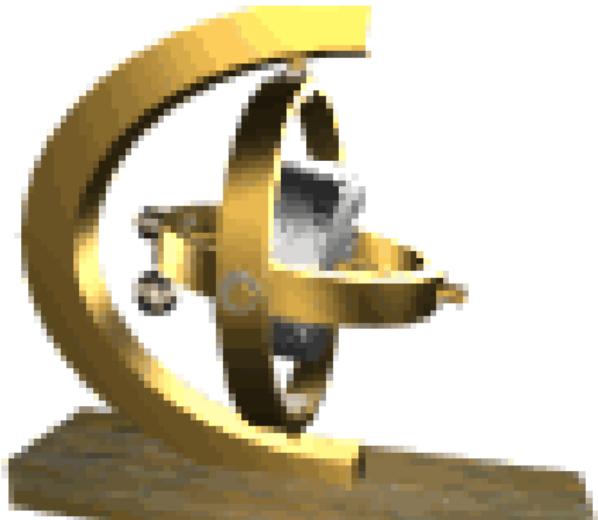
$$\mathbf{C} = \mu \times \mathbf{B}_0$$



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

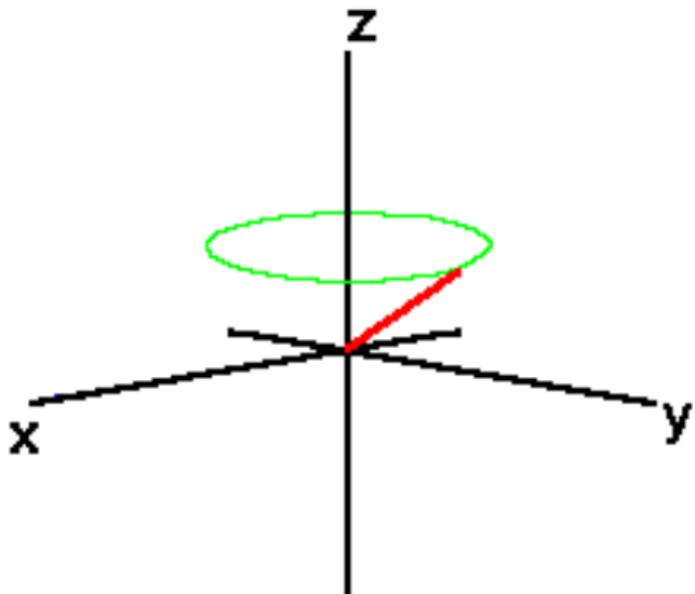
Magnetické pole se snaží natočit spin μ do směru \mathbf{B}_0 . To vytváří moment síly

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



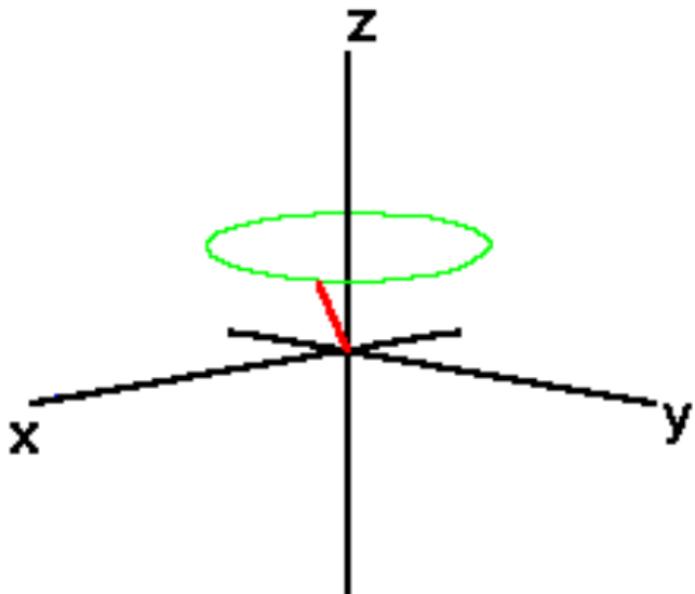
Precese (3)

Pro magnetizaci ne zcela v rovině xy



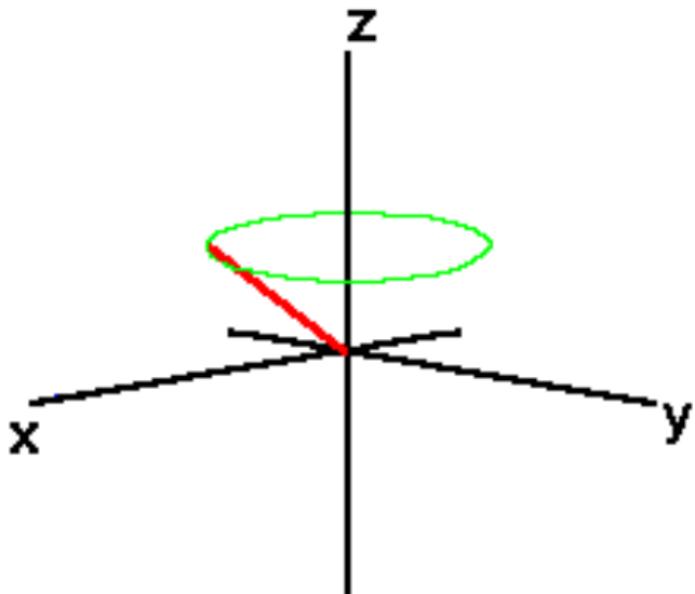
Precese (3)

Pro magnetizaci ne zcela v rovině xy



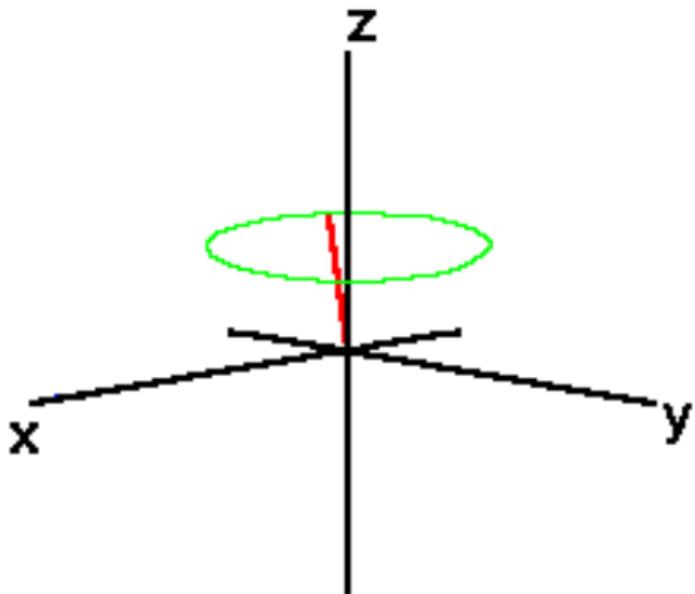
Precese (3)

Pro magnetizaci ne zcela v rovině xy



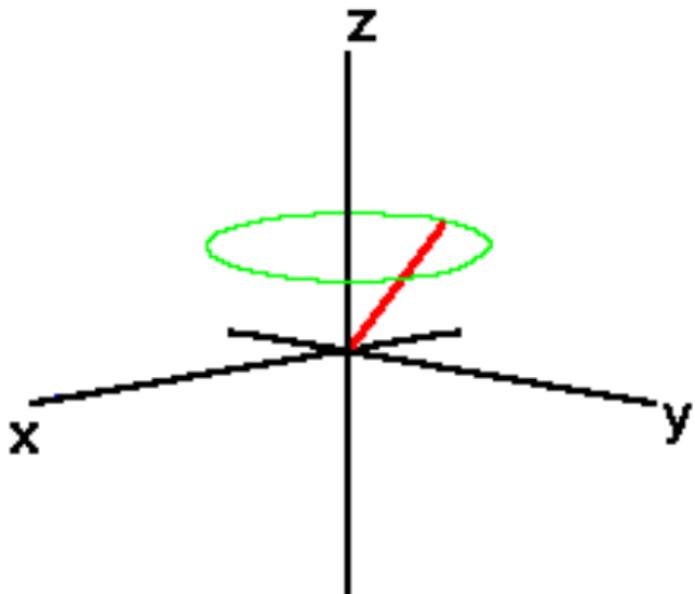
Precese (3)

Pro magnetizaci ne zcela v rovině xy



Precese (3)

Pro magnetizaci ne zcela v rovině xy



Fyzikální základy - pokračování

Energie a frekvence

- Energie je též přímo úměrná frekvenci elektromagnetického záření...

$$\Delta E = \hbar v$$

$$\Delta E = \gamma \hbar |B_0| / 2\pi$$

$$v = \gamma B_0 / 2\pi$$

- Pro jádro 1H je tato frekvence při využití komerčně dostupných magnetů (2,35 – 21,14 T) v rozsahu 100-900 MHz.



Precesní pohyb

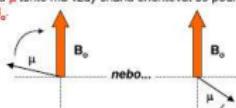
- Z pohledu klasické mechaniky vykonává vektor magnetického momentu precesní pohyb okolo osy z (směru externího magnetického pole). Frekvence tohoto pohybu se nazývá **Larmorova** frekvence a znádci se ω :

$$|\omega| = 2\pi\nu \Rightarrow \omega_0 = -\gamma B_0 \text{ (radiany)}$$

- Každé jádro má tzv. **moment hybnosti I** , který je vlastností všech (nejen magneticky aktivních jader). Jádro si lze potom představit rotující kolem vlastní z osy.



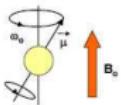
- Má-li jádro nenulový magnetický moment dostaneme rotující atomový magnet. Interakce s externím polem B_0 vzniká kroužicí moment. Bez ohledu na původní orientaci vektoru μ tento má vždy směr orientovat se podle externího pole B_0 .



Fyzikální základy - pokračování

Precesní pohyb (pokračování)

Precesní pohyb je výsledník interakce sily, která se snaží přimět vektor μ k souhlasné nebo nesouhlasné orientaci s vektorem B_0 , a sily udržující jej v rotaci.

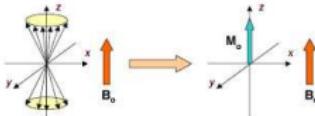


Tento jev lze přivnout k pohybu osy otáčejícího se setrvačníku pod vlivem gravitace.

Frekvence tohoto precesního pohybu je přímo úměrná rozdílu energií dvou spinových stavů, což lze odvodit na základě kvantové mechaniky.

Makroskopická magnetizace

- Nyní je možné zavést pojem makroskopická magnetizace, M_0 , který je přímo úměrný rozdílu populací ($N_\alpha - N_\beta$), když byly příspěvky jednotlivých vektorů μ zprůměrovány:

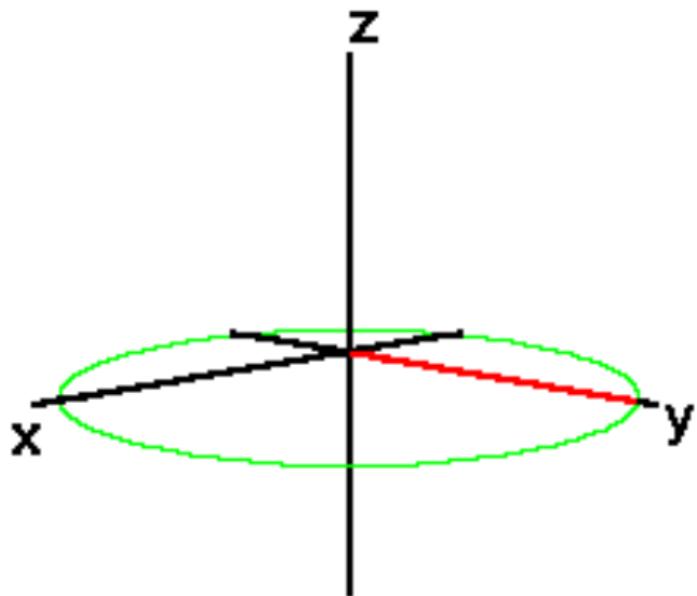


- Každý vektor μ může být rozložen na složku v ose z a v rovině <xy>. Distribuce komponent v rovině <xy> je náhodná, takže se výprůměrují a navzájem vyrůší. Velikost makroskopické magnetizace je potom dána rozdílem populací spinových stavů α a β $N_\alpha - N_\beta$.

- Mezi μ and M_0 je podstatný rozdíl. Zatímco μ je kvantován (může se vyskytovat ve dvou stavech α a β), M_0 odráží stav celé populace spinů a představuje kontinum.

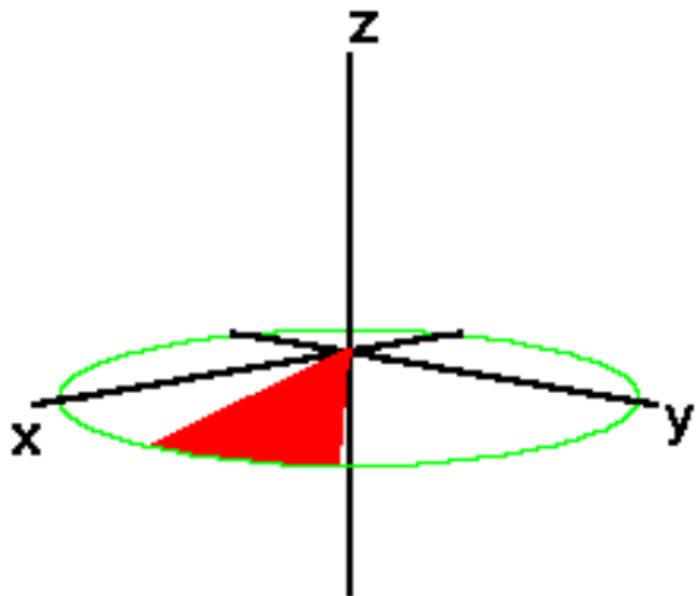
T_2 relaxace

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



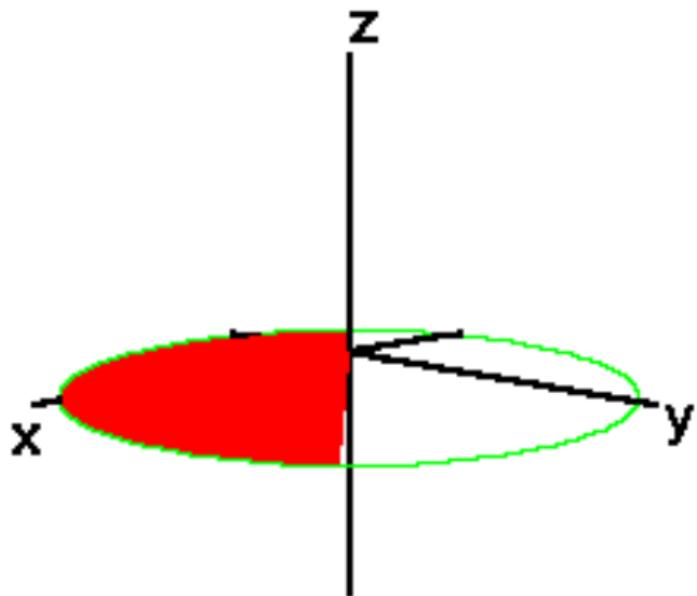
T_2 relaxace

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



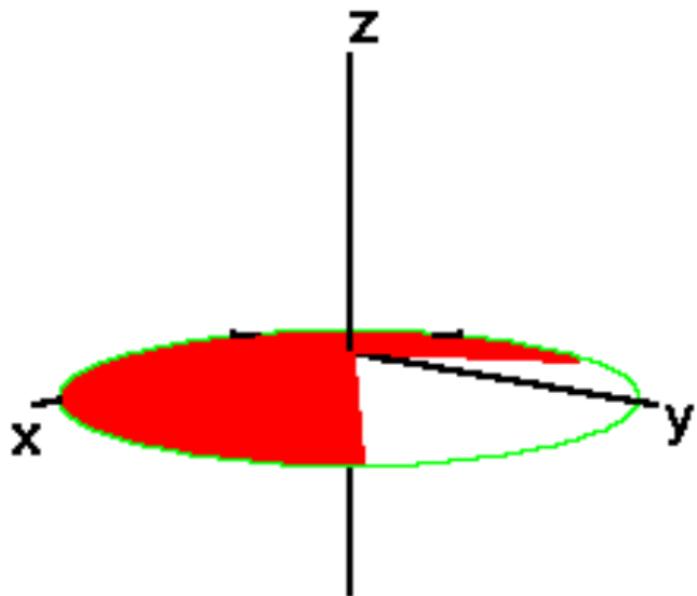
T_2 relaxace

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



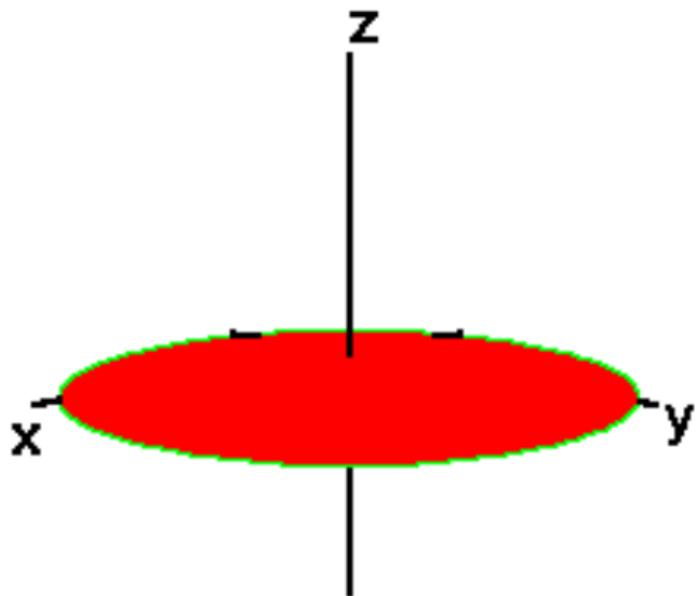
T_2 relaxace

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



T_2 relaxace

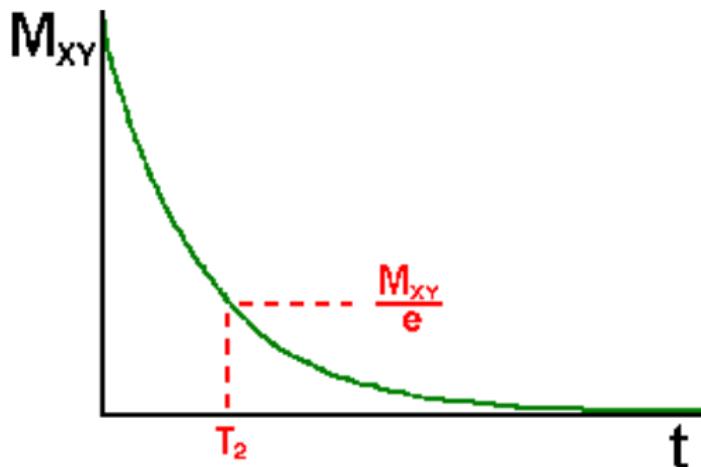
Precese každého spinu s trochu jinou $f \rightarrow$ ztráta synchronizace



T_2 relaxace (2)

Transversální magnetizace M_{xy} postupně klesá

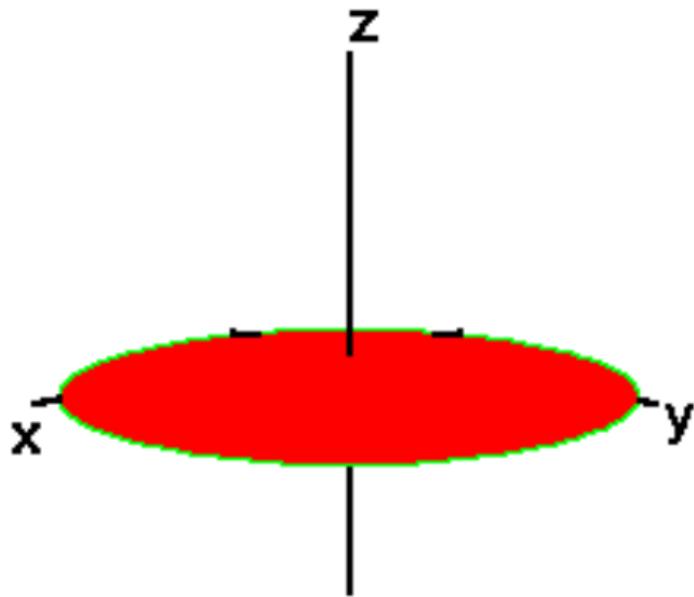
$$M_{xy} = M_{xy0} e^{-\frac{t}{T_2}}$$



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

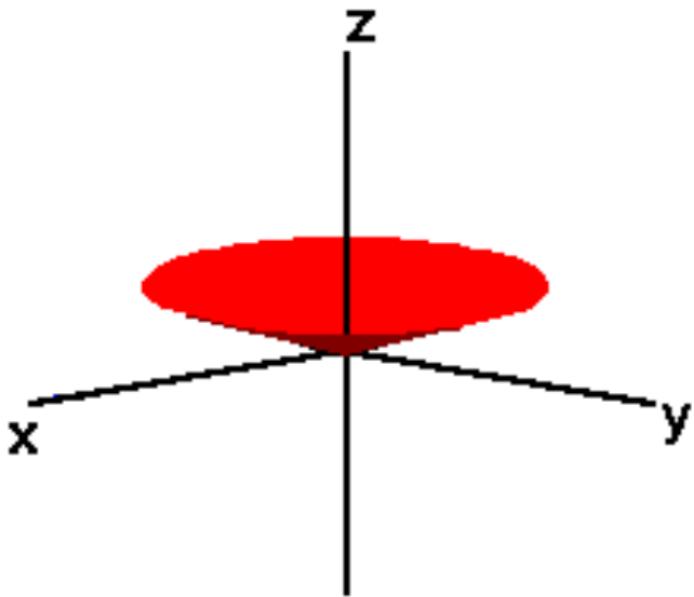
T_1 a T_2 relaxace

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



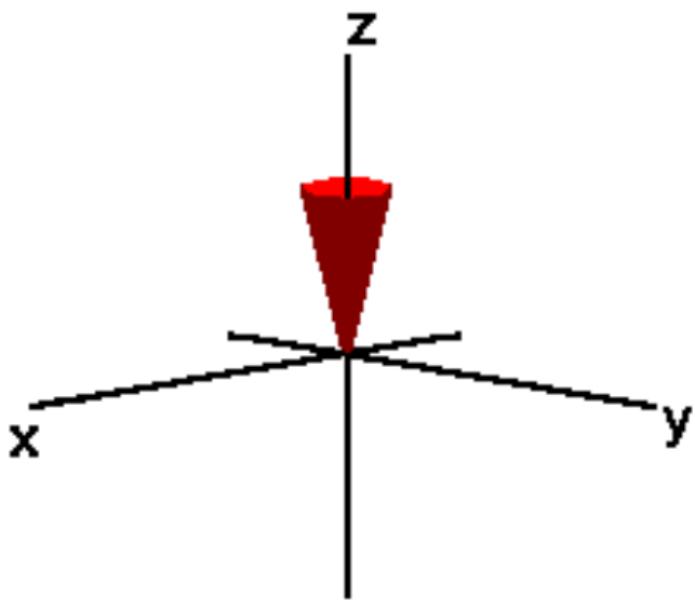
T_1 a T_2 relaxace

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



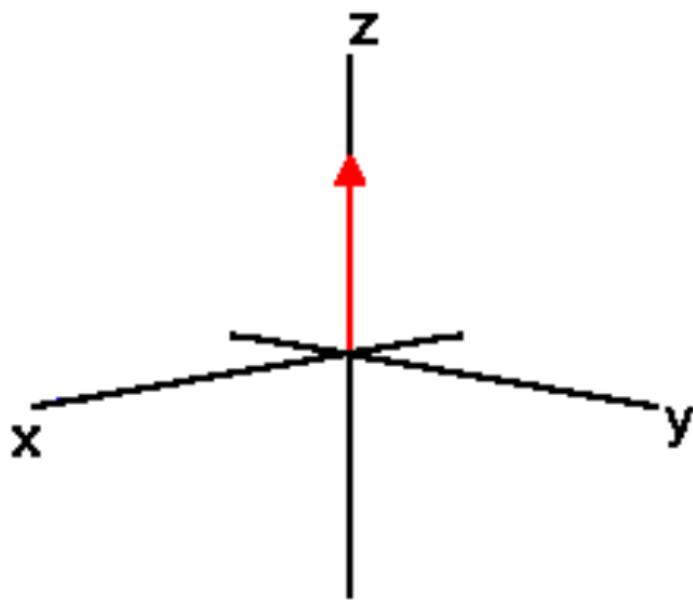
T_1 a T_2 relaxace

- 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^* :

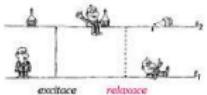
$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2^{\text{inhom}}}$$

Další faktory ovlivňující relaxaci

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

Relaxace

Relaxace jaderného spinu



Relaxační doby

Metody měření relaxačních dob

Relaxační mechanismy

Dipól-dipolová relaxace

Relaxační jevy

- **Relaxace** je proces navracení spinového systému do rovnováhy (nebo do stacionárního stavu).

Fenomenologicky jsou zavedeny dva základní druhy relaxace, které se popisují jako exponenciální v čase. To je ve skutečnosti zjednodušení, které platí jen za speciálních podmínek!!!!

Podélná (= longitudinální, spin-magnetová) relaxace (T_1):

- Týká se komponenty M_z spinové magnetizace, která je rovnoběžná s magnetickým polem v ose **z**.

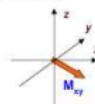


- Spinový systém ztrácí energii – energie se přenáší na okolí (mřížku) ve formě tepla.

- Dipolární interakce s ostatními spiny, interakce s paramagnetickými částicemi, apod...

Příčná (= transversální, spin-spinová) relaxace (T_2):

- Týká se komponent magnetizace M_{xy} , které leží v rovině **xy**.



- Spin-spinové interakce rozfázují M_{xy}

- přispívá též nehomogenita magnetického pole.

- nemůže být větší než T_1 .

Relaxace

Pár definic

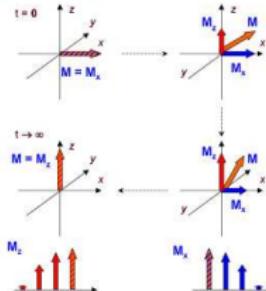
- Spinový systém – skupina spinů spojených nepřímou spin-spinovou (J) interakcí.
- Abychom mohli pochopit relaxaci, je nutné zavést soubor spinů (spinových systémů).
- To je v praxi celý vzorek pro NMR měření, čili cca 10^{23} spinových systémů. Takový soubor se popisuje pomocí statistické fyziky.
- Magnetizace vzorku, kterou měříme = střední hodnota magnetického jádremého dipolu v celém souboru (krát počet částic).
- Hodnoty fyzikálních veličin v takovém souboru mohou fluktuovat.
- Proto precese kolem statického magnetického pole neprobíhá pro každý ekvivalentní spin přesně stejnou úhlovou rychlosť, a tedy nemáme nekonečně úzké čáry ve spektru.

Detailnější pohled na příčnou (a podélnou) relaxaci

Hypotetický vzorek s jedním spinem:

Relaxace v důsledku otáčení magnetizace ze směru x do z .
Tato část je společná pro podélnou i příčnou magnetizaci.
Dochází při ní k přenosu energie na „mřížku“.

Průběh relaxace v čase:



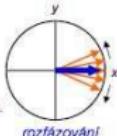
Relaxace

Detailnější pohled na příčnou relaxaci

- Skutečný vzorek – soubor spinů:
Navíc – rozfázování = ztráta koherence.
Důvod:
Fluktuace silových polí působících
na jednotlivé spiny.
Statické nehomogenity magnetického pole.

Proto

$$T_2 \leq T_1$$

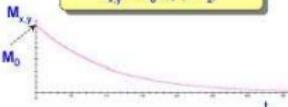


rozfázování

Fenomenologické zavedení relaxací předpokládá exponenciální relaxaci, což umožňuje zavedení relaxačních časů T_1 , T_2 jako parametrů, které relaxaci popisují.

Pokles x,y -magnetizace $M_{x,y}$ při volné precesi:

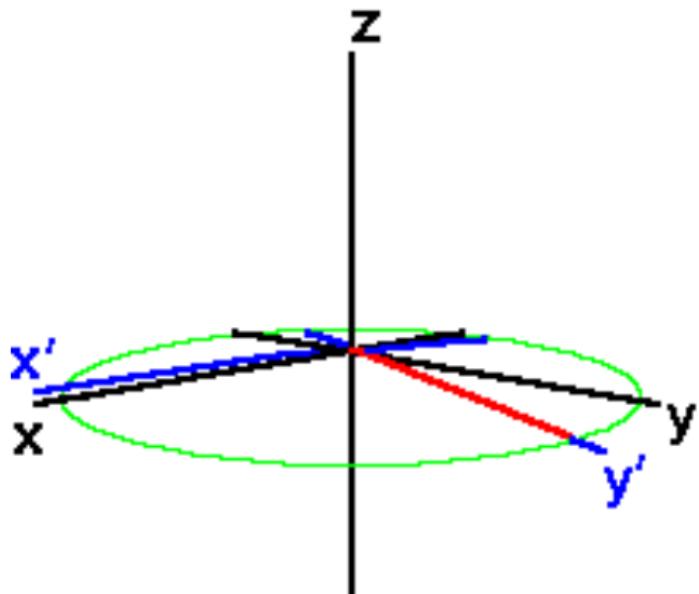
$$M_{x,y} = M_0 \exp(-t/T_2)$$



NMR spektrum vzniká jako Fourierova transformace FIDu,
a tedy rychlosť poklesu FIDu ovlivňuje tvar spektra.

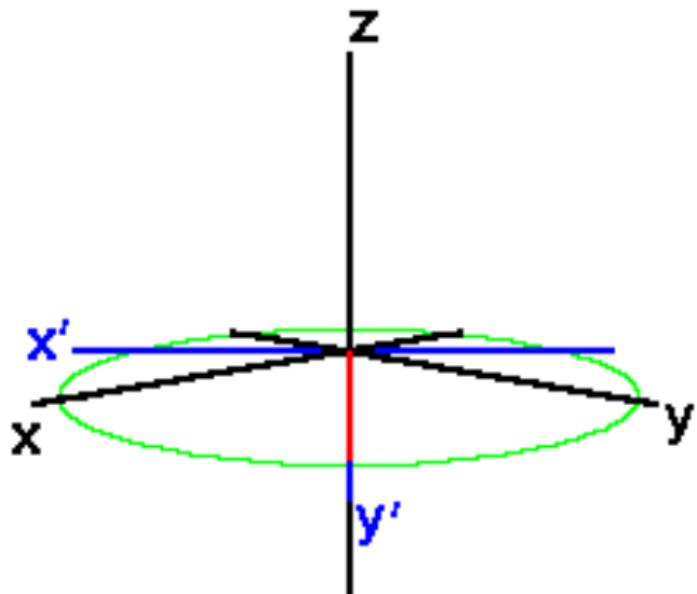
Rotující soustava souřadnic

... rotuje kolem osy z s Larmorovou frekvencí f



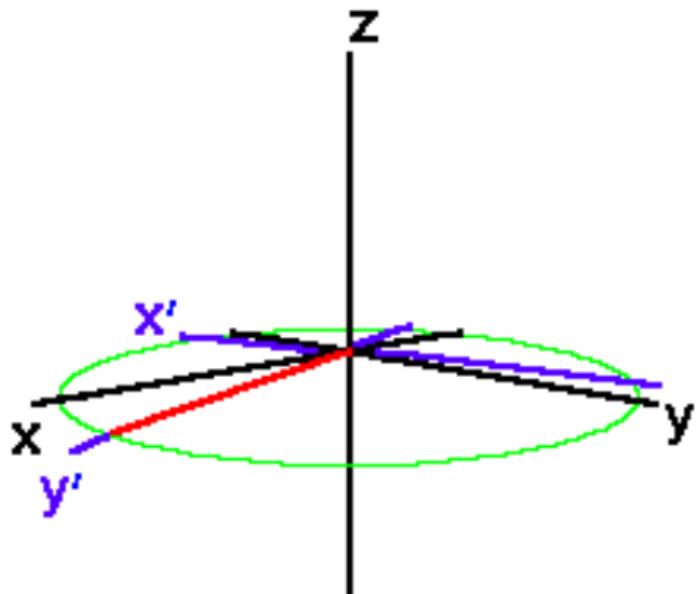
Rotující soustava souřadnic

... rotuje kolem osy z s Larmorovou frekvencí f



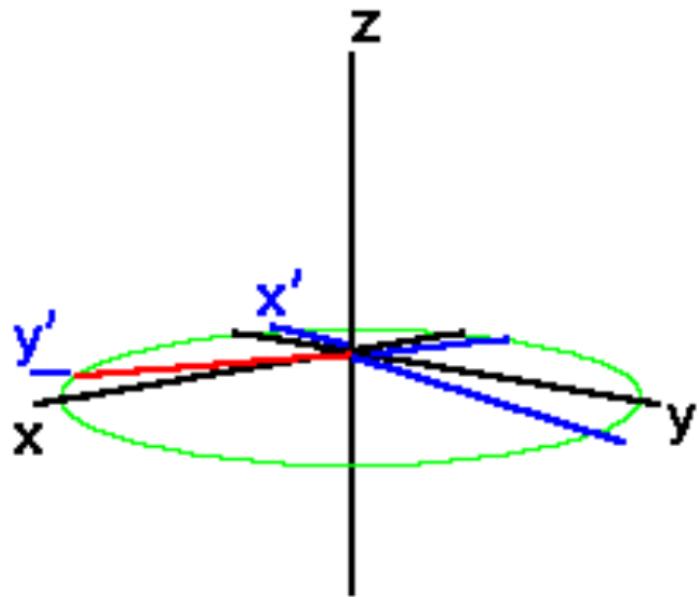
Rotující soustava souřadnic

... rotuje kolem osy z s Larmorovou frekvencí f



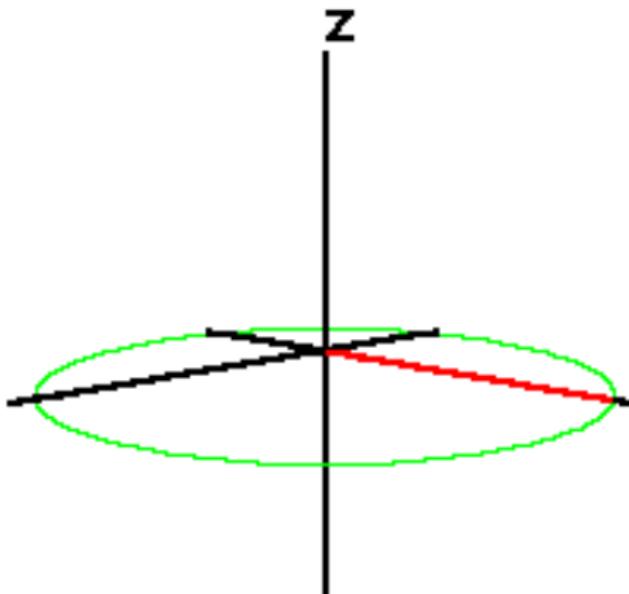
Rotující soustava souřadnic

... rotuje kolem osy z s Larmorovou frekvencí f



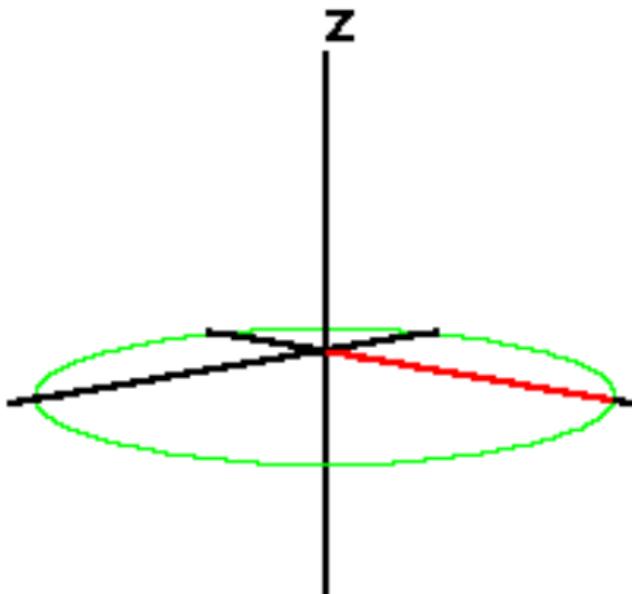
Rotující soustava souřadnic (2)

μ rotující s frekvencí f se zdá stacionární



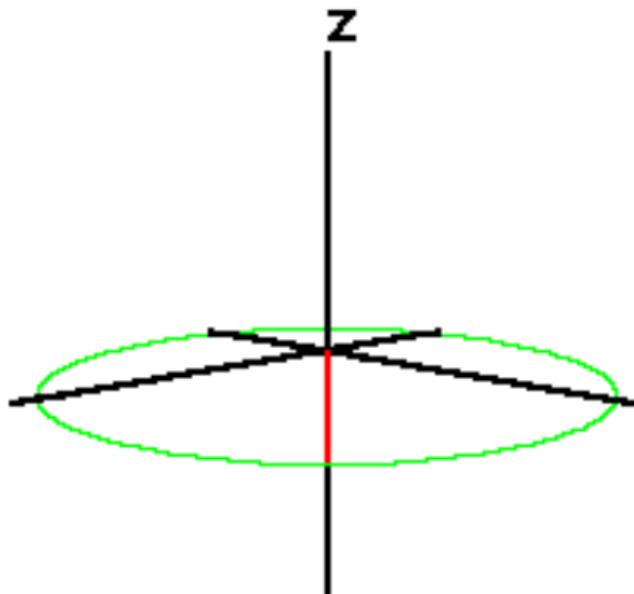
Rotující soustava souřadnic (3)

μ rotující rychleji se otáčí souhlasně



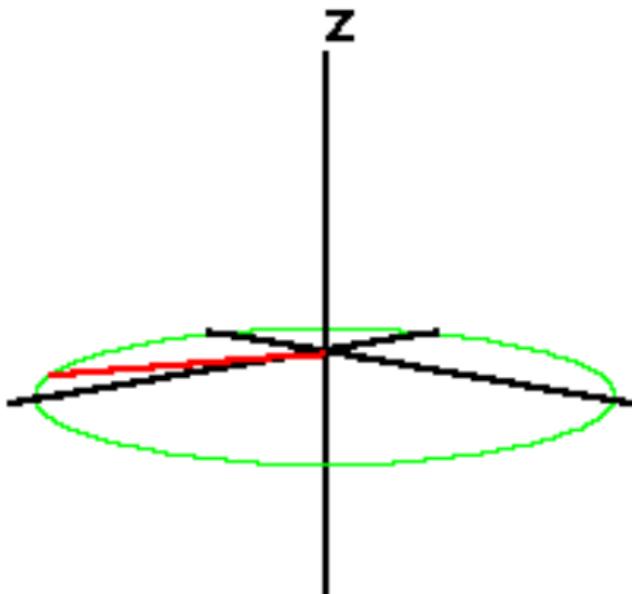
Rotující soustava souřadnic (3)

μ rotující rychleji se otáčí souhlasně



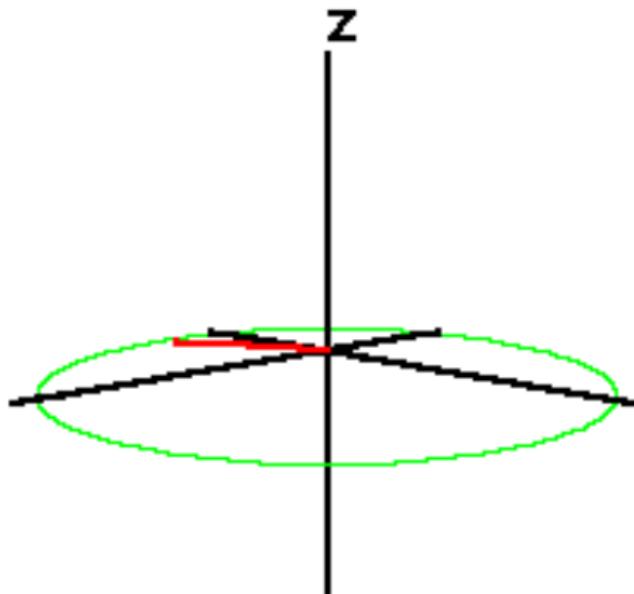
Rotující soustava souřadnic (3)

μ rotující rychleji se otáčí souhlasně



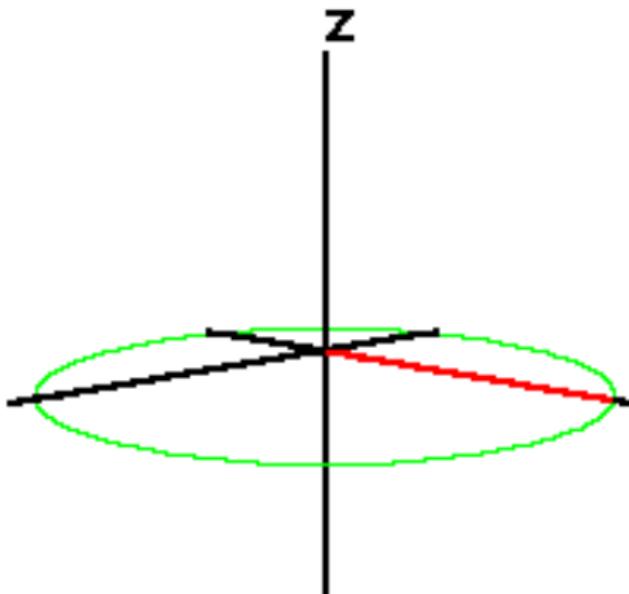
Rotující soustava souřadnic (3)

μ rotující rychleji se otáčí souhlasně



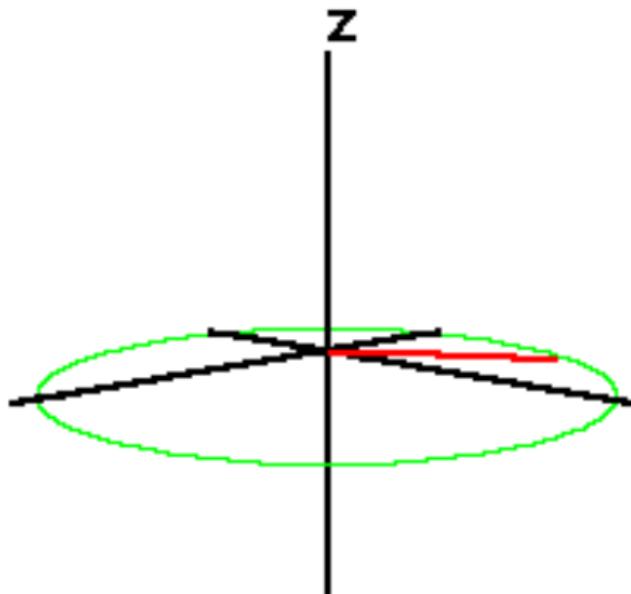
Rotující soustava souřadnic (4)

μ rotující pomaleji se otáčí nesouhlasně



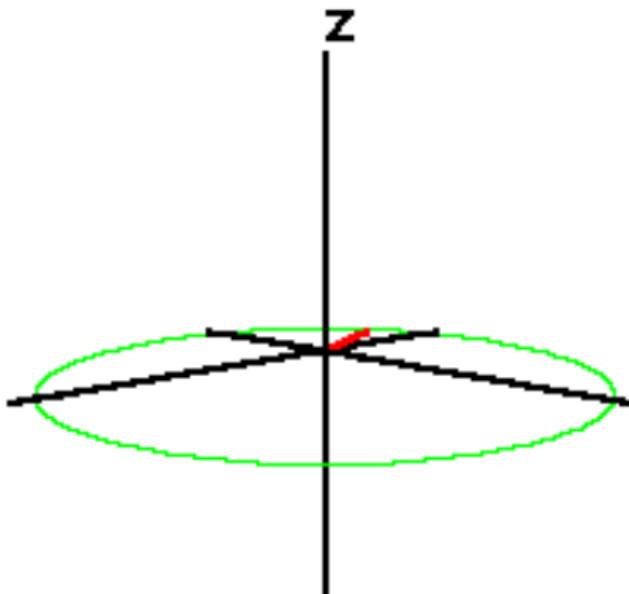
Rotující soustava souřadnic (4)

μ rotující pomaleji se otáčí nesouhlasně



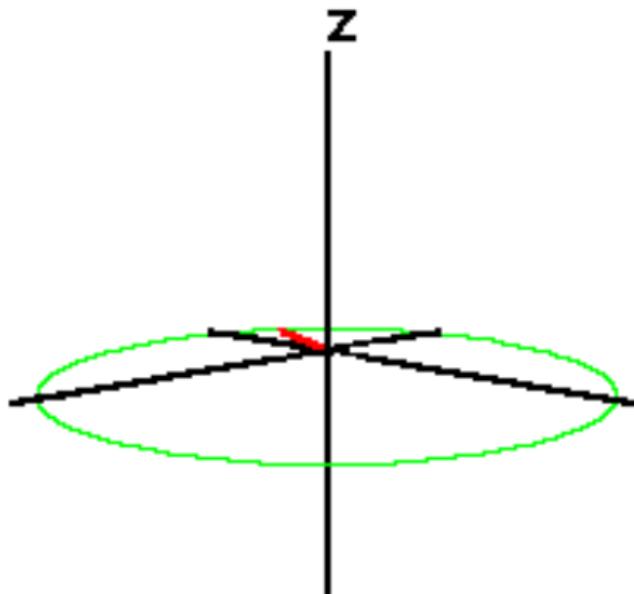
Rotující soustava souřadnic (4)

μ rotující pomaleji se otáčí nesouhlasně



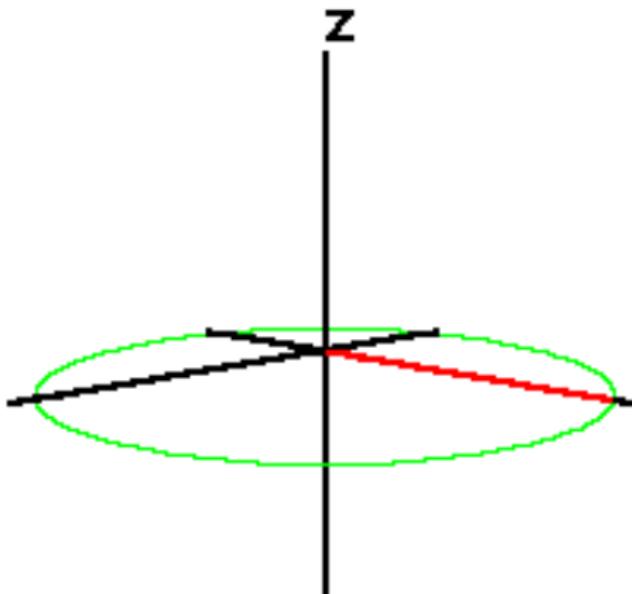
Rotující soustava souřadnic (4)

μ rotující pomaleji se otáčí nesouhlasně



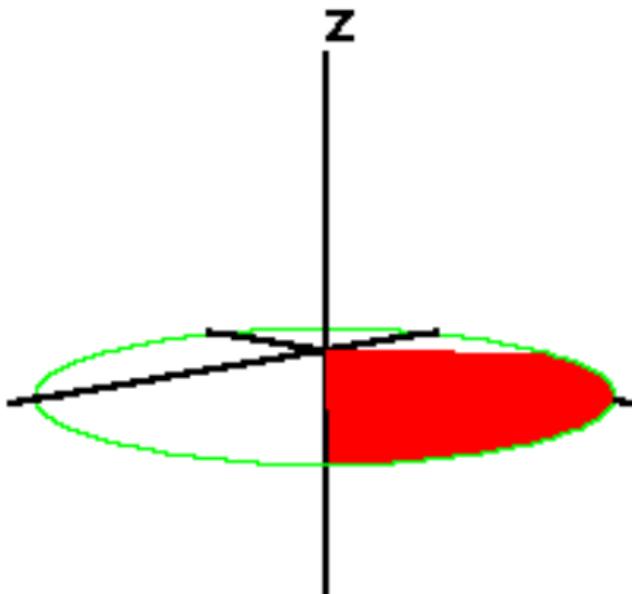
Rotující soustava souřadnic (5)

... a desynchronizace vypadá takto:



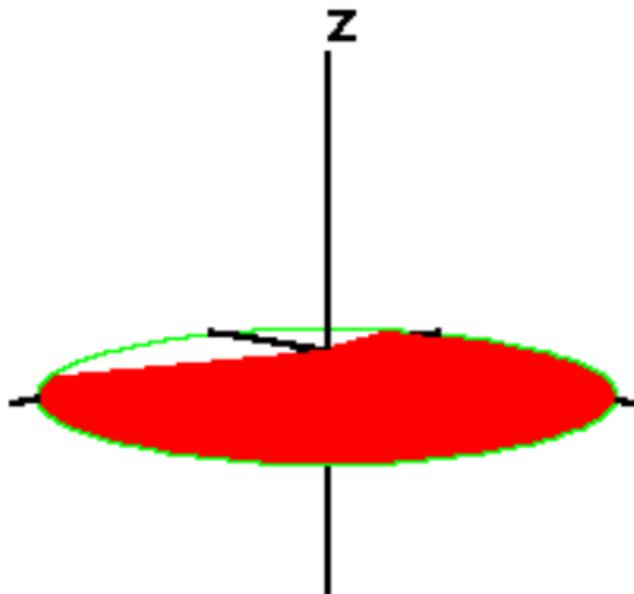
Rotující soustava souřadnic (5)

... a desynchronizace vypadá takto:



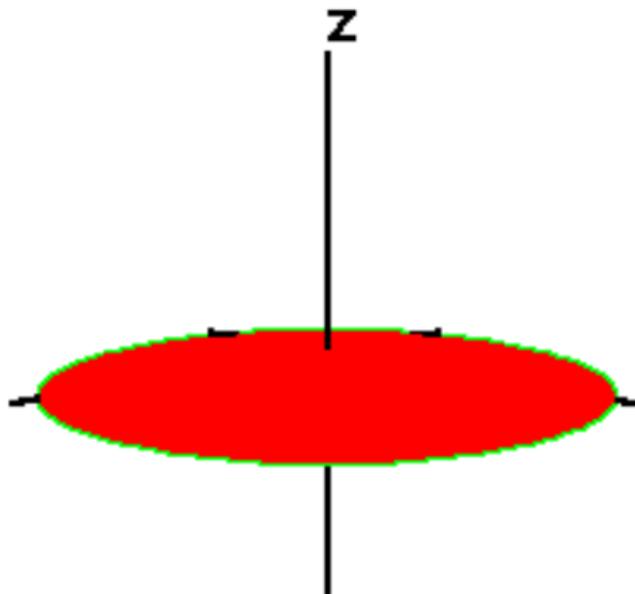
Rotující soustava souřadnic (5)

... 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

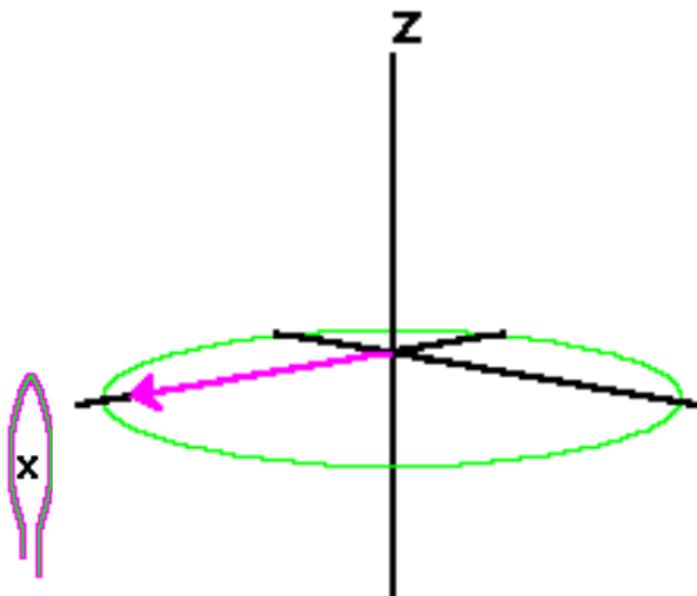
Relaxace a precese

Excitace

Blochova rovnice

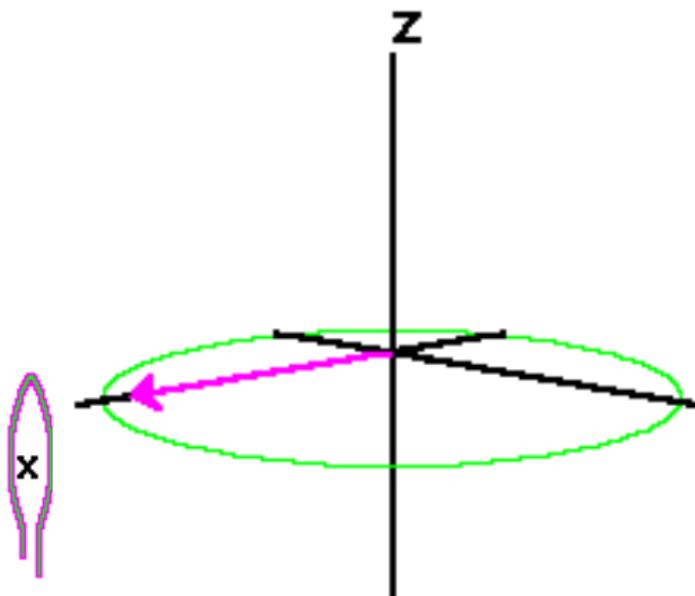
Elektromagnetická excitace

- 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 frekvencí $2f$, daleko od rezonance, zanedbáme.

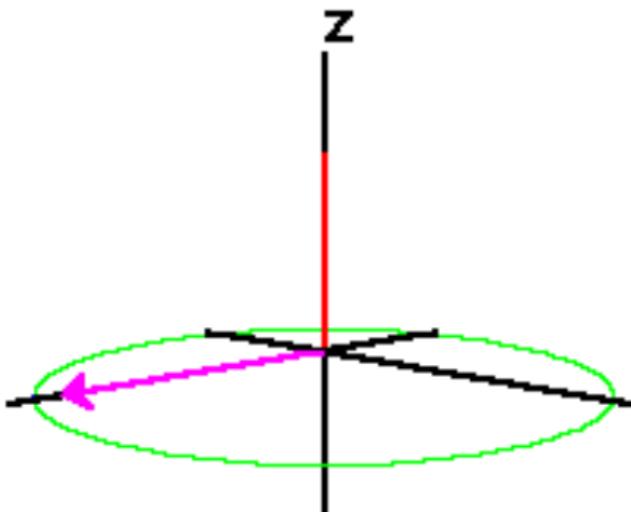
Elektromagnetická excitace

- 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.
- → pole \mathbf{B}_1 se bude v rotující soustavě jevit stacionární, ve směru x' .

Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o frekvenci f , amplitudě B_1 a délce trvání τ
- → magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

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

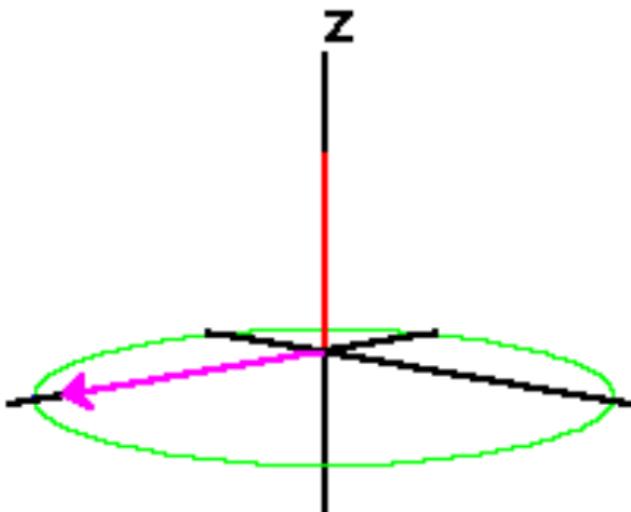


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o frekvenci f , amplitudě B_1 a délce trvání τ
- → 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'

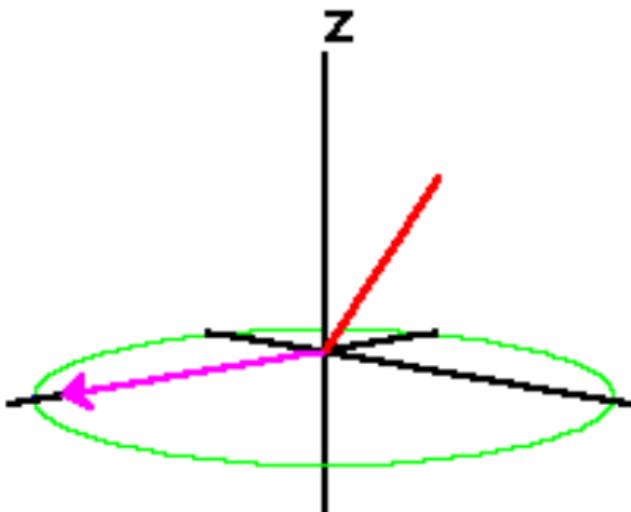


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o frekvenci f , amplitudě B_1 a délce trvání τ
- → 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'

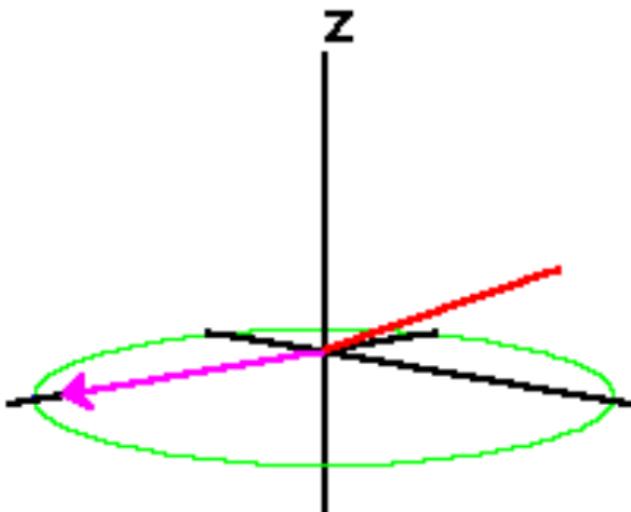


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o frekvenci f , amplitudě B_1 a délce trvání τ
- → 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'

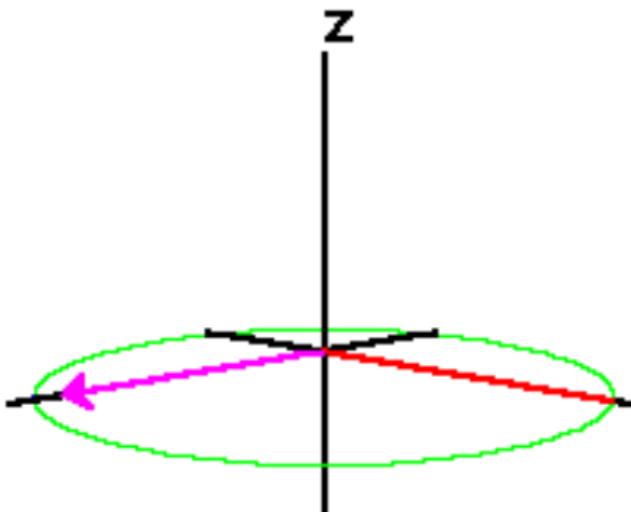


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o frekvenci f , amplitudě B_1 a délce trvání τ
- → 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'

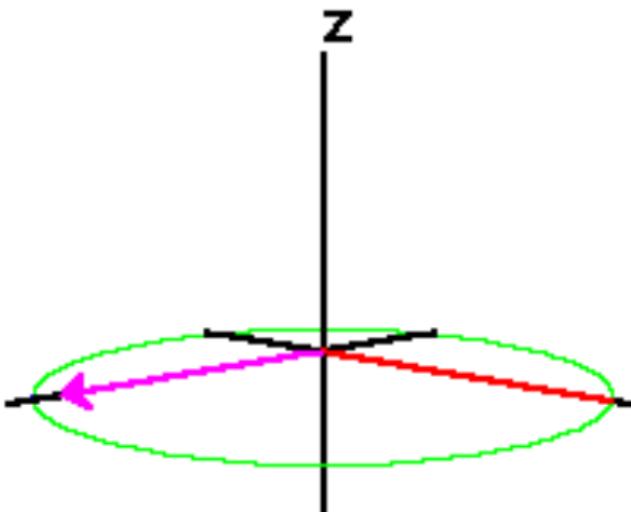


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o frekvenci f , amplitudě B_1 a délce trvání τ
- → 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 $-z'$

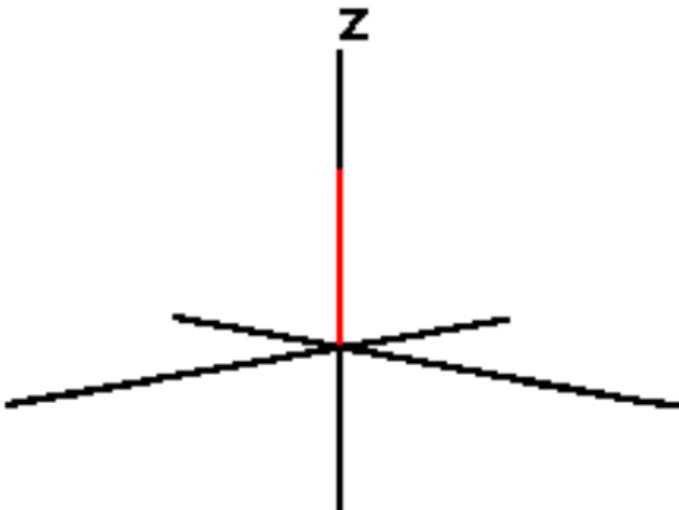


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o frekvenci f , amplitudě B_1 a délce trvání τ
- → 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...

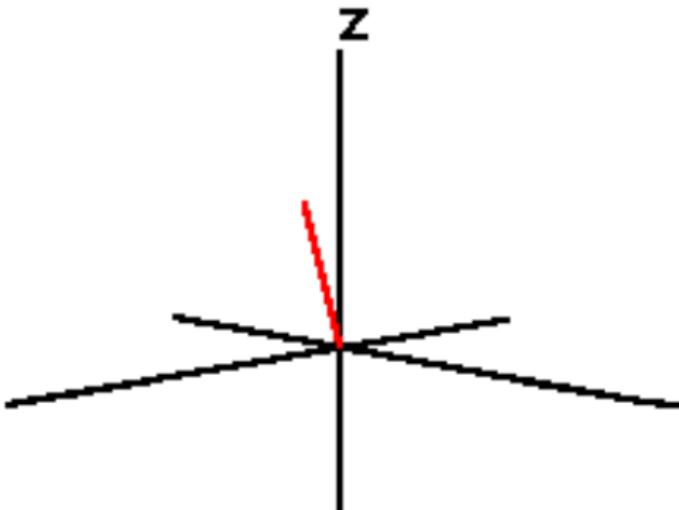


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o frekvenci f , amplitudě B_1 a délce trvání τ
- → 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...

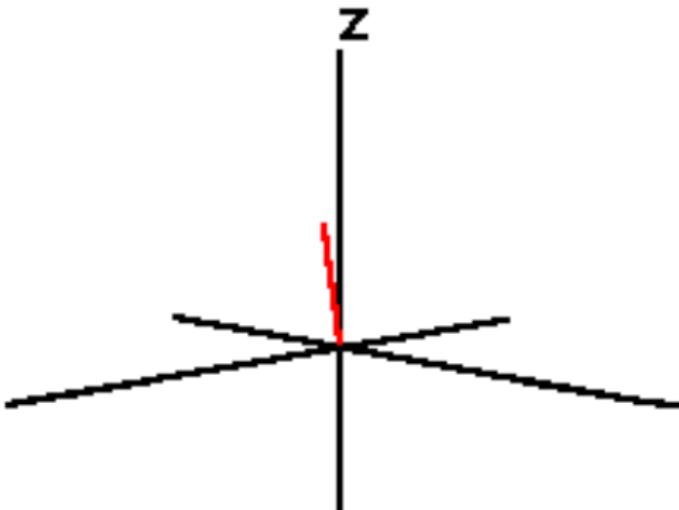


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o frekvenci f , amplitudě B_1 a délce trvání τ
- → 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...

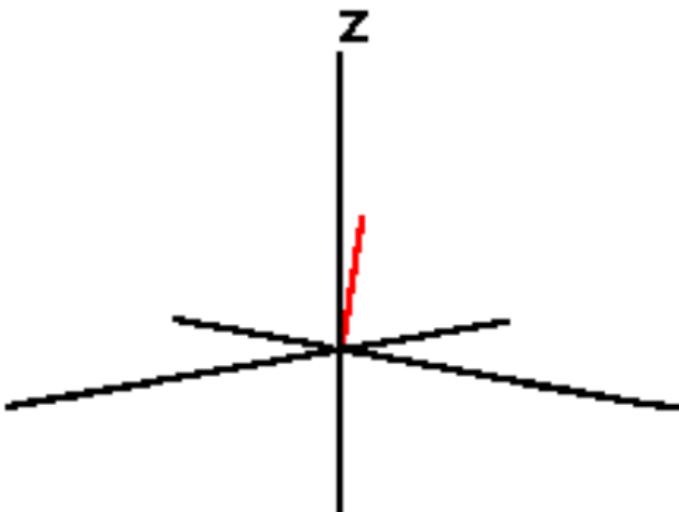


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o frekvenci f , amplitudě B_1 a délce trvání τ
- → 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...

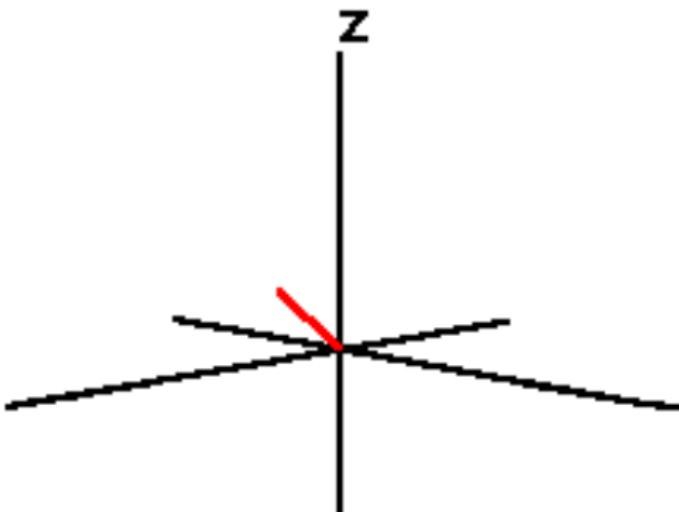


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o frekvenci f , amplitudě B_1 a délce trvání τ
- → 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...

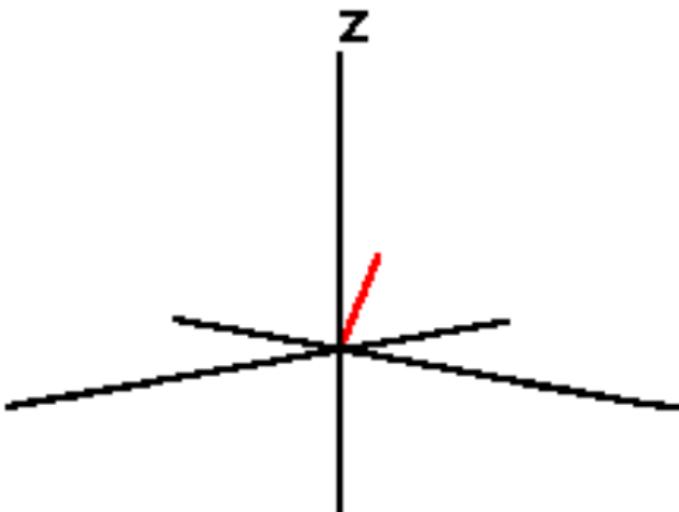


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o frekvenci f , amplitudě B_1 a délce trvání τ
- → 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...

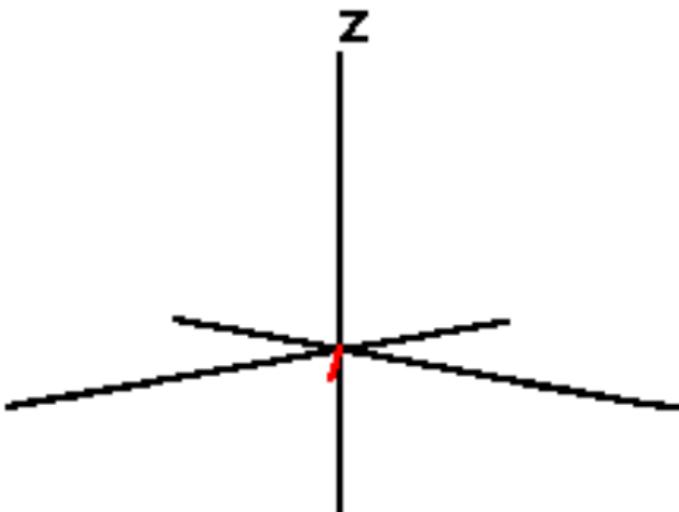


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o frekvenci f , amplitudě B_1 a délce trvání τ
- → 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...

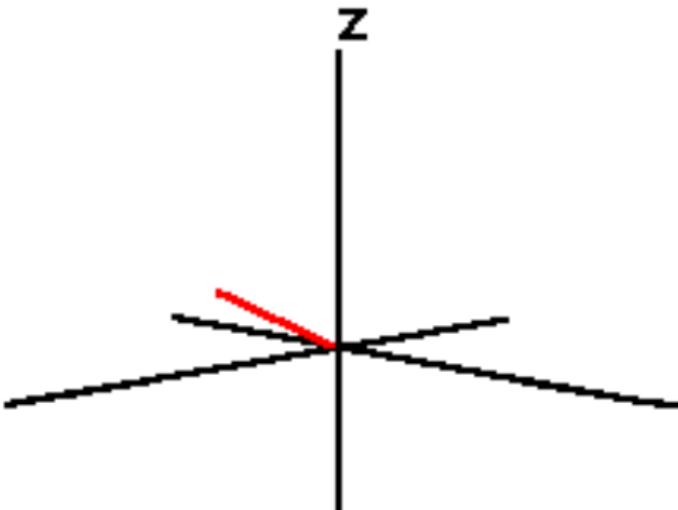


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o frekvenci f , amplitudě B_1 a délce trvání τ
- → 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...

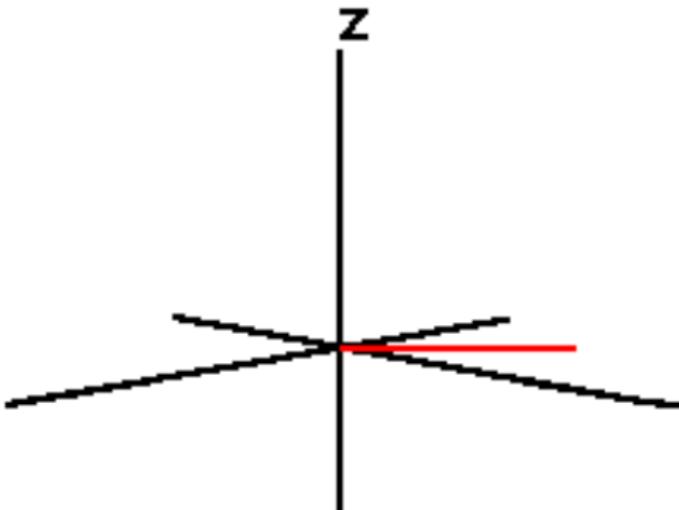


Natočení vektoru magnetizace

- Impuls o frekvenci f , amplitudě B_1 a délce trvání τ
- → magnetizace \mathbf{M} se natočí podle osy B_1 (x') o úhel

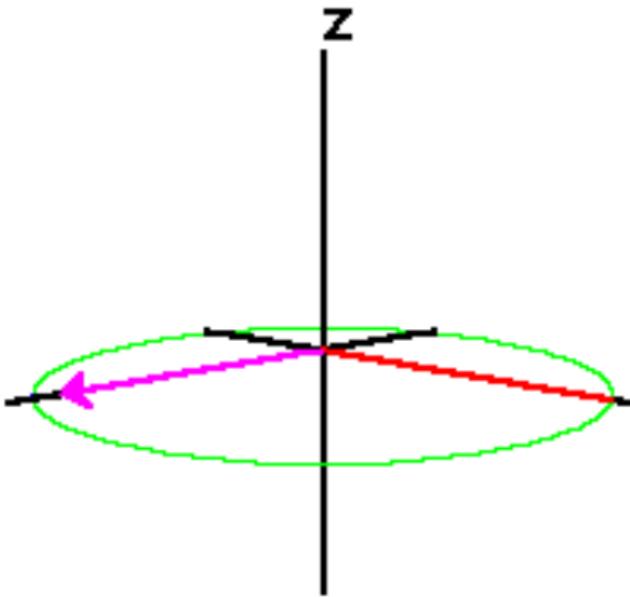
$$\alpha = 2\pi\gamma\tau B_1 \quad \text{flip angle}$$

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



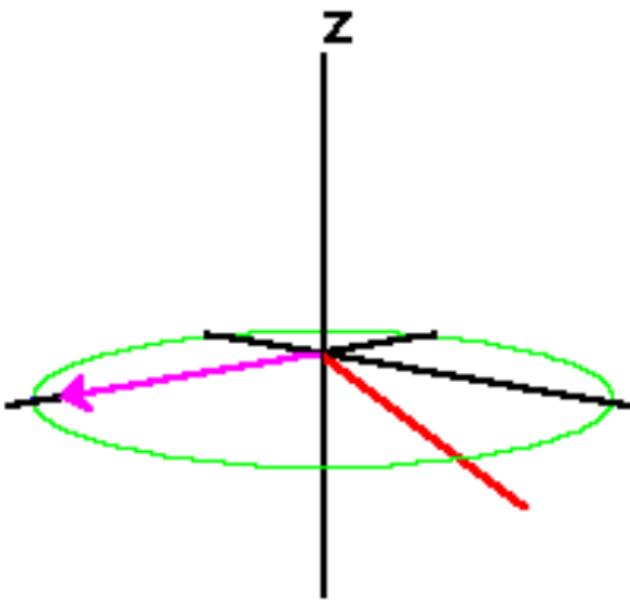
Natočení vektoru magnetizace (2)

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



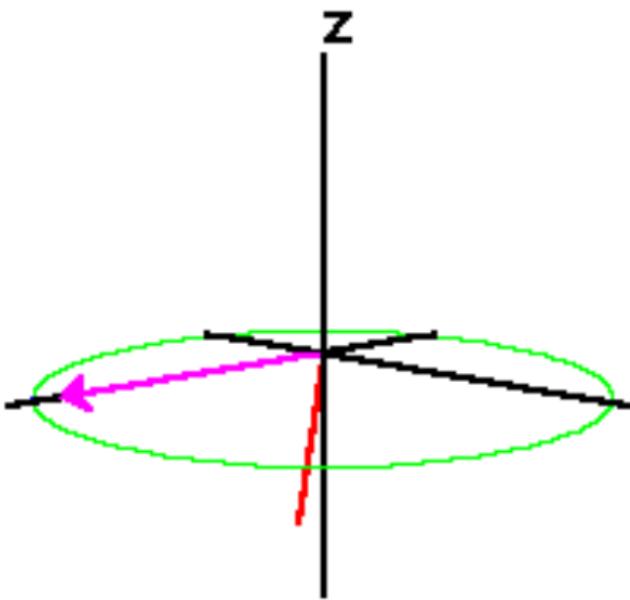
Natočení vektoru magnetizace (2)

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



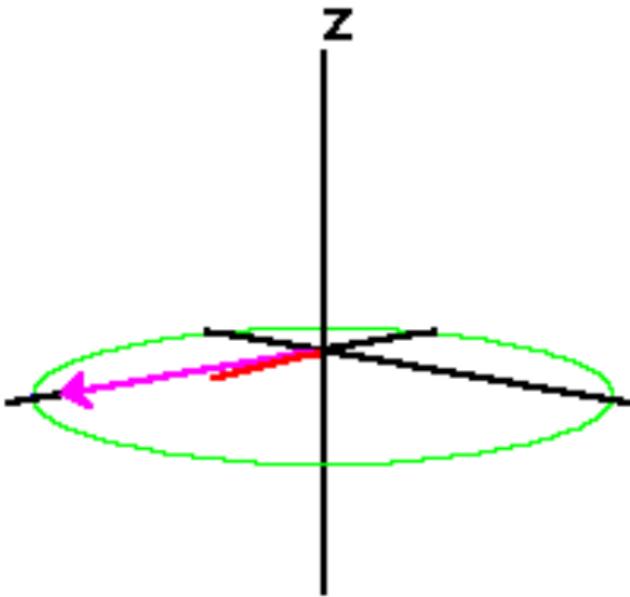
Natočení vektoru magnetizace (2)

- 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 $\mathbf{M} \parallel y'$

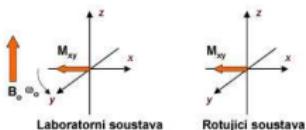


Fyzikální základy - pokračování

Laboratorní a rotující soustava souřadnic

- Systém koordinát doposud používaný se nazývá **laboratorní soustava souřadnic**. Jedná se o fixní systém, ve kterém jáderné spiny rotují rychlostí ω_0 , což znesnadňuje jakoukoliv další analýzu.

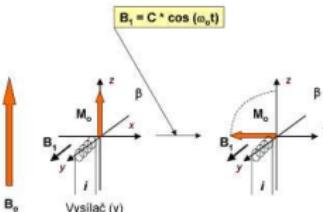
- Řešením je současná soustava, která sama rotuje rychlostí ω_0 , tzv. **rotující soustava souřadnic**. Z fyzikálního pohledu odstraníme takto vliv magnetického pole B_0 .



- V rotujícím systému souřadnic se vektor M_{xy} nepohybuje za podmínky, že jsme v rezonanci (a pole B_0 je přesně frekvence jádra ω_0). Jsme-li mimo rezonanci, pohyb vektoru je stále pomalý ve srovnání s rychlosťí rotace ω_0 .

NMR excitace

- Nyní potřebujeme, aby systém absorboval energii. Zdrojem je oscilující elektromagnetické záření s frekvencí ω_0 generované střídavým proudem:



- Je-li frekvence RF pole B_1 a precesního pohybu magnetizace M_0 stejná, je dosaženo tzv. **rezonanční podmínky** a systém absorbuje energii.

- Vzájemnou interakci RF pole B_1 a magnetizace M_0 dojde k jejímu překlopení kolem tohoto pole B_1 o úhel β , který odpovídá velikosti dodané energie a době jejího působení.

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

$$\frac{dM_{x'}}{dt} = (\omega_0 - \omega)M_{y'} - \frac{M_{x'}}{T_2}$$

$$\frac{dM_{y'}}{dt} = -(\omega_0 - \omega)M_{x'} + 2\pi\gamma B_1 M_z - \frac{M_{y'}}{T_2}$$

$$\frac{dM_z}{dt} = -2\pi\gamma B_1 M_{y'} - \frac{M_z - M_{z0}}{T_1}$$

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

NMR signál

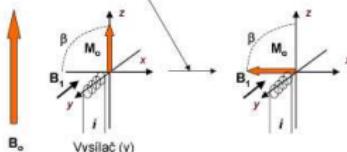
Vznik NMR signálu a jeho další osud.



NMR excitace

- Zdrojem energie pro excitaci jader je oscilující elektromagnetické záření s frekvencí ω_0 generované střídavým proudem :

$$B_1 = C \cdot \cos(\omega_0 t)$$



- Je-li frekvence RF pole B_1 a precesního pohybu magnetizace M_0 stejná, je dosaženo tzv. **rezonanční podmínky** a systém absorbuje energii.

- Vzájemnou interakcí RF pole B_1 a magnetizace M_0 dojde k jejímu překlopení kolem tohoto pole B_1 o úhel β , který odpovídá velikosti dodané energie a době jejího působení.

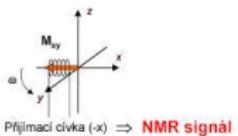
NMR signál

Návrat magnetizace M_0 zpět do rovnováhy (detekce NMR signálu)

- Při absenci externího mag. pole B_0 se M_{xy} bude snažit přejít zpět na M_0 (rovnováha) obnovením původní distribuce populací N_a / N_b . Tento jev se nazývá **relaxace**.



- Oscilace vektoru M_{xy} vytváří fluktuující magnetické pole, které generuje elektrický proud v přijímací cívce:



Průběh signálu v přijímací cívce (-x):

