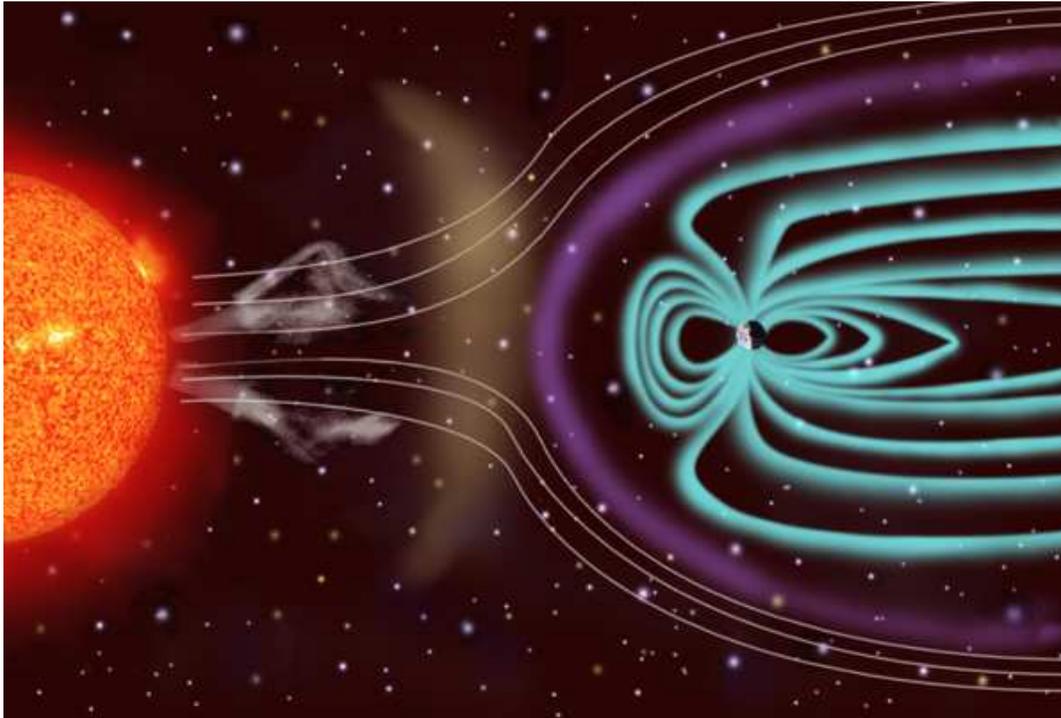
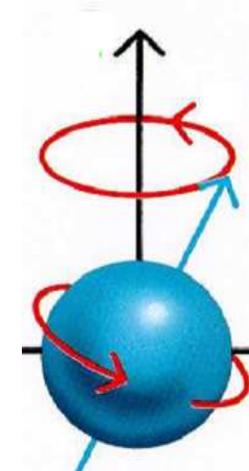


MAGNETISME ET RMN



http://www.lerepairedessciences.fr/lycee/Premiere_S/premS_cours/PHY1S_Magn_2.htm



M. Zanca

UM1-CHU Montpellier et UMR 5221 CNRS-UM2

Magnétisme & RMN

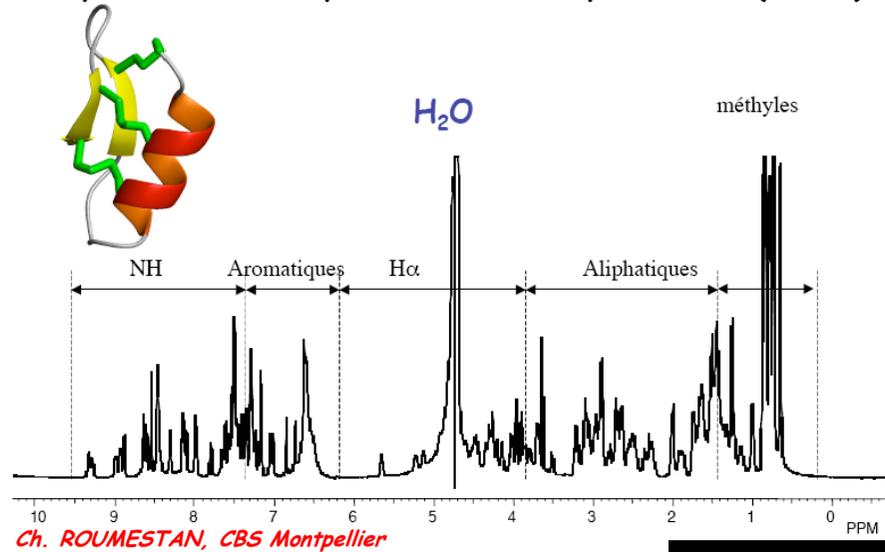
Plan du cours



1. INTRODUCTION
 2. NOTIONS ÉLÉMENTAIRES DE MAGNÉTISME
Magnétisme des fermions et des noyaux
Conséquences dans la matière
 3. LE PHÉNOMÈNE DE RMN
Conditions nécessaires (spin non nul, champ imposé)
Aimantation induite et précession à la résonance
Excitation/Relaxation et signal de RMN
- ◆ APPLICATIONS DE LA RMN (*)
Séquences et contrastes en IRM
Notions de déplacement chimique et de SRM

Ce à quoi on veut aboutir, par exemple en proton

Spectre ^1H d'une protéine : la charybdotoxine (3 kDa)



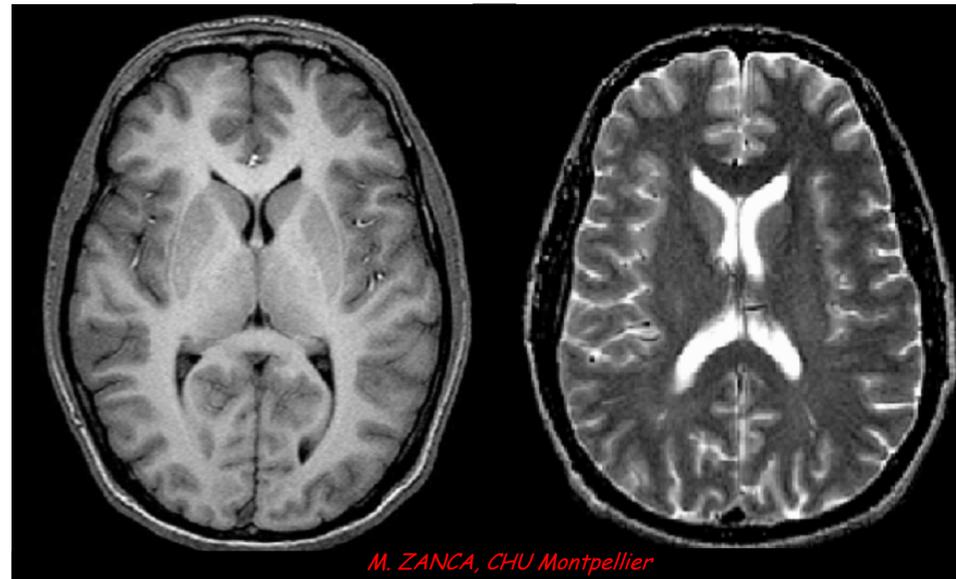
Comprendre et interpréter
un spectre ^1H

Déterminer des structures,
des conformations...

Comment localiser les ^1H
tissulaires dans l'espace
(IRM) ?

Comment "jouer" avec les
contrastes ?

Nocivité de l'IRM ?

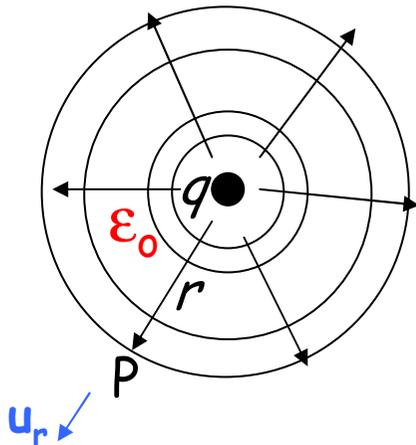




Champ Électrique et Champ Magnétique, Moment Magnétique Dipolaire

RAPPELS

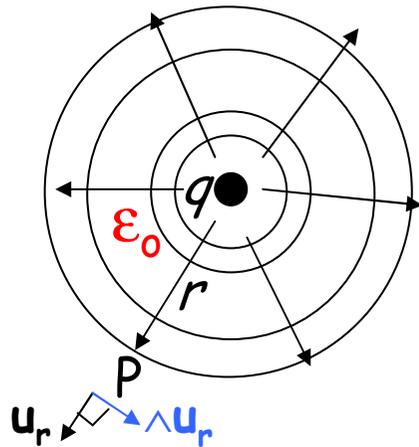
Interaction charge - espace et champ électrique



Le champ électrique créé par q en P , à la distance r de q peut se concevoir comme l'effet de l'interaction de cette charge immobile avec l'espace. Cette "information" :

- est un vecteur de direction qP (vecteur unitaire u_r), $E_p \sim u_r$
- directement proportionnel à q $E_p \sim q \cdot u_r$
- identique en module $\forall P \in$ la sphère de rayon r
et dilué dans la surface de rayon r $E_p \sim q \cdot u_r / (4\pi r^2)$
- qui dépend des propriétés (di)électriques
du milieu, par ex. dans le vide (ϵ_0) $E_p \sim q \cdot u_r / (4\pi \epsilon_0 r^2)$

Interaction charge - espace et champ magnétique



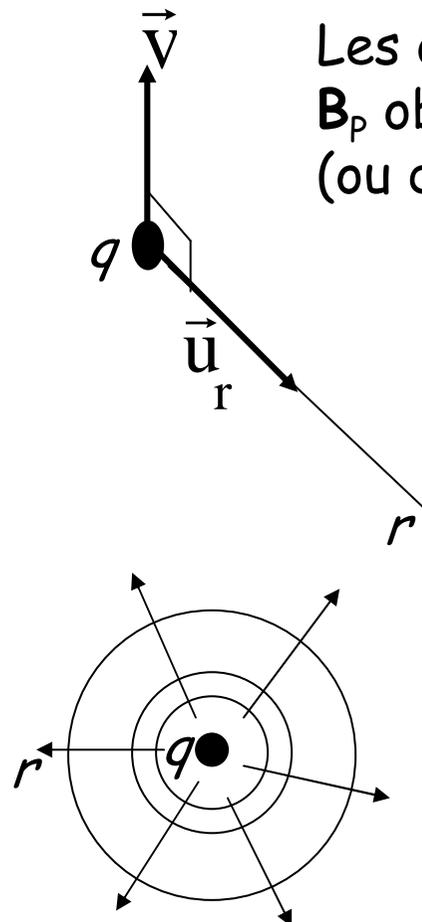
Le champ magnétique peut se concevoir, de la même façon, comme l'effet de l'interaction avec l'espace de cette charge **si elle se déplace (vitesse v)**. Cette "information" :

- est un vecteur \perp à la direction qP (vecteur unitaire \hat{u}_r)
- directement proportionnel à q et v $B_p \sim q \cdot v \wedge \hat{u}_r$
- identique en module $\forall P \in$ la sphère de rayon r
et dilué dans la surface de rayon r $B_p \sim q \cdot v \wedge \hat{u}_r / (4\pi r^2)$
- qui dépend de propriétés de perméabilité du milieu, par
ex. dans le vide (μ_0) $B_p \sim \mu_0 \cdot q \cdot v \wedge \hat{u}_r / (4\pi r^2)$

Champs électrique & magnétique

... créés par une charge

Les orientations relatives de \vec{v} , \vec{u}_r et \vec{B}_P obéissent à la **règle des trois doigts** (ou du tire-bouchon)



Charge en mouvement

$$\vec{B}_P = \mu_0 \vec{H}_P = \frac{\mu_0}{4\pi} q \frac{\vec{v} \wedge \vec{u}_r}{r^2} \quad [T, NA^{-1}m^{-1}, Vsm^{-2}]$$

Charge "statique"

$$\vec{E}_P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \frac{\vec{u}_r}{r^2} \quad [Vm^{-1}]$$

$c^2 = 1/(\epsilon_0 \cdot \mu_0)$

Champs électrique & magnétique

... créés par une charge

Bien réaliser que, dans le vide $\vec{B}_P = \mu_o \vec{H}_P$

Alors que, dans un matériau $\forall \vec{B}_P = \mu \vec{H}_P$

H est le champ magnétisant, indépendant du milieu...

B est le champ (d'induction) magnétique dont on a l'habitude, mais attention, il dépend du milieu qu'il baigne

Dans un matériau quelconque, $\mu = \mu_o (1 + \chi)$ remplace μ_o .

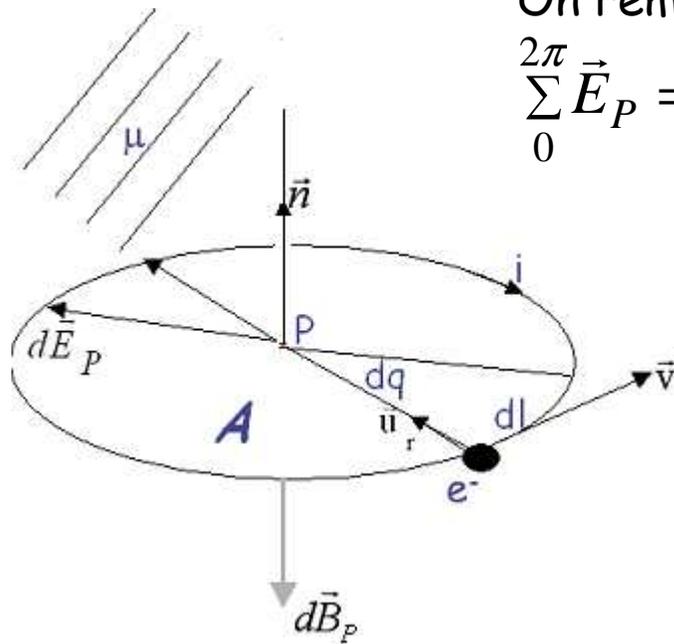
χ est la **susceptibilité magnétique** du matériau, elle le caractérise magnétiquement (nous avons chacun notre propre χ).

Champ magnétique généré par une spire parcourue par un courant électrique

On part d'une spire de rayon r , d'aire A , parcourue par un courant i . \mathbf{B} est généré en P sur l'axe de la bobine (\perp)

On remarque tout d'abord que :

$$\sum_0^{2\pi} \vec{E}_P = \vec{0}$$



Le champ (d'induction) magnétique élémentaire au centre P de la bobine est donné par :

$$d\vec{B}_P = \frac{\mu}{4\pi} \cdot dq \cdot \frac{\vec{v} \wedge \vec{u}_r}{r^2}$$

et, après calcul

$$\vec{B}_P = \frac{-\mu}{2r} \cdot i \cdot \vec{n} = K \cdot i \cdot \vec{n}$$

K , facteur de forme de la spire, vaut, pour un solénoïde de N spires et de longueur L ,

$$K = [-\mu/(2r)].NL$$

COROLLAIRE : les e^- orbitaux génèrent un champ magnétique négatif

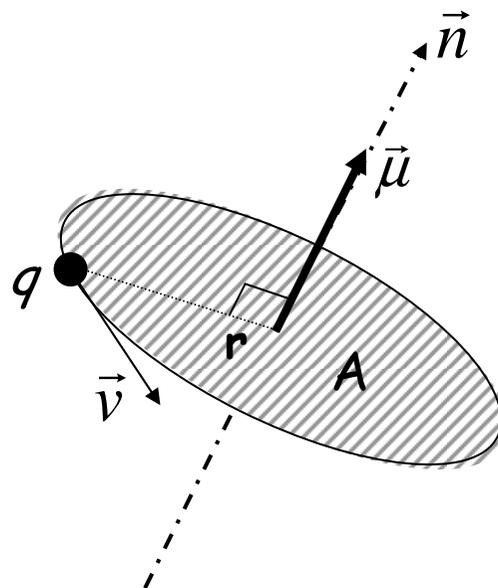
Dipôle Magnétique, Aimantation

Vision classique

Quantité de magnétisme influençable par un champ magnétique B .

Aimantation élémentaire :

$$\vec{\mu} = \frac{dq}{dt} \cdot A \cdot \vec{n}$$



$$i = dq/dt$$

$$A = \pi \cdot r^2$$

Cette quantité, à la différence de la masse ou de la charge, est de nature vectorielle

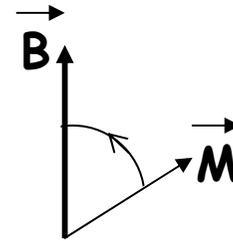
COROLLAIRE : les e^- orbitaux possèdent un magnétique négatif

Interactions dipôle - champ magnétiques

2 produits (interactions) possibles :

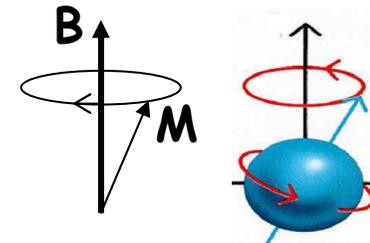
Produit scalaire, énergie magnétique qui oriente μ dans B :

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \mu \cdot B \cdot \cos(\vec{\mu}, \vec{B})$$



Produit vectoriel, engendre précession de μ autour de B à $\omega = 2\pi\nu = \gamma B$:

$$\vec{\Gamma} = \vec{\mu} \wedge \vec{B} = \mu \cdot B \cdot \sin(\vec{\mu}, \vec{B})$$



Magnétisme orbital de l'électron

Vision classique : révolution autour du noyau

L'électron de charge $-e$ parcourt son "orbite" avec une période T ; il équivaut à un courant de spire d'intensité $i = -e/T$.

Sa vitesse angulaire ou "pulsation" est $\omega = d\theta/dt = 2\pi f = 2\pi/T$

Sa quantité de mouvement est $\vec{p}_e = m_e \cdot \vec{v}$

Le moment cinétique électronique orbital, \perp à \vec{r} et \vec{p}_e , est donné par

$$\vec{L}_{oe} = \vec{r} \wedge \vec{p}_e$$

Le moment magnétique (dipolaire) associé, orbital électronique, est induit colinéairement à L_{oe} par le "courant électronique orbital" et vaut

$$\vec{\mu}_{oe} = iA_o \vec{n}$$

Ainsi

$$\vec{\mu}_{oe} = -\frac{e}{2m_e} \vec{L}_{oe}$$

et

$$\vec{\mu}_{oe} = \gamma_{oe} \vec{L}_{oe}$$

avec

$$\gamma_{oe} = \frac{-e}{2m_e}$$

Le spin

Spin d'une particule ou d'un noyau : quid ?

Spin, propriété quantique

Allusion au magnétisme propre de l'e⁻

1- Nombre quantique de spin, s

- $s = 1/2$ pour les fermions (neutron, proton, électron)
- s entier pour les bosons ($s = 0$ pour le photon)
- $S = nul$, demi-entier ou entier pour les noyaux atomiques

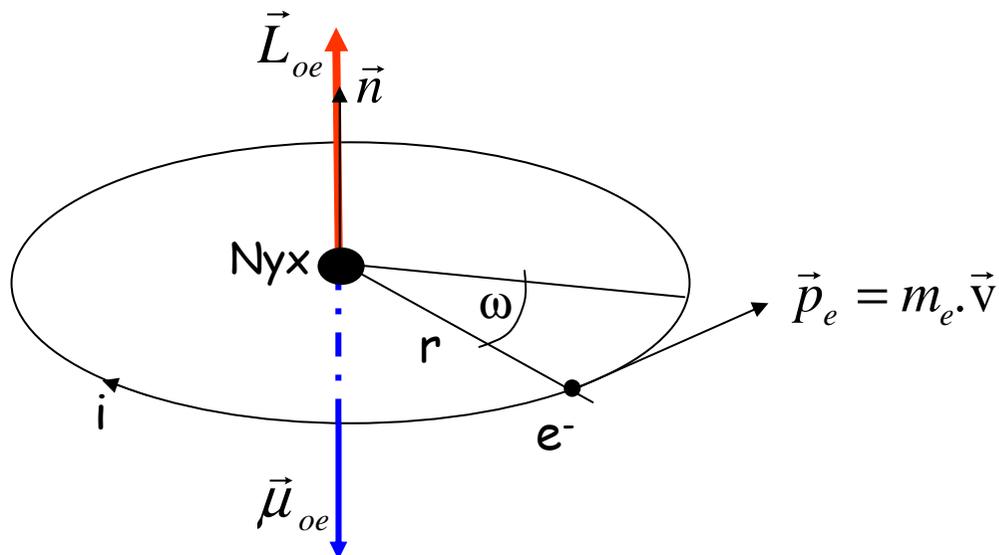
2- Moment cinétique intrinsèque (de spin), \vec{S}

$$|\vec{S}| = \hbar \sqrt{s(s+1)} \quad \text{avec} \quad \hbar = h / 2\pi$$

3- Moment magnétique intrinsèque (de spin), $\vec{\mu} = \gamma \cdot \vec{S}$

$$|\vec{\mu}| = \gamma \cdot \hbar \sqrt{s(s+1)} \quad \text{avec} \quad \gamma = g \cdot e / 2m$$

Application : Vision quantique du Magnétisme orbital de l'e⁻



$$|\vec{L}_{oe}| = \hbar\sqrt{l(l+1)}$$

$$|\vec{\mu}_{oe}| = \gamma\hbar\sqrt{l(l+1)}$$

Moment magnétique dipolaire,
orbital électronique,
colinéaire à L_{oe}

$$\vec{\mu}_{oe} = -\frac{e}{2m_e} \vec{L}_{oe}$$

Rapport gyromagnétique orbital

$$\gamma_{oe} = \frac{-e}{2m_e}$$

Magnétisme intrinsèque de l'électron

L'électron "tourne aussi sur lui-même"

Moment cinétique \vec{S} ,

Moment magnétique $\vec{\mu}_s$,

tous deux confondus sous le terme unique de "spin".

Par analogie $\vec{\mu}_s = \gamma_s \cdot \vec{S} = (g_s \cdot \gamma_{oe}) \cdot \vec{S}$, avec

$$\gamma_s = g_s \frac{-e}{2m_e}$$

$g_s = 2,0023$

facteur de LANDE de spin électronique

distingue l'intrinsèque (spin) de l'orbital, avec $\vec{\mu}_s \approx 2\vec{\mu}_{oe}$

γ_s responsable mouvement de précession des spins dans le champ magnétique

à une fréquence de 28 GHz/Tesla (RPE).

D'où le magnétisme global de l'électron

Combinaison des moments μ_{oe} et μ_s

Addition vectorielle des moments cinétiques orbital et intrinsèque . La résultante est quantifiée par un (ensemble de) nombre(s) quantique(s) $j = l \pm s$ tel(s) que

$$|\vec{J}| = |\vec{L}_{oe} + \vec{S}| = \hbar \sqrt{j(j+1)}$$

Le moment *magnétique électronique global* est lui aussi quantifié par j :

$$\vec{\mu}_e = \vec{\mu}_{oe} + \vec{\mu}_s = -\frac{e}{2m_e} (\vec{L}_{oe} + g_e \vec{S}) = \gamma_e \cdot \vec{J}$$

La même analogie permet ainsi d'écrire $\vec{\mu}_e = \gamma_e \cdot \vec{J} = (g_e \cdot \gamma_{oe}) \cdot \vec{J}$

On peut montrer que la constante g_e vaut $g_e = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}$

g_e , facteur de LANDE électronique, relie les rapports gyromagnétiques orbital et global :

$$\gamma_e = g_e \cdot \gamma_{oe}$$

Le "Magnéton de BOHR"

Unité quantique de magnétisme électronique

L'énergie potentielle d'interaction de $\vec{\mu}_{oe}$ avec un champ magnétique statique \vec{B}_o est quantifiée par la mécanique quantique selon $E_B = \mu_{z,oe} B_o$ où $\mu_{z,oe} = \gamma_{oe} \hbar m$ représente le module de la projection de $\vec{\mu}_{oe}$ sur \vec{B}_o . Le nombre quantique magnétique m vaut $\pm \frac{1}{2}$ pour l'électron et les autres fermions, proton et neutron.

La grandeur $\mu_B = \gamma_{oe} \cdot \hbar$ est le "Magnéton de BOHR" ; il vaut $0,93 \cdot 10^{-23} \text{ Am}^2$.

C'est "l'unité quantique" d'aimantation électronique. Ainsi $\mu_{z,oe} = \frac{1}{2} \mu_B$

γ_{oe} est responsable d'un mouvement de précession de $\vec{\mu}_{oe}$ dans le champ magnétique B_o à une fréquence de 14 GHz/Tesla, ce qui donne l'ordre de grandeur des fréquences utilisées en Résonance Paramagnétique Electronique (RPE).

Le magnéton nucléaire

Vision quantique du magnétisme des noyaux

Par analogie, la grandeur $\mu_N = \gamma_N \cdot \hbar$ serait le "Magnéton nucléaire", si γ_N existe

Or p^+ et n^0 sont des fermions qui \in à différents noyaux
Leur spin est donc aussi $s = \frac{1}{2}$,

Leur moment cinétique est noté \vec{I}
Leur moment magnétique est noté $\vec{\mu}$

Magnétisme nucléaire $\gamma_N \ll$ magnétisme électronique γ_e ,
en raison du rapport inverse des masses :

$$m_{1H} \approx 1836 \cdot m_e \Rightarrow \gamma_e \approx 1836 \cdot \gamma_N$$

Sources du Magnétisme Nucléaire

1- Participation du proton

p^+ (noyau ^1H), particule chargée,
Moment cinétique intrinsèque \vec{I}
Moment magnétique de spin $\vec{\mu}_p$

$$\vec{\mu}_p = \gamma_p \cdot \vec{I}$$

Par analogie avec e^- , $\gamma(p^+)$ dépend
de sa charge ($+e$) et sa masse (m_p)
et d'un **facteur de LANDE protonique**, $g_H \approx 5,58$

$$\gamma_p = (g_H/g_s) \cdot \gamma_s \cdot (m_e/m_p) \approx \gamma_s / 660$$

$$\vec{\mu}_p = g_H \frac{e}{2m_p} \vec{I}$$

$\gamma_p \Rightarrow$ précession du p^+ (^1H) dans un champ magnétique à
42,6 MHz/Tesla (résonance magnétique nucléaire ou RMN).

Sources du Magnétisme Nucléaire

2- Participation du neutron

n° , pas de charge apparente \Rightarrow spin ?

Moment cinétique de spin identique à celui de p^+

Mais **possède aussi moment magnétique intrinsèque** car constitué de **quarks** (*)

Par analogie avec p^+ :

avec $\gamma_{n^\circ} = g_{n^\circ} \cdot \gamma_{oe} \cdot m_e / m_{n^\circ}$

$$\vec{\mu}_{n^\circ} = g_{n^\circ} \frac{e}{2m_{n^\circ}} \vec{I}$$

Le **facteur de LANDE neutronique**, est **négatif** et vaut **$g_{n^\circ} = -3,826$**

En pratique, on considère $m_{n^\circ} \approx m_{p^+}$

$$\vec{\mu}_{n^\circ} \approx g_{n^\circ} \frac{e}{2m_{p^+}} \vec{I}$$

Le Magnétisme Nucléaire Global

Résultante dans un noyau atomique

Noyau atomique = combinaison $\{p^+, n^0\}$.

Spins combinés par espèce de particule,
sans mélanges (p^+ avec p^+ , n^0 avec n^0),
deux à deux, en opposition ($\uparrow\downarrow$)
(cf. doublets électroniques, principe d'exclusion de PAULI).

Spin résultant nul pour doublets,
non nul pour célibataires

⇒ spin nucléaire résultant, S :
nul, demi entier ou entier
... voire > 1 (modèle nucléaire en couches)

Le Magnétisme Nucléaire Global

Exemples de spins nucléaires

^{12}C , 6 p^+ et 6 n^0 ,

3x($\uparrow\downarrow$) pour chaque famille de particule.

Résultante globale nulle, $S = 0$

^{12}C n'a pas de spin nucléaire, RMN impossible

^{13}C , 6 p^+ et 7 n^0 ,

3x($\uparrow\downarrow$) pour chaque famille de particule,

mais reste 1 n^0 célibataire (\uparrow), donne son spin au noyau entier

Spin ^{13}C , $S = 1/2$, RMN possible (noyau "dipolaire")

^{23}Na , 11 p^+ et 12 n^0 ,

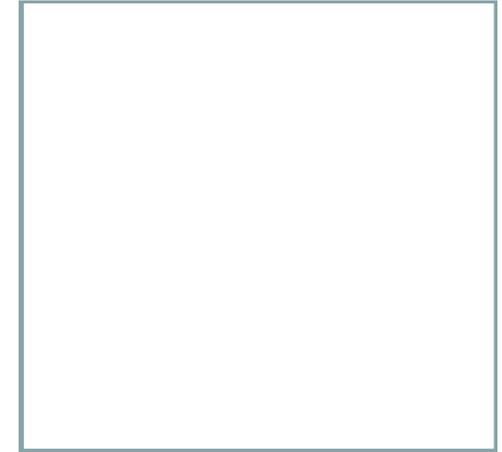
5x($\uparrow\downarrow$) et 1x(\uparrow) pour les p^+ et 6x($\uparrow\downarrow$) pour les n^0

Devrait donner $S = 1/2$

En fait, $S = 3/2$, ne s'explique que par le modèle en couches

Le Magnétisme Nucléaire global

RMN impossible si $S = 0$



RMN impossible dans le cas où $S = 0$.

Le tableau ci-dessous donne des exemples de noyaux de spin non nul :

Noyau	^1H	^2H	^{12}C	^{13}C	^{16}O	^{17}O	^{19}F	^{23}Na	^{31}P	^{43}Ca
Spin S	$1/2$	1	0	$1/2$	0	$5/2$	$1/2$	$3/2$	$1/2$	$7/2$

Le spin nucléaire de certains noyaux

Il est impossible de prévoir, par un calcul simple, quels noyaux ont un spin > 1

Le Magnétisme Nucléaire Global

Conditions nécessaires à la RMN

Lorsque son spin n'est pas nul, un noyau possède un **moment résultant** $\vec{\mu}$ qui joue le rôle d'une **véritable boussole microscopique**, mais dont **les propriétés sont quantiques**.

C'est le noyau ^1H qui possède le plus fort γ_N
Par exemple $\gamma(^{13}\text{C}) = \gamma(^1\text{H})/4$.

En outre, ^1H est le plus abondant naturellement (100%) et le plus représenté dans les tissus biologiques sous forme d'eau et de lipides. C'est donc lui que l'on utilisera en imagerie médicale (IRM), et nous nous limiterons désormais à son étude (spin $s = \frac{1}{2}$)

Le magnétisme à l'échelle moléculaire

1- Absence de champ magnétique suffisant

Toute molécule possède un $\vec{\mu}_{mol}$ global, résultant des $\vec{\mu}_e$ et $\vec{\mu}_N$ présents dans la molécule.

En l'absence de tout B_0 , tous les $\vec{\mu}_{mol}$ sont orientés de façon aléatoire par les mouvements browniens moléculaires, thermo-dépendants. Leur somme est donc nulle : **la matière n'est normalement pas aimantée macroscopiquement,**

$$\sum_i \vec{\mu}_{mol,i} = \vec{0}$$

L'orientation des spins n'est possible que par un B_0 d'autant plus intense que l'échantillon contenant les spins est plus chaud. En particulier, **à température ambiante, le B_0 terrestre (environ $47 \mu\text{T}$) ne suffit pas à induire, dans les matériaux courants, une M significative, sauf à descendre suffisamment en température.**

Le magnétisme à l'échelle moléculaire

2- Polarisation magnétique si B suffisant

Désorientation thermique des spins
contrecarrée par un **B** qui doit être d'autant
plus intense que la θ° des spins est plus élevée.

Tout matériau plongé dans un **B** suffisant se polarise :

- par distorsion des ($\uparrow\downarrow$) et des mouvements des spins orbitaux (e^- ou noyaux), c'est le **diamagnétisme** ;
- par orientation des spins célibataires (\uparrow) ou (\downarrow) (e^- ou noyaux), c'est le **paramagnétisme** ;

La distorsion et/ou l'orientation des spins nucléaires est négligeable % à celles des e^- , mais sont sources de la RMN.

Le magnétisme à l'échelle moléculaire

3- Intensité d'aimantation

Ces phénomènes de polarisation induisent dans le matériau une aimantation "macroscopique" \mathbf{M} dont l'intensité par unité de volume ou "intensité d'aimantation" est proportionnelle à \mathbf{B} , plus exactement à \mathbf{H} :

$$\vec{J} = \frac{d\vec{M}}{dV} = \chi_m \cdot \vec{H}$$

\mathbf{J} est mesurée en OERSTED, càd $10^3/4\pi \text{ A.m}^{-1}$

\mathbf{J} , l'intensité d'aimantation, a même dimension que \mathbf{H}

χ_m , nombre sans dimension, est la susceptibilité magnétique du matériau

Le magnétisme à l'échelle moléculaire

4- Susceptibilité magnétique

Si μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, μ celle du matériau, le champ magnétique s'écrit

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H} \quad \text{dans le vide}$$

et $\vec{B} = \mu \cdot \vec{H}$ en présence du matériau.

Tout se passe comme si le matériau, en raison des polarisations magnétiques générées par \vec{H} , contre-réagissait à $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ par un champ propre $\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}$

Le champ global B dans le matériau est alors donné par $B = B_0 + B'$:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}) = \mu_0 \left(1 + \frac{J}{H}\right) \vec{H} = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H} \quad \text{où} \quad \vec{J} = d\vec{M}/dV = \chi_m \vec{H}$$

χ_m est la **susceptibilité magnétique du matériau** et $\mu = \mu_0 (1 + \chi_m)$

μ varie selon le matériau concerné, de $\approx 10^{-6}$ (vide) à 10^4 (fer) par ex.

Les matériaux diamagnétiques

(Diamagnétisme électronique essentiellement)

Diamagnétisme si \exists symétrie moléculaire
(Cu, Pb, eau et tissus biologiques, graphite)

La combinaison en paires des e^- ($\uparrow\downarrow$), annule le magnétisme résultant : pas de moment magnétique permanent.

Les matériaux diamagnétiques ne s'aimantent qu'en présence d'un H extérieur, qui distord le mouvement des e^- en générant d'infimes $\delta\vec{\mu}_e$

Les moment magnétique sont opposés à H : les corps diamagnétiques sont repoussés par les aimants.

Le χ_m (tissus biologiques par ex.) est très faible (10^{-5}), indépendant de la θ° et négatif (\mathbf{J} et \mathbf{H} sont opposés)

Les matériaux paramagnétiques

(Paramagnétisme électronique essentiellement)

Paramagnétisme si asymétrie moléculaire ou **e^- célibataires** : **oxygène**, platine, ... **Cu^{++} , Mn^{++} , Co^{++} , Gd^{++} , radicaux libres** et certains **produits de contraste en IRM**.

Ces e^- portent moment **magnétique électronique (de spin)** **permanent très supérieur** aux $\delta\vec{\mu}_e$ diamagnétiques.

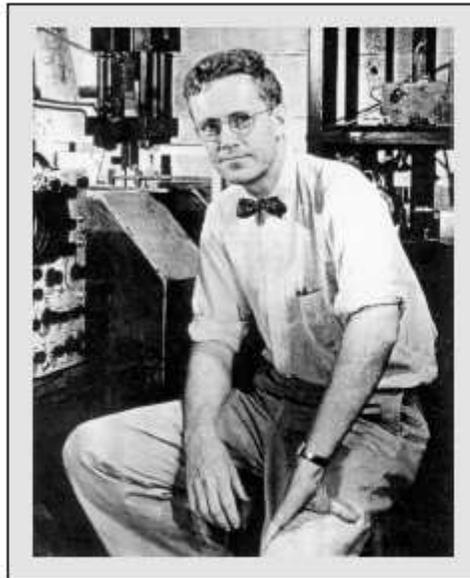
Pas aimantés en l'absence d'un H extérieur, car les spins de leurs atomes s'orientent au hasard.

H induit une aimantation // à lui et de même sens, intense car générée par les e^- : χ_m est intense, positive et θ° -dépendante (loi de **LANGEVIN**).

Résonance Magnétique Nucléaire

Quelques repères historiques

Mise en évidence en 1946
par BLOCH et PURCELL, prix Nobel de Physique en 1952...



Edward M. PURCELL
Université de Harvard - USA



Felix BLOCH
Université de Stanford - USA

Ensemble élémentaire de noyaux

Notion de VOXEL

VOXEL : volume élémentaire dans le Système de Spins de l'échantillon, à qui correspond le "pixel" dans l'image.

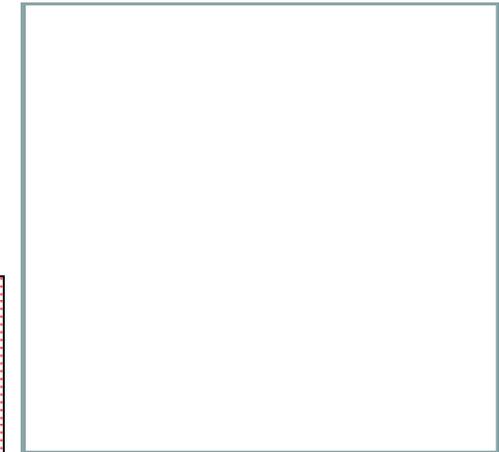
De tous les noyaux de l'échantillon, la RMN ne mettra en évidence que ceux de spin non nul ($S \neq 0$) : c'est l'aspect nucléaire de la RMN, condition nécessaire à sa réalisation (mais non suffisante).

Chaque voxel contient un nombre extrêmement grand de spins (noyaux de nature différente, de spin non nul), qui sont en permanence en mouvements aléatoires (agitation thermique ou mouvement brownien).

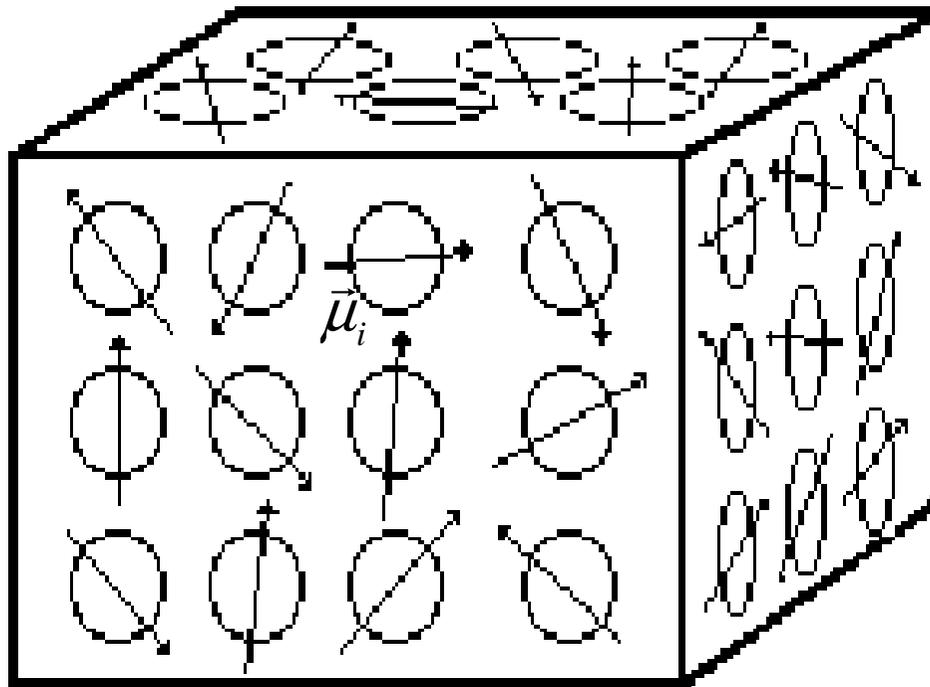
A température ambiante ($\sim 300^\circ\text{K}$), les effets de l'agitation thermique sont \gg à ceux du champ magnétique terrestre ($47 \mu\text{T}$) : à cette température, le champ magnétique terrestre est donc sans effet apparent sur l'orientation des spins moléculaires de matériaux dia- et para-magnétiques (mais il oriente les boussoles, aimants permanents faits de matériel ferro-magnétique).

SS en absence de champ

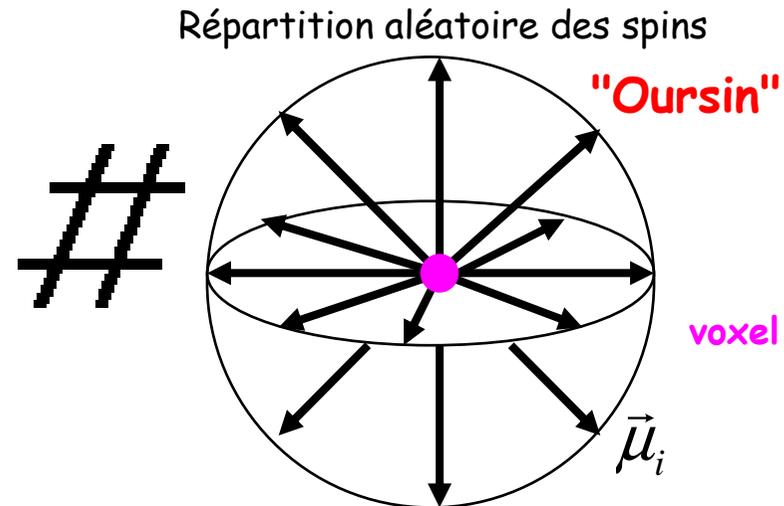
Voxel dans l'état "OURSIN"



$\vec{B}_o \neq \vec{A}$ \Rightarrow pas d'aimantation macroscopique observable



Vision microscopique d'un point voxel en IRM



En l'absence de champ magnétique les spins sont dans l'état "oursin"

Vision macroscopique du même voxel (●)

$$\vec{M}_o = \sum_i \vec{\mu}_i = \vec{0}$$

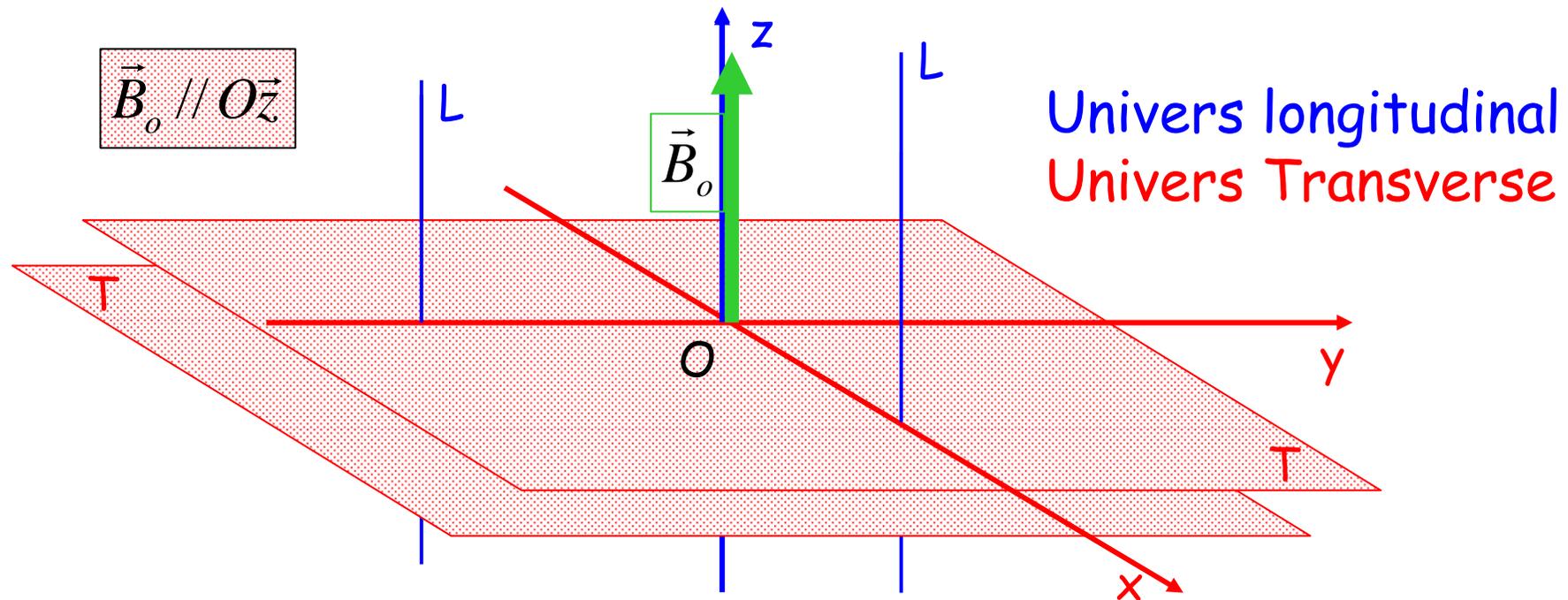
$$E = -\vec{M}_o \cdot \vec{B}_o = 0$$

Dégénérescence énergétique

Application d'un champ magnétique B_0

Le champ imposé est orienté dans une seule direction

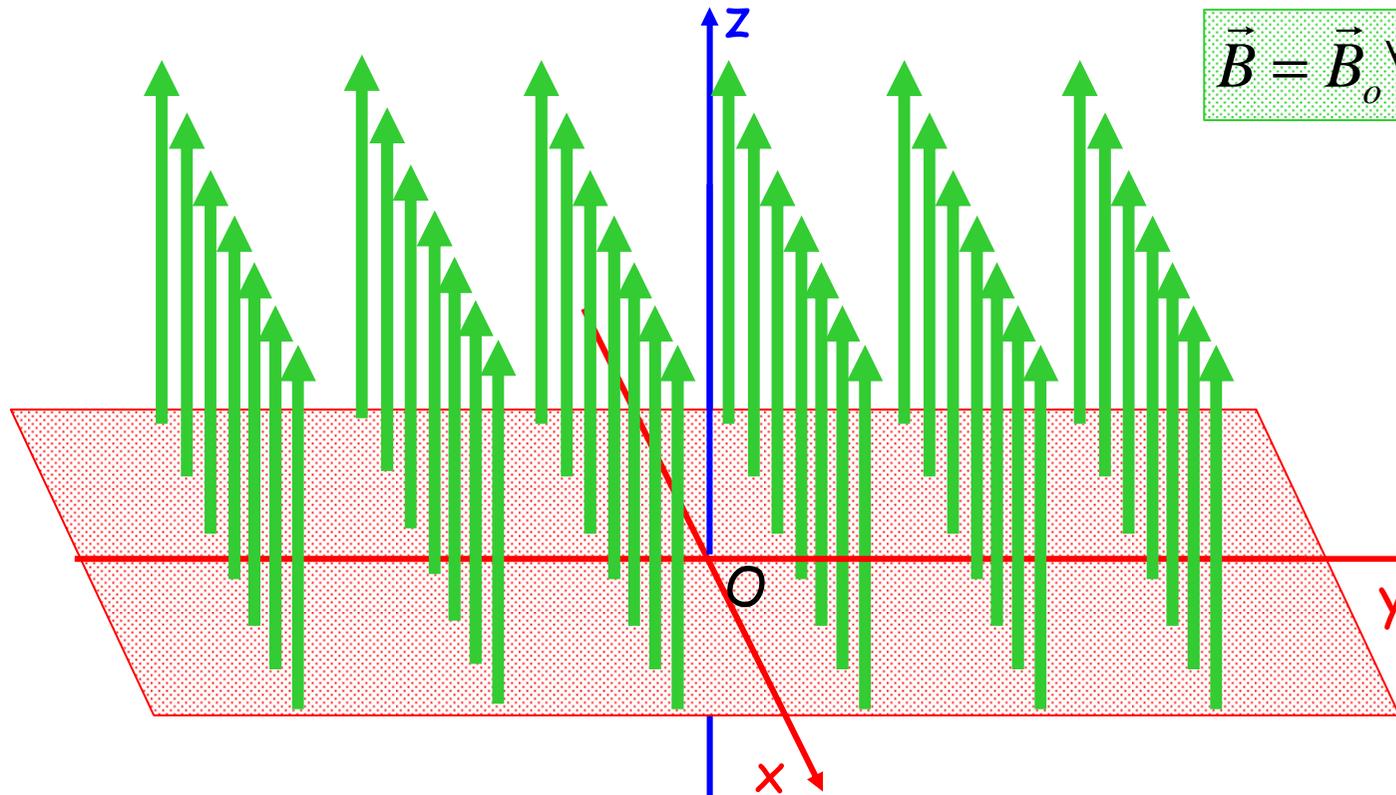
L'espace est magnétiquement "an-isotrope"



Application d'un champ magnétique B_0

Un champ idéal est constant dans l'espace

B_0 toujours // Oz et de même intensité,
 $\forall \{x, y, z\}$



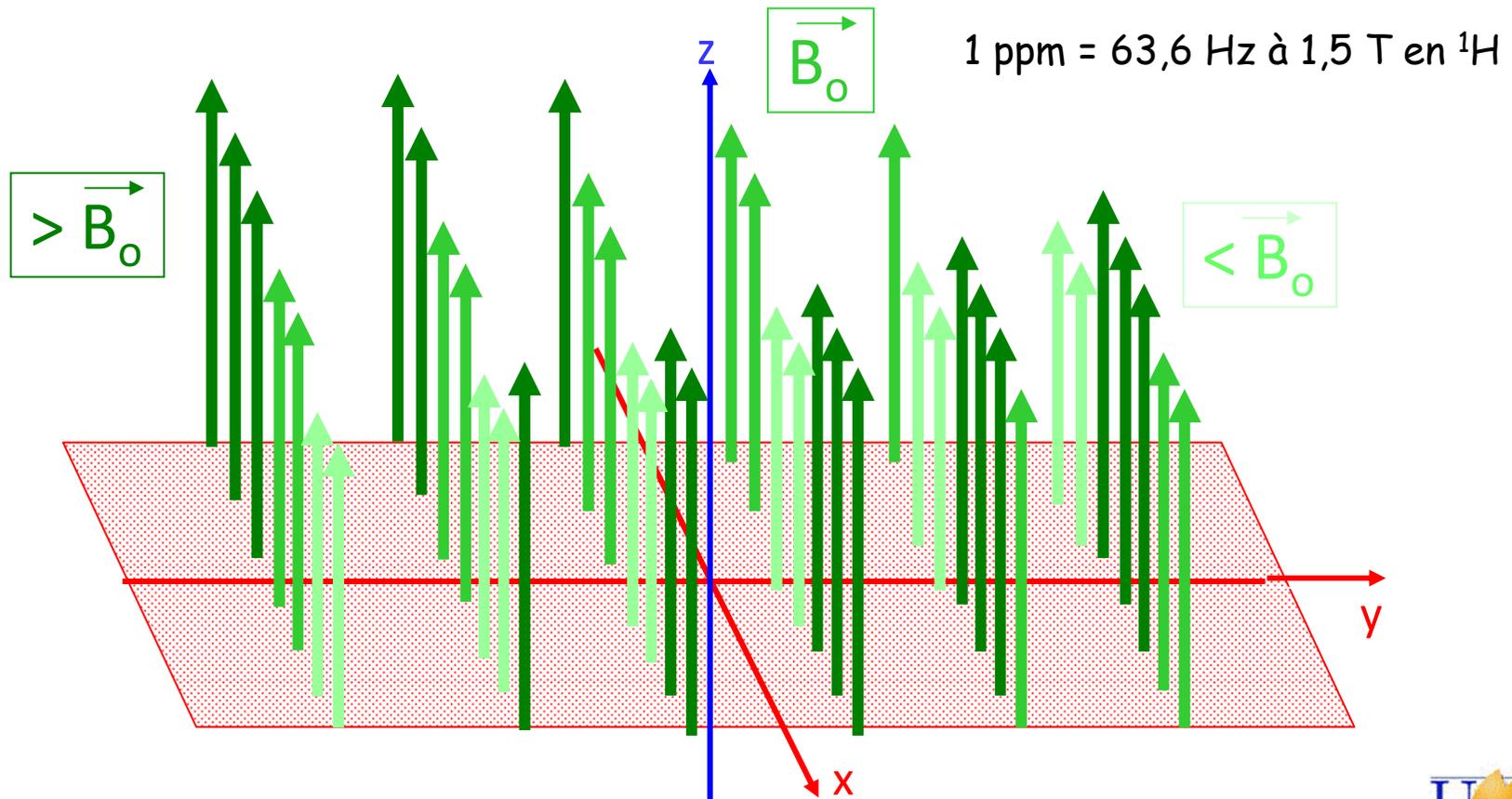
$$\vec{B} = \vec{B}_0 \forall x, y, z$$

B_0 jamais parfaitement homogène

Un champ réel est toujours \pm hétérogène

Hétérogénéités technologiques, ΔB_{tech} , systématiques, constantes et de quelques 10^{aines} ou 100^{aines} de ppm, soit 0,1 à 10 kHz.

L'aimant est d'autant meilleur que les ΔB_{tech} sont + faibles



En présence du champ magnétique B_0

Remarques préliminaires

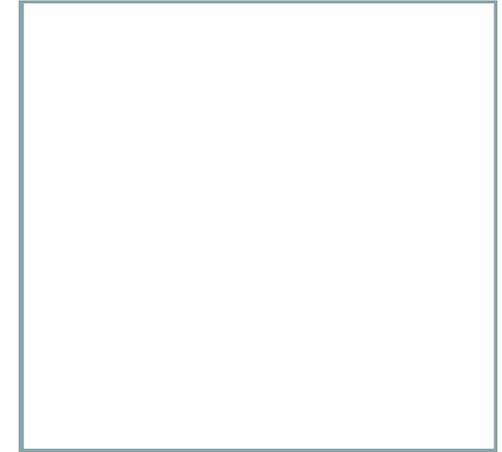
B_0 suffisant si ...

l'énergie $\vec{\mu}_i \cdot \vec{B}_0$ est suffisante ...

pour contrer les effets de la θ° (kT, loi de Boltzmann),
génératrice de mouvements browniens et donc
d'orientations aléatoires de ces spins...

Compétition entre champ appliqué et température

à la température du corps humain, les champs appliqués en
IRM clinique sont 10 000 à 60 000 fois $> B_0$ terrestre



En présence du champ magnétique B_0

Effets énergétiques liés au seul produit scalaire

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

A l'échelle microscopique, on observe :

- 1- Orientation des spins dans B_0 , autant que de possibilités quantiques, à un rythme T_1 dépendant (aspect énergétique, longitudinal)
- 2- Levée de dégénérescence énergétique (effet Zeeman nucléaire), faisant apparaître \neq niveaux énergétiques
- 3- Répartition thermique des spins sur les niveaux apparus, obéissant, à l'équilibre, à la loi de Boltzmann

Conséquence macroscopique :

Apparition, au rythme T_1 , d'une aimantation macroscopique (donc observable), longitudinale et alignée, à l'équilibre, sur le champ B_0 imposé

Nombre quantique magnétique dans B_0

Rappels et définitions

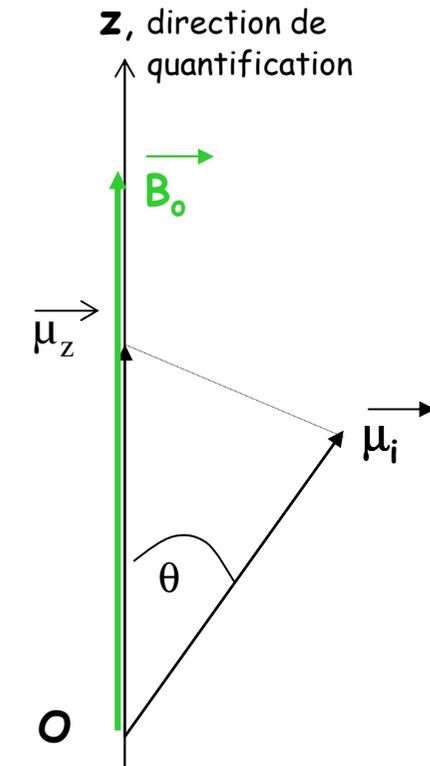
Le nombre quantique de spin "s" quantifie le module du spin (moment cinétique/magnétique) de la particule selon $|\vec{\mu}| = \gamma \cdot \hbar \cdot \sqrt{s(s+1)}$

En l'absence de B_0 , la direction des $\vec{\mu}$ est ∇
Seul son module est quantifié.

B_0 impose "m", nombre quantique magnétique, qui quantifie le module de la projection des spins sur B_0 , selon :

$$|\vec{\mu}_z| = |\vec{\mu}| \cdot \cos \theta = \gamma \cdot \hbar \cdot m$$

Ainsi, B_0 , via m, impose θ . Or $m \in [-S, +S](1)$, donc prend $2S+1$ valeurs, ce qui implique autant de projections, donc d'orientations possibles (Δ , à l'équilibre, $\theta \neq 0$)

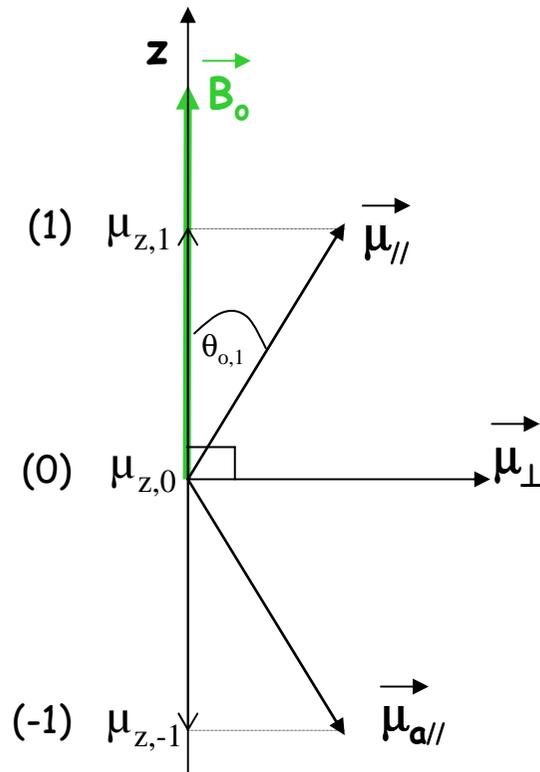


Nombre quantique magnétique dans B_0

Orientation des spins, exemple du ^{15}N

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

Pour le ^{15}N , $S = 1 \Rightarrow 3$ états possibles ($m = \pm 1$ et $m = 0$). Le module des projections μ_z détermine les orientations, $\theta_{o,m}$ à l'équilibre



$$\mu = \gamma (h/2\pi) \sqrt{s(s+1)}$$

$$s = 1$$

$$\mu_{z,m} = \gamma (h/2\pi) m$$

$$m = \pm 1 \text{ et } 0$$

$$\mu_{z,0} = 0$$

$$\cos(\theta_{o,m}) = \frac{m}{\sqrt{s(s+1)}}, \quad \theta_{o,m} \text{ toujours } \neq 0$$

pour un fermion par exemple
 $s = \frac{1}{2}$, $m = +/- \frac{1}{2}$ et $\theta_0 = +/- 54,76^\circ$

Le champ impose un axe de quantification par rapport auquel les spins s'orientent mais sans jamais s'y aligner et parallèlement auquel (longitudinalement) les échanges d'énergie sont optimaux, alors qu'ils sont nuls transversalement.

Nombre quantique magnétique dans B_0 génération d'un bicône pour $S = \frac{1}{2}$ (^1H)

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

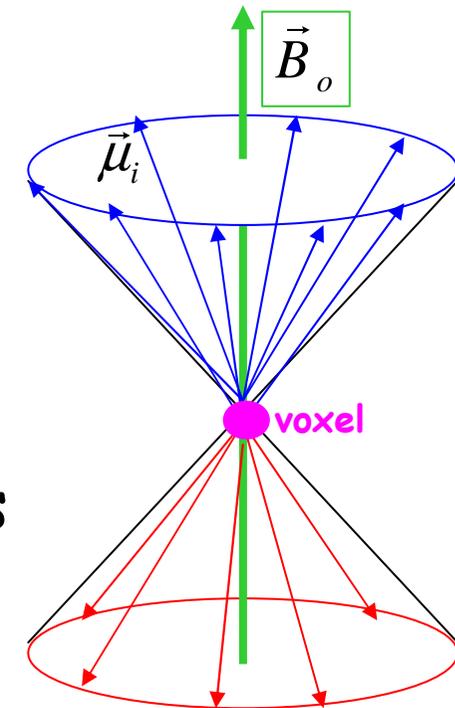
^1H , $S = 1/2 \Rightarrow m = \pm \frac{1}{2}$, 2 états possibles.

En fait les spins de même valeur de m sont répartis aléatoirement sur le demi cône correspondant, avec le voxel pour sommet ($\theta_m = \theta_{o,m}$ à l'équilibre).

$m = +1/2$, spins orientés "up", pseudo // à B_0 , répartis sur demi-cône >

$m = -1/2$, spins orientés "down", pseudo anti// à B_0 , répartis sur demi-cône <

Dans les 2 cas, $\theta_m \geq \theta_{o,m}$, **jamais nul** : les spins ne s'alignent jamais sur B_0 , car l'énergie est quantifiée par m .

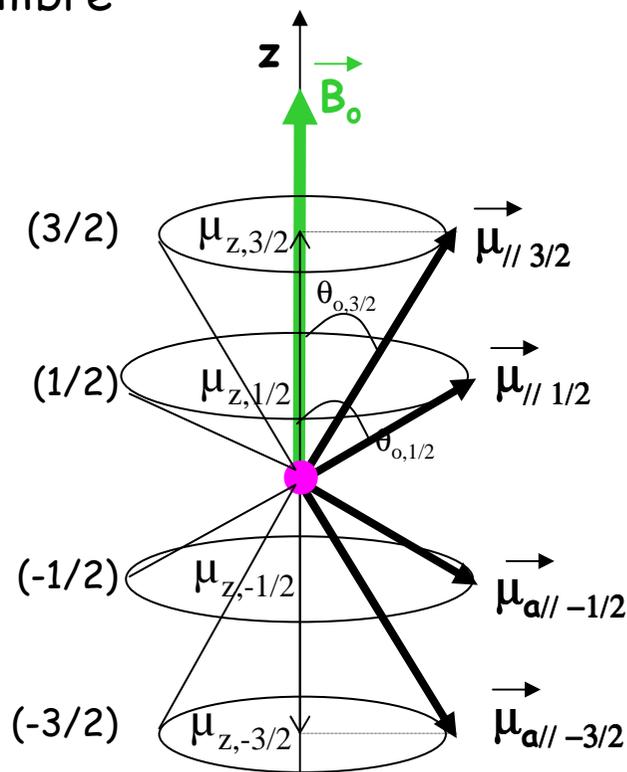


Interaction énergétique

Nombre quantique magnétique dans B_0

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

Pour le ^{23}Na , $S = 3/2 \Rightarrow 4$ états possibles ($m = \pm 3/2$ et $m = \pm 1/2$). Le module des projections μ_z détermine les $\theta_{o,m}$ à l'équilibre



$$\mu = \gamma (h/2\pi) \sqrt{s(s+1)}$$

$$s = 3/2$$

$$\mu_{z,m} = \gamma (h/2\pi) m$$

$$m = \pm 3/2 \text{ et } \pm 1/2$$

$$\cos(\theta_{o,m}) = \frac{m}{\sqrt{s(s+1)}}, \theta_{o,m} \text{ toujours } \neq 0$$

$$s = 3/2, m = +/- 3/2 \text{ et } \theta_o = +/- 39,23^\circ$$

$$s = 1/2, m = +/- 1/2 \text{ et } \theta_o = +/- 54,76^\circ$$

Les spins s'orientent sans jamais s'aligner

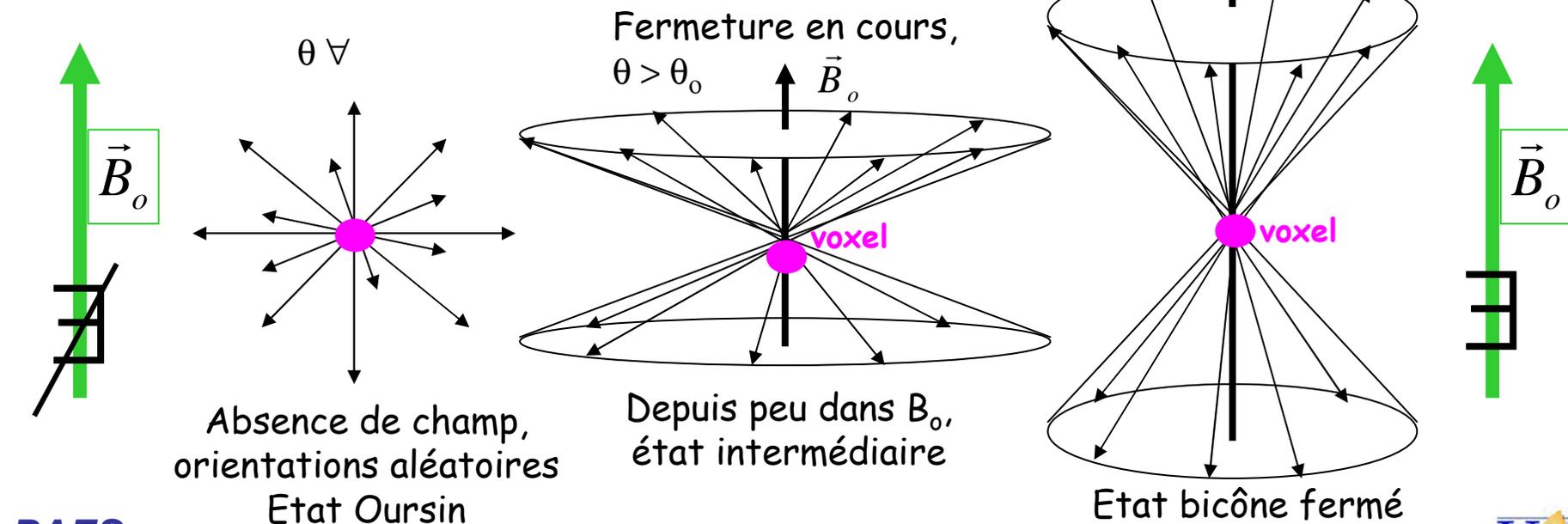
Dynamique d'orientation des spins

Fermeture du bicône dans B_0

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

Le bicône se ferme jusqu'à l'équilibre où $\theta = \theta_0$.
Répartition des spins et fermeture du bicône :

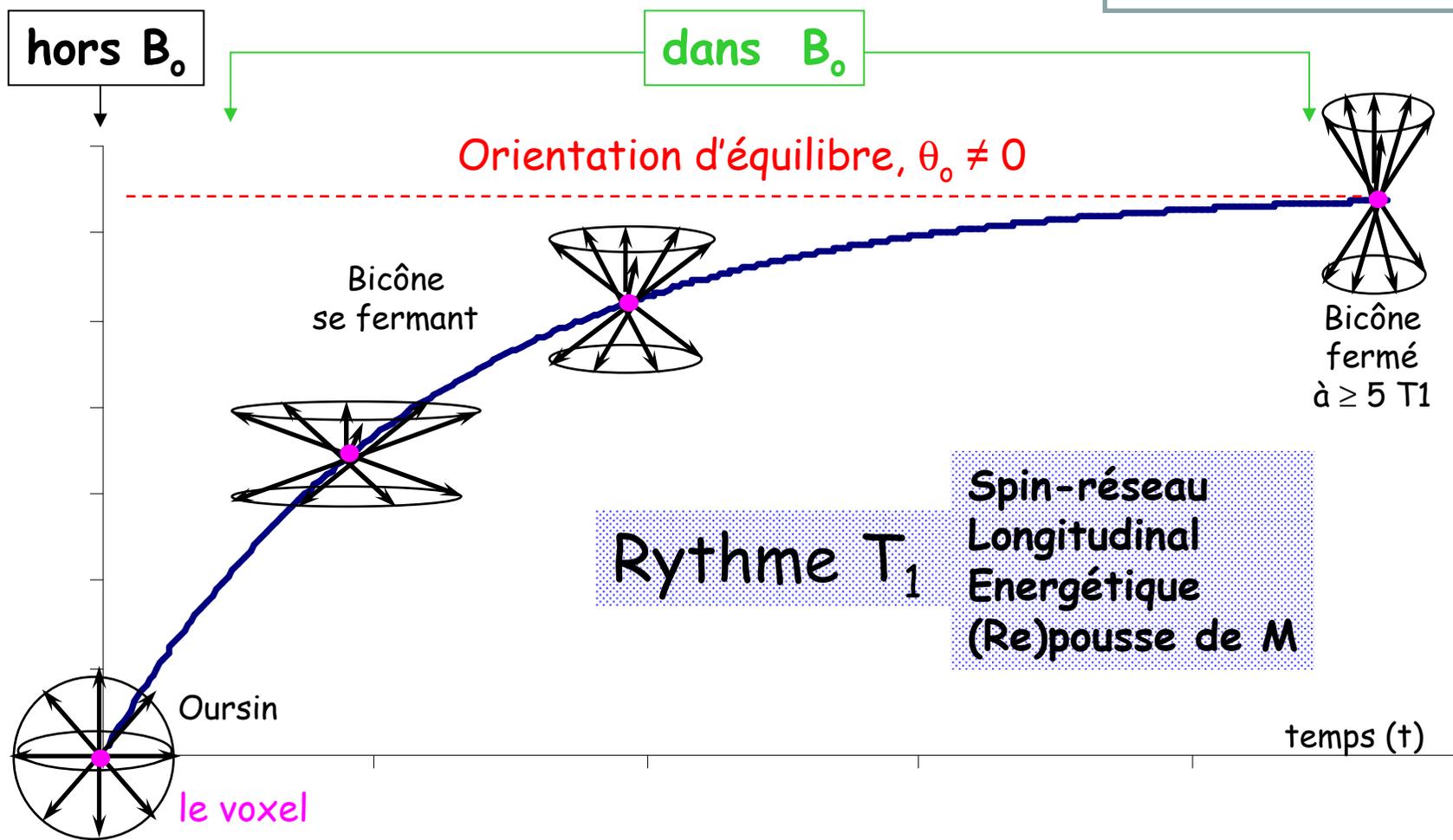
- selon cinétique exponentielle saturante
- de constante de temps T_1 (relaxation longitudinale % B_0)
- par échanges énergétiques $SS \leftrightarrow RS$.



Le Temps de Relaxation T_1 Rythme l'orientation des spins dans B_0

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

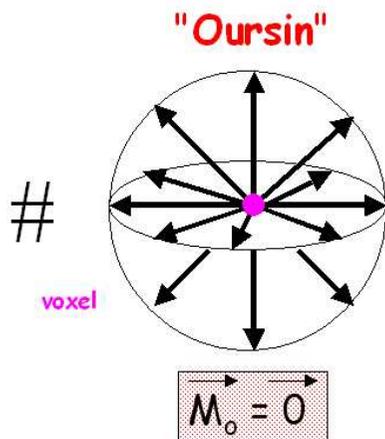
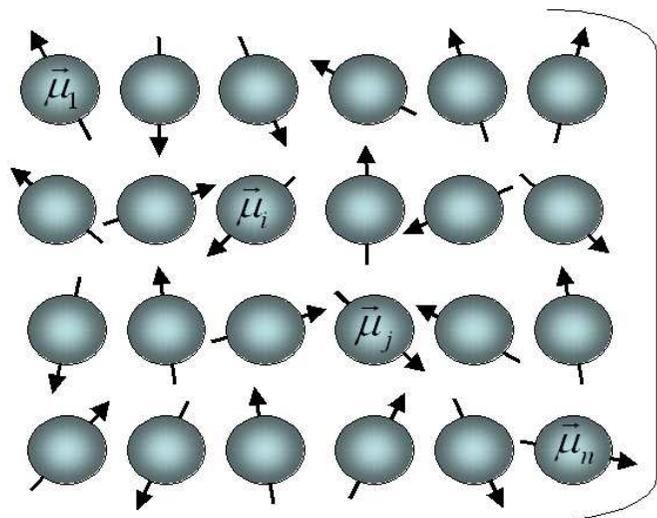
Passage "oursin \rightarrow bicône"



SS en présence de B_0

L'interaction magnétique oriente les spins

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

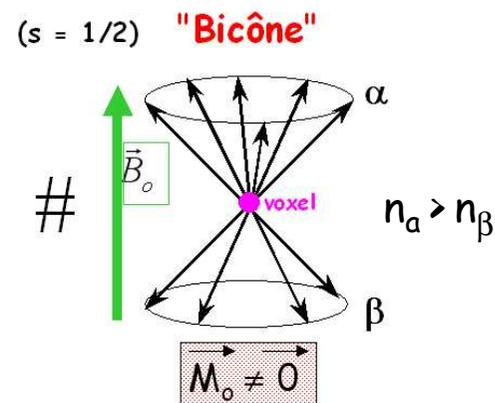
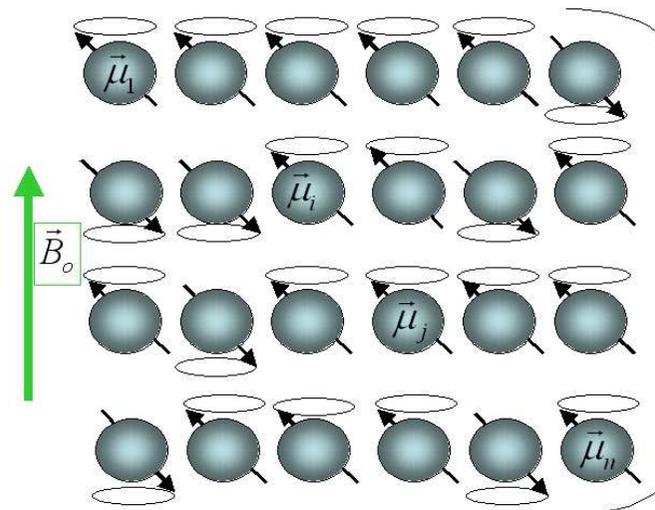


Sans champ magnétique



T1 dépendant

Avec champ magnétique



Nombre quantique magnétique dans B_0

Énergies mises en jeu et levée de dégénérescence

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

Puisque $|\vec{\mu}_z| = |\vec{\mu}| \cdot \cos \theta = \gamma \cdot \hbar \cdot m$

Alors $E_m = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0 = -\mu_z B_0 = \gamma \cdot \hbar \cdot m \cdot B_0$

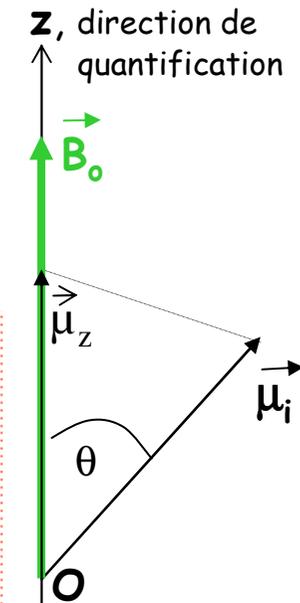
Or, $\sim 2S+1$ valeurs de m , donc B_0 révèle $2S+1$ niveaux d'énergie (levée de dégénérescence par effet Zeeman)

Entre 2 niveaux successifs ($\Delta m = \pm 1$), $\Delta E_0 = \gamma \cdot \hbar \cdot B_0$

Pour $S = 1/2$ (^1H en IRM), B_0 révèle 2 niveaux :

- fondamental, α ($m = +1/2$), peuplé des spins //
- excité, β ($m = -1/2$), peuplé des spins anti//

ATTENTION, ne pas confondre le diagramme énergétique où β est au dessus de α avec le bicône où spins // ("up") sont au dessus et anti// ("down") au dessous.



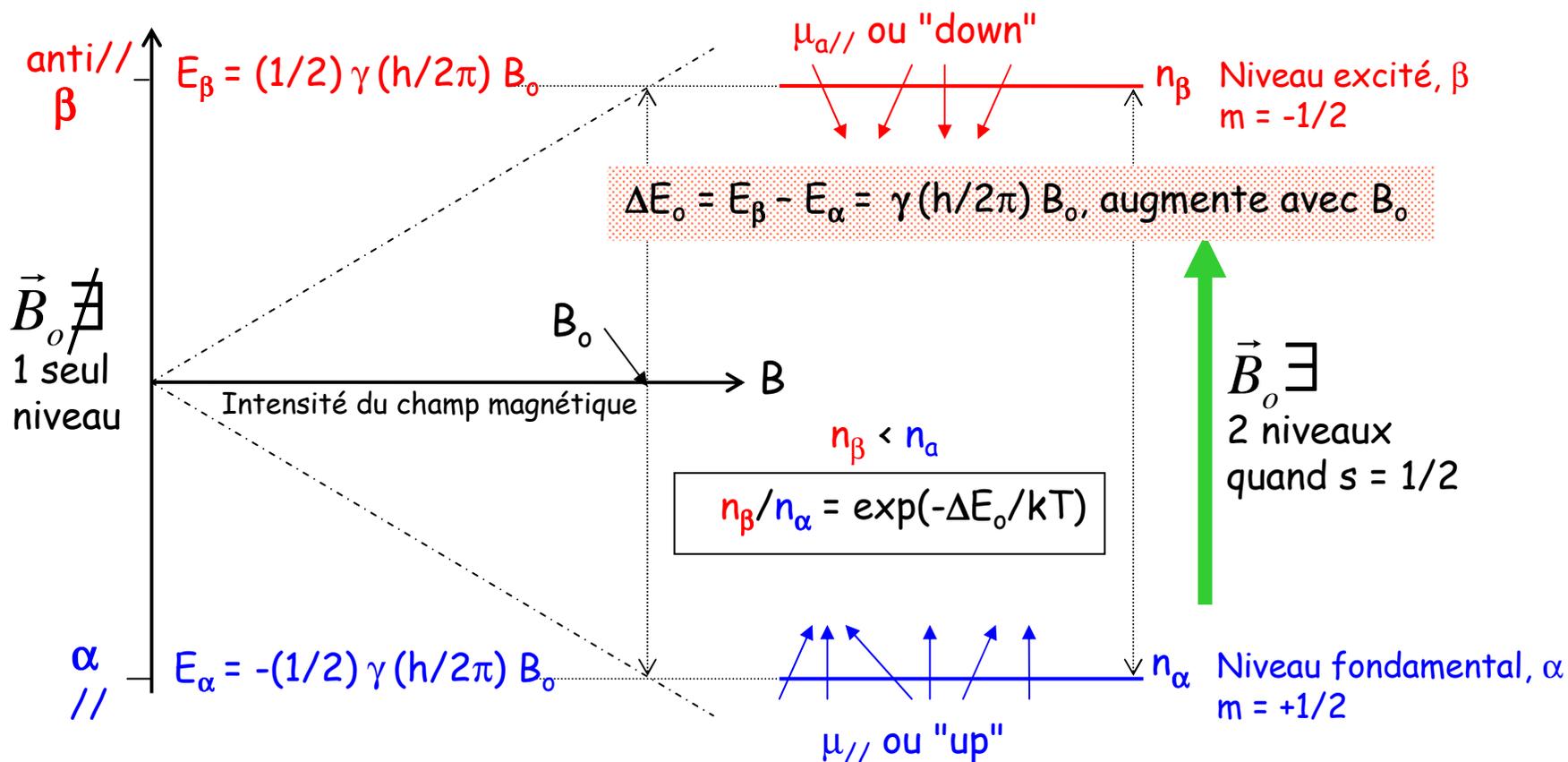
Énergie magnétique des spins dans B_0

Levée de dégénérescence énergétique

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

Spins $S = 1/2$, par ex. ^1H en IRM,

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0 = -\mu B_0 \cos(\vec{\mu}, \vec{B}_0) = -\mu_z B_0 = -\gamma \hbar m B_0$$



Populations de spins des \neq niveaux

Compétition Magnétisme / Chaleur

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

La répartition des spins sur niveaux Zeeman obéit à loi de Boltzmann :

$$\frac{n_\alpha}{n_\beta} = \exp\left(-\frac{E_\alpha - E_\beta}{kT_{\text{éq}}}\right)$$

k : constante de Boltzmann, T : θ° absolue (Kelvin) du SS.

$\Delta n_{\text{éq}} / N_T \approx 10^{-5}$ pour ^1H à 300 K pour $B_0 = 1\text{T}$; elle est très faible, et nous verrons qu'avec elle, le signal RMN aussi : **la RMN est une technique très peu sensible !**

En présence du champ magnétique B_0

Conséquence macroscopique : aimantation induite

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

$$\sum_i \vec{\mu}_i = \vec{M} \neq \vec{0}$$

$$\vec{M}_T(t) = \sum_i \vec{\mu}_{Ti} = \vec{0} \quad \text{et} \quad \vec{M}_L(t) = (n_\alpha - n_\beta)_t \cdot \vec{\mu}_z$$

La résultante globale, macroscopique, est longitudinale (M_L), alignée sur B_0 et de même sens, et ce \forall le temps t .

$M_L(t)$ pousse le long de B_0 et vaut, à l'équilibre, sa valeur limite (maximale) car elle croît quand le bicône se (re)ferme, au même rythme T_1 auquel s'orientent les spins, depuis l'état "oursin" vers l'état "bicône θ_0 " :

$$\vec{M}_o = \vec{M}_L(t \geq 7.T_1) = (n_\alpha - n_\beta)_{\text{éq}} \cdot \vec{\mu}_z$$

L'énergie d'interaction magnétique dans B_0

Conséquence macroscopique : aimantation induite

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

La valeur de M_0 par volume de voxel est issue de l'équation d'équilibre de Boltzmann

$$\frac{\vec{M}_0}{V} = \frac{(n_\alpha - n_\beta)_{\text{éq}}}{V} \vec{\mu}_z = \frac{N_T}{V} \left[\frac{\gamma^2 \hbar^2}{4k} \right] \frac{\vec{B}_0}{T_{\text{éq}}}$$

A l'équilibre, l'aimantation induite / volume de voxel est :

- proportionnelle à densité de spins dans le voxel, N_T/V et à B_0
- inversement proportionnelle à la θ° (interne) de l'échantillon

Caractériser un tissu par son M_o

Lien densité de noyaux / susceptibilité magnétique

On sait que : $\vec{J} = \frac{\vec{M}_o}{V} = \chi_m^N \cdot \vec{H}_o$ et $\vec{B}_o = \mu_o \vec{H}_o$

D'où la susceptibilité du milieu

$$\chi_m^{Tissu} = \frac{\vec{M}_o^{Tissu}}{V \vec{H}_o} = \frac{N_T}{V} \left[\frac{\gamma^2 \hbar^2}{4k} \mu_o \right] \frac{1}{T_{\text{éq}}}$$

La grandeur $\rho = N_T/V$ est donc la densité de spins dans le tissu (échantillon) soumis à l'expérience de RMN.

C'est, en IRM du ^1H , la densité volumique de noyaux hydrogènes, c'est-à-dire, en pratique, le degré d'hydratation ou de lipidation du tissu étudié.

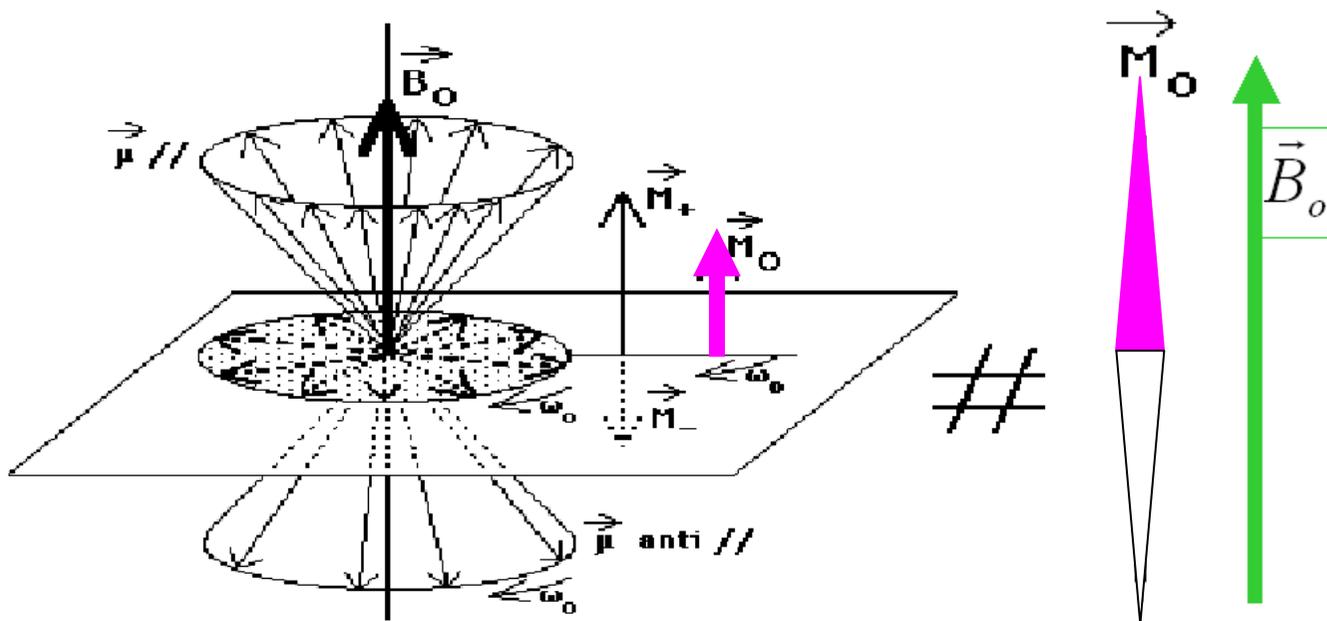
On remarquera aussi la dépendance à la température...

Énergie d'interaction magnétique

aimantation induite, vision géométrique

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

Tout spin, // ou anti//, peut se décomposer en 2 projections, l'une sur \vec{B}_0 (μ_z), l'autre \perp à \vec{B}_0 (μ_T). La résultante de tous ces spins est une **aimantation macroscopique longitudinale M_L** , véritable boussole virtuelle.

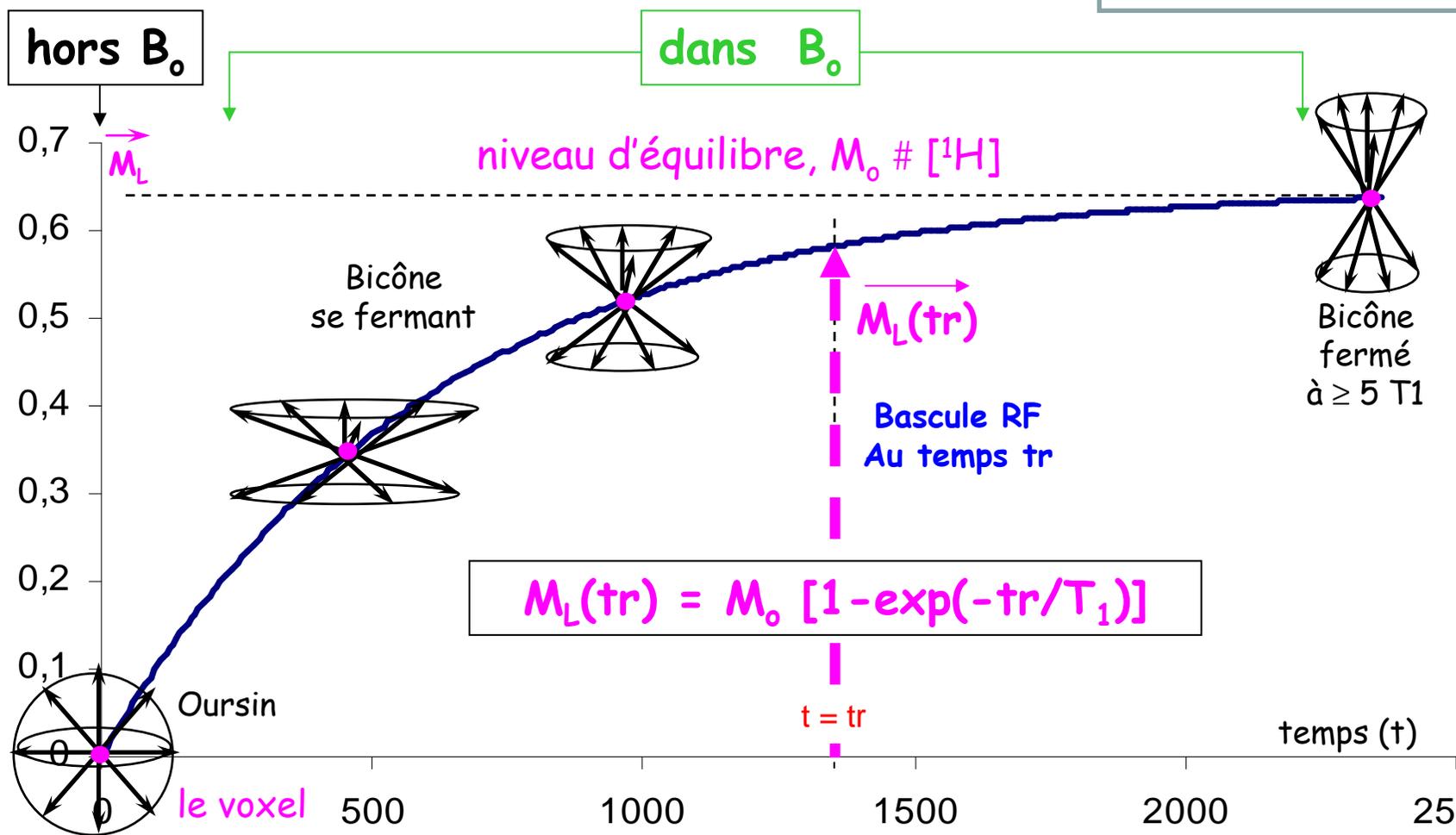


Le Temps de Relaxation T_1

Rythme l'orientation des spins et la croissance de M_L

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

Le passage "oursin \rightarrow bicône" équivaut aussi à la (re)pousse longitudinale de M_L vers M_0 (équilibre)



En présence du champ magnétique B_0

Effet mécanique lié au seul produit vectoriel

$$\vec{\mu} \wedge \vec{B}_0$$

Contemporain des effets énergétiques

A l'échelle microscopique, il s'agit :

de la précession (Larmor) de tout spin autour de B_0 , à une fréquence caractéristique, propre au système (résonance)

Conséquences macroscopiques :

L'aimantation macroscopique induite, somme de tous les spins, précesse aussi autour de B_0 , donc sur elle même, à la même fréquence, celle de résonance du système : c'est une véritable "boussole gyroskopique", lui conférant des propriétés particulières si on la désaligne (excitation RMN)

En présence du champ magnétique B_0

Interaction Vectorielle et conséquences

$$\vec{\mu} \wedge \vec{B}_0$$

Le produit vectoriel des spins avec B_0 génère un **couple mécanique de torsion** $\vec{\Gamma}_i = \vec{\mu}_i \wedge \vec{B}_0$

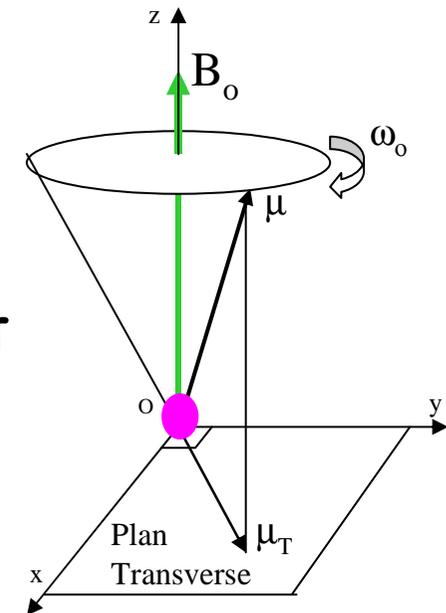
Vecteur \perp aux deux autres, il entraîne tous les spins dans une rotation autour de B_0 , sur la surface des bicônes et **dans le sens indirect** :

précession de Larmor.

La vitesse de cette **précession rétrograde** est donnée par l'équation de Larmor :

$$\tilde{\omega}_0 = 2\pi \cdot \nu_0 = -\gamma \cdot B_0$$

ω_0 est la pulsation de Larmor, ν_0 la fréquence de résonance



En présence du champ magnétique B_0

Mouvement de précession

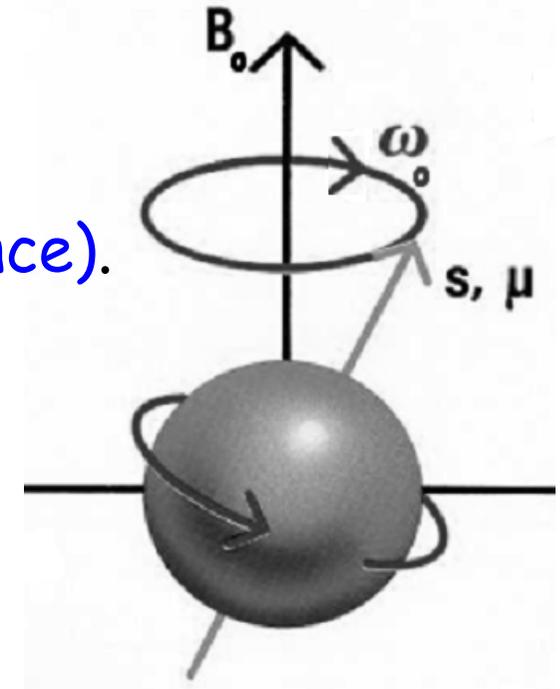
$$\vec{\mu} \wedge \vec{B}_0$$

Le mouvement de précession est obligatoire pour tous les spins dès que B_0 existe.

Il s'effectue à la fréquence de résonance ν_0 , même pendant la repousse de M_L (orientation des spins).

Si le champ disparaît (même apparemment, cas d'une excitation RF à la résonance), la précession "disparaît" (au moins en apparence).

Tout vecteur aimantation précesse autour de B_0 à la vitesse angulaire $\omega_0 = \gamma \cdot B_0 \dots$
 ω_0 ne dépend que de la nature du noyau, par son γ , et de l'intensité de B_0 .

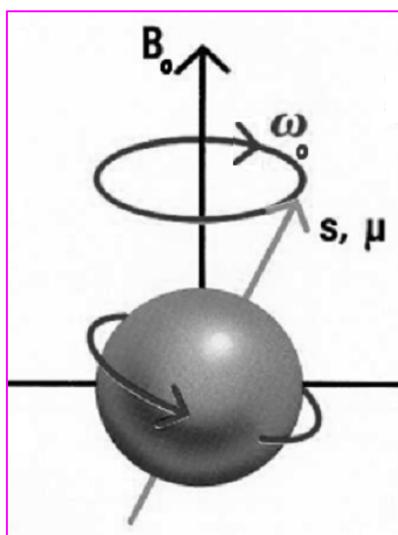


En présence du champ magnétique B_0

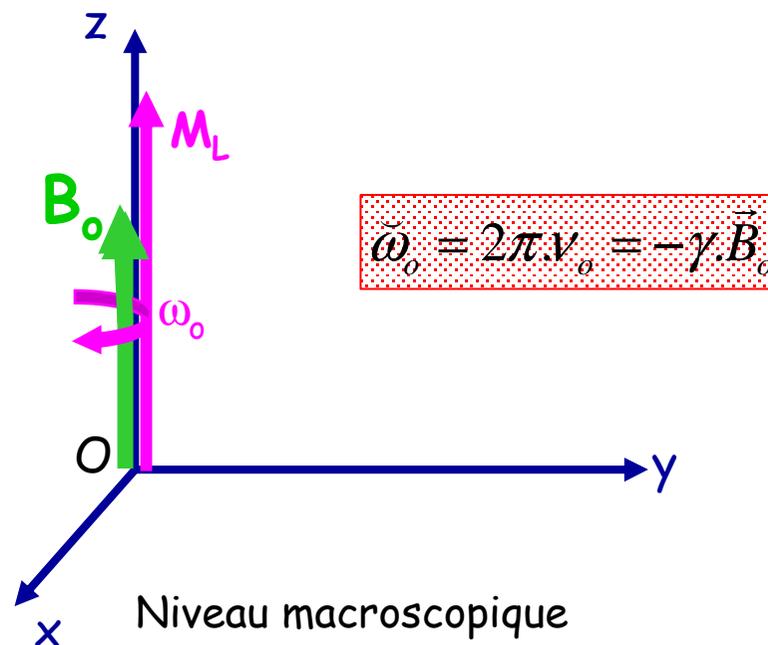
Mouvement de précession

$$\vec{\mu} \wedge \vec{B}_0$$

Le mouvement de précession est obligatoire pour les spins individuels μ et donc aussi pour l'aimantation macroscopique M_L "fabriquée" à partir d'eux



Niveau microscopique



Niveau macroscopique

L'aimantation macroscopique est une boussole gyroscopique

En présence du champ magnétique B_0 Mouvement de précession et équations de Bloch

$$\vec{\mu} \wedge \vec{B}_0$$

La mécanique classique montre que

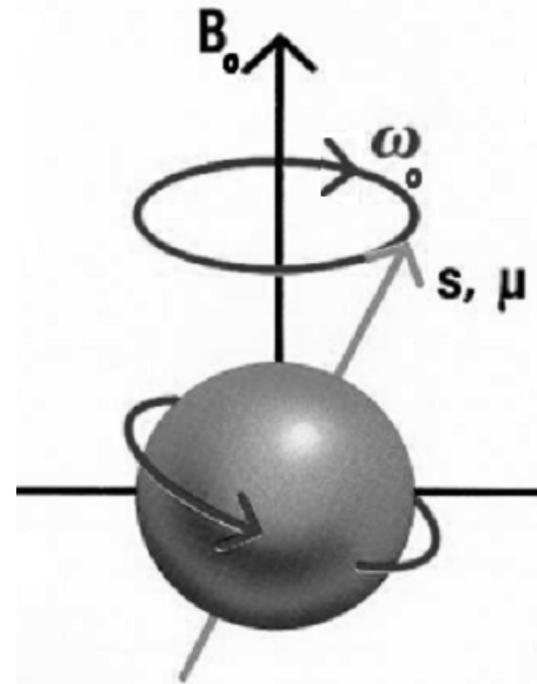
$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{\Gamma}$$

Ainsi,

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma \frac{d\vec{L}}{dt} = \gamma \cdot \vec{\Gamma} = \gamma \cdot \vec{\mu} \wedge \vec{B}_0$$

...ce qui constitue les équations de Bloch

décrivant le mouvement de précession des spins et permettant de calculer l'évolution du signal de RMN selon la séquence utilisée



EN RESUMÉ

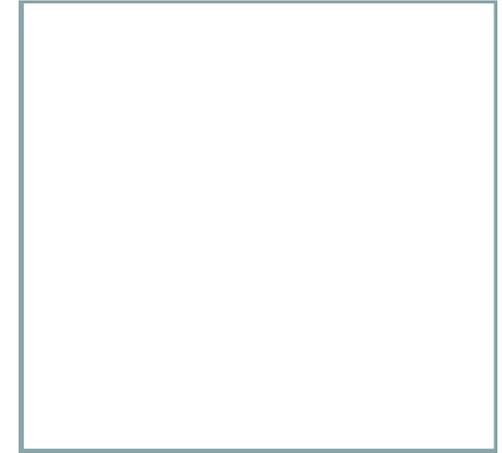
Pour faire de la RMN

Condition nécessaire mais insuffisante :
noyaux de spin non nul dans le voxel analysé.

Condition suffisante si B_0 suffisant,
induit dans le voxel autant de M qu'il y existe de familles de
noyaux de spin non nul

Chaque M est une "boussole gyroskopique" qui pousse au
rythme $T1$ le long de B_0 en précessant autour de lui à sa
fréquence propre, liée à la nature du noyau (par γ) : $\omega_0 = \gamma \cdot B_0$
(LARMOR)

Équilibre, $M(\text{tr} \geq 7 \cdot T1) \approx M_0$, alignée sur B_0
donc tout en longitudinal
rien en transverse



L'expérience de RMN

champ RF (B_1) à la résonance

L'expérience de RMN consiste donc à perturber le SS pour l'amener hors équilibre en diminuant/détruisant l'aimantation longitudinale M_L pour faire apparaître (à sa place) une M_T mesurable. Cela revient en fait à une bascule de M

La RMN est aussi une technique de spectroscopie, où des photons d'énergie adaptée (suffisante) génèrent des transitions de populations entre niveaux énergétiques

C'est le photon qui est le lien entre l'aspect énergétique (spectroscopique) et l'aspect géométrique lié à M (boussole gyroscopique)

L'expérience de RMN

champ RF (B_1) à la résonance

L'expérience de RMN :

revient à basculer l'aimantation induite M_L
par des photons agissant par leur composante magnétique, B_1 .

L'énergie du photon exciteur :

doit obéir à la relation d'Einstein :

$$h\nu \geq \Delta E_0$$

mais en RMN, ΔE_0 petit impose la résonance : $h\nu = \Delta E_0$.

Le photon exciteur doit posséder la fréquence propre du
SS pour en influencer les spins, fréquence déterminée par
l'énergie de B_1 selon :

$$h\nu_0 = \Delta E_0 \Rightarrow 2\pi\nu_0 = \gamma \cdot B_0$$

On retrouve la relation de Larmor, qui constitue la condition
de résonance en RMN.

Perturbation du SS à l'équilibre par un champ RF (B_1) adapté (à la résonance)

Si l'énergie d'un photon excitateur à la résonance, $h\nu = \Delta E_0$, permet de retrouver la relation de Larmor, $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \gamma B_0$, c'est qu'il doit exister un lien, caché dans le photon, entre ce saut énergétique et la précession des spins...

Il y a en effet accord exact entre la fréquence de ce photon et la fréquence de précession des spins dans B_0 , c'à d avec le ω_0 des noyaux à exciter,

par exemple 42 MHz en IRM du ^1H à 1 Tesla,
ou 26 MHz en SRM du ^{31}P à 1,5 Tesla
ou encore 42 MHz en SRM du ^{13}C à 4 Tesla.

Perturbation du SS à l'équilibre

Transitions induites

La probabilité de pompage de spins (flip ou transitions $\alpha \rightarrow \beta$), est égale à celle des retours stimulés (flop ou transitions $\beta \rightarrow \alpha$)

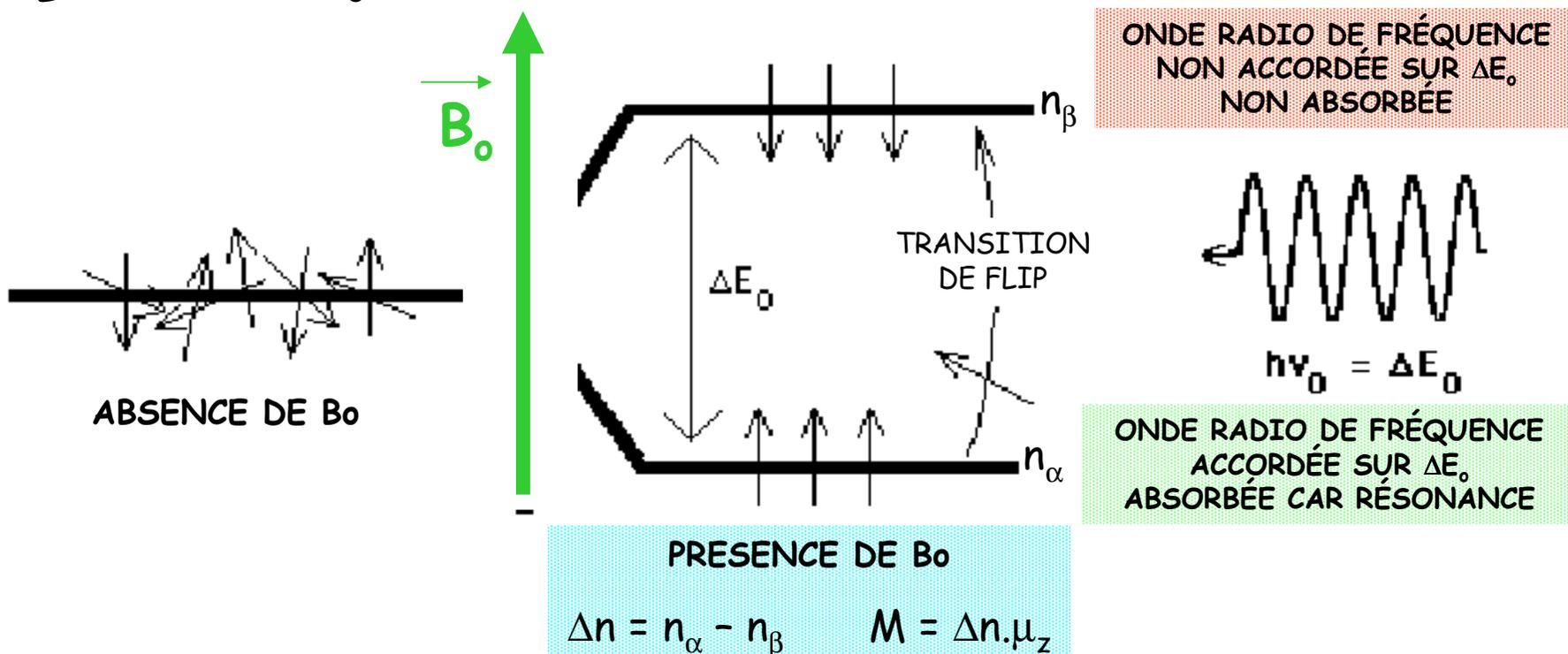
En pratique, pour un SS non encore excité et proche de l'équilibre, $n_\alpha > n_\beta$ et les photons RF "pompe" plus de spins vers β (Flip) qu'ils n'en font retourner à l'état fondamental α (Flop). C'est ce qui se passe au cours de l'expérience de RMN, pendant l'excitation du SS par le B_1 résonant de la RF (photon dont $\nu = \nu_0$).

La probabilité de retour par fluorescence est nulle dans le cas de la RMN, remplacée par la relaxation magnétique.

Effet d'un champ RF à la résonance

Vision énergétique de l'excitation RF

Toute excitation RF, en dépeuplant α , tend à diminuer l'écart de population, Δn et avec, l'amplitude de M_L . Nous verrons que cela revient à basculer M_L "loin" de B_0 .



Artifices et conventions

Champ radiofréquence = champ tournant

Un photon $h\nu$ est un REM où les champs \mathbf{E}_1 et \mathbf{B}_1 "pulsent" à la fréquence ν du photon.

Seule la composante magnétique \mathbf{B}_1 est à même d'influencer les spins si elle est à la résonance et :

$$|\vec{B}_1| = B_1^0 \cos(2\pi\nu_o t + \varphi) = B_1^0 \cos(\omega_o t + \varphi)$$

Equivalut à un champ \mathbf{B}_1 tournant \perp^{ment} à \mathbf{B}_o , dans le même sens que les spins et à la même vitesse, ω_o , afin d'être en phase avec eux et s'accorder à leur précession (résonance).

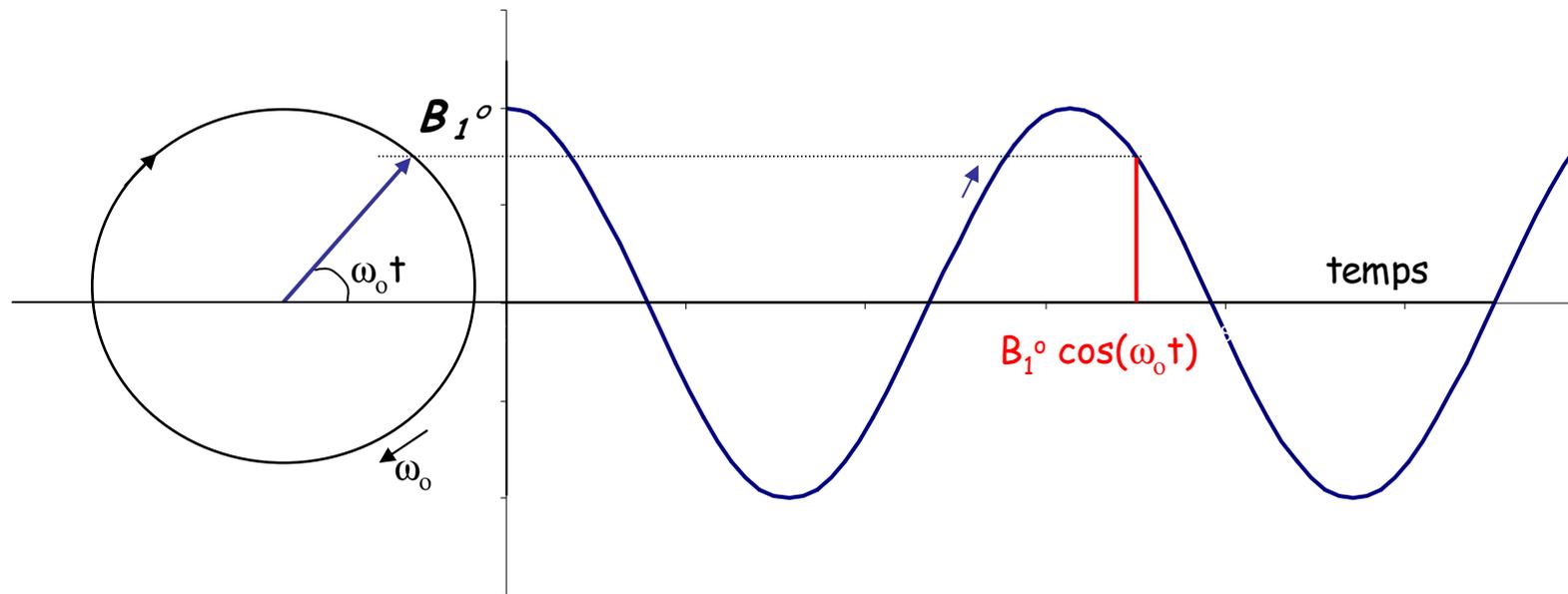
En pratique, l'intensité de \mathbf{B}_1 est beaucoup plus petite que celle de \mathbf{B}_o .

1^{er} artifice

Equivalence champ RF - champ tournant

$$|\vec{B}_1| = B_1^0 \cos(2\pi\nu_o t) = B_1^0 \cos(\omega_o t)$$

noté $\vec{B}_1^{v_o}$



Etat après un peu plus d'un tour

2ème artifice

B_1 génère un repère tournant

Le trièdre orthonormé (Oxyz) dont l'axe Oz porte B_0 est fixé au laboratoire. Dans ce repère fixe, les spins précessent autour de B_0 à la vitesse angulaire ω_0 (précession de Larmor) : la présence de B_0 impose à toute aimantation, alignée ou non sur lui, de lui précesser autour à $\omega_0 = \gamma \cdot B_0$

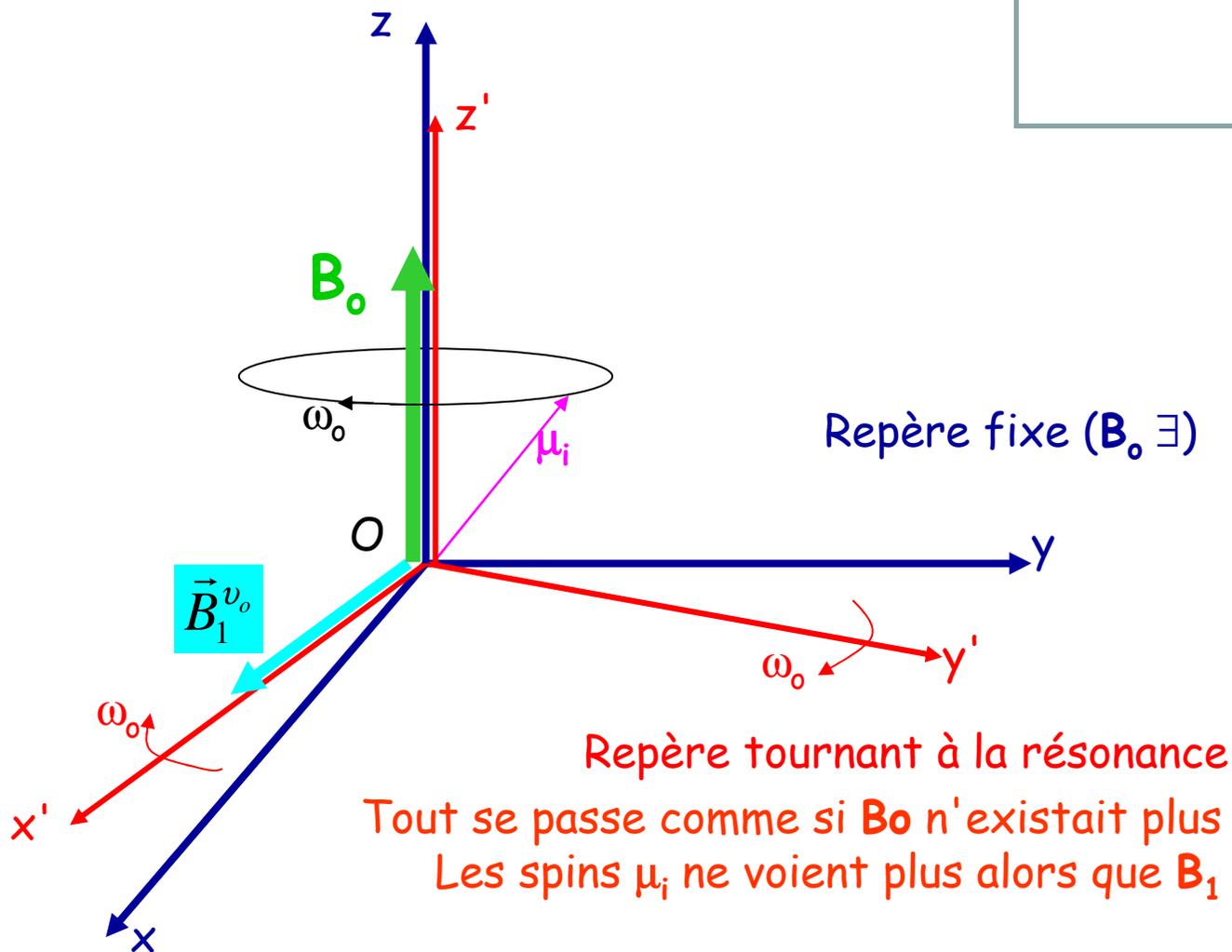
On imagine un repère tournant qui n'existe que pendant l'application du champ B_1 et entraîné par lui dans sa rotation transverse à la résonance (ω_0), dans le même sens que les spins.

Dans ce repère, tous les spins apparaîtront immobiles par rapport à B_0 , comme si B_0 n'existait plus.



2ème artifice

Repère tournant à la résonance



2ème artifice

Remarque : repère tournant hors résonance

Rotation du repère à $-\omega$ (rétrograde) $\sim \mathbf{B}$:

$$\vec{B} = -\frac{\omega}{\gamma} \vec{k}$$

\mathbf{k} est le vecteur unitaire sur l'axe des z

D'où le champ effectif sur Oz dans repère tournant :

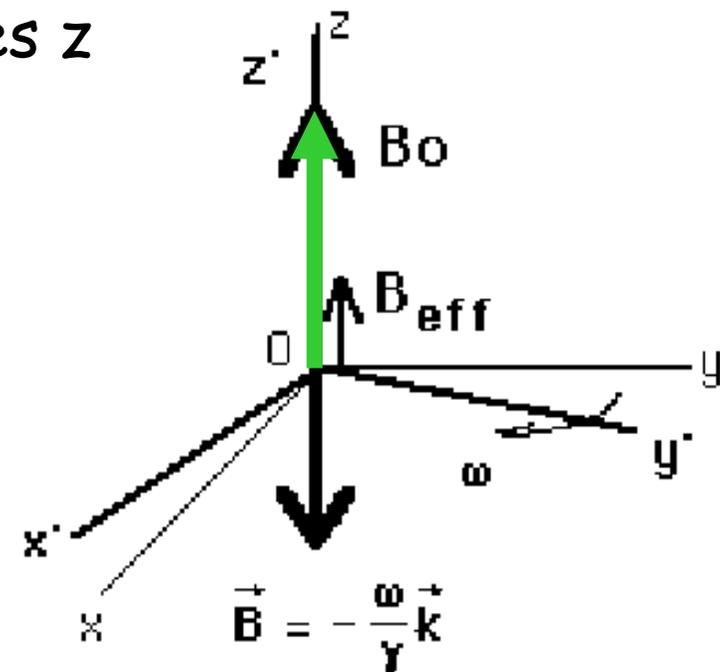
$$\vec{B}_{eff} = \vec{B}_o - \frac{\omega}{\gamma} \vec{k}$$

ce qui revient à écrire :

$$\vec{B}_{eff} = \frac{\omega_o - \omega}{\gamma} \vec{k}$$

On retrouve bien :

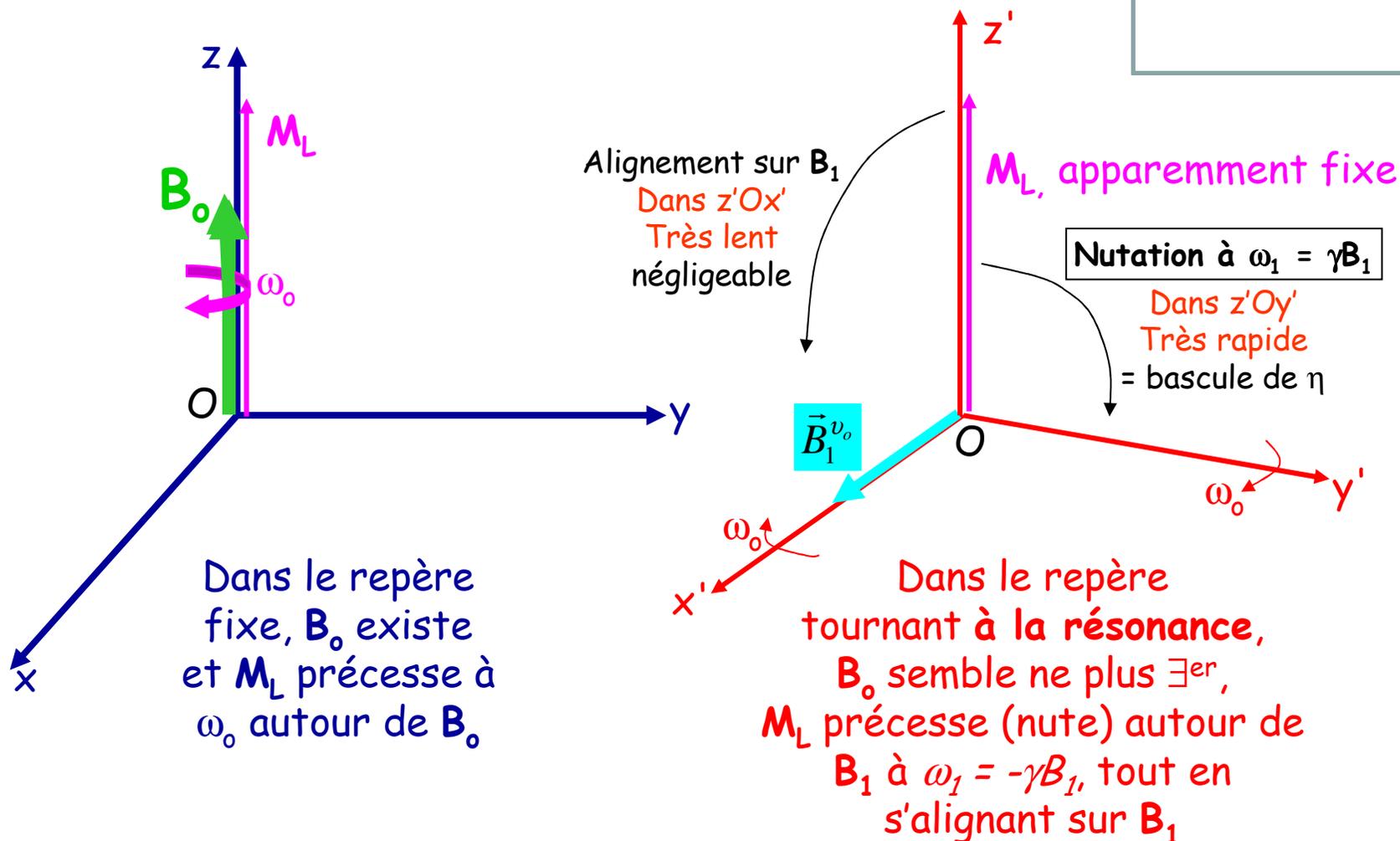
$$\omega = \omega_o \Leftrightarrow \vec{B}_{eff} = \vec{0}$$



Oxyz, repère fixe
Ox'y'z', repère tournant

Nutation de l'aimantation

Dans le repère tournant à la résonance



Effet d'un champ RF à la résonance

Nutation et alignement de l'aimantation induite

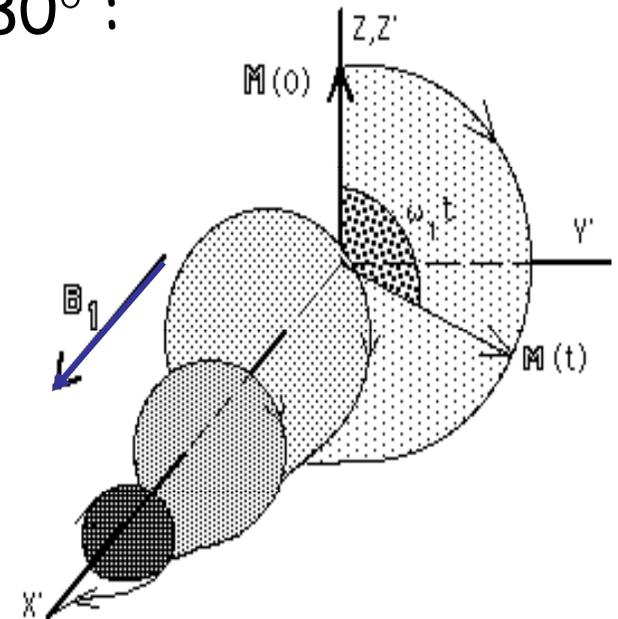
La nutation s'effectue dans $(z'Oy')$, avec B_1 pour axe de rotation, à la vitesse angulaire ω_1 , en même temps que M_L tend à s'aligner sur B_1 .

M_L fera plusieurs (milliers) de tours avant de débiter son alignement sur B_1 . L'IRM et la RMN impulsionnelle appliquent la RF pendant un τ très bref tel que $\eta \leq 180^\circ$:

$$\eta = \omega_1 \cdot \tau = -\gamma B_1 \cdot \tau$$

Si $\eta = 90^\circ$, tout M_L se retrouve en M_T ,
si $\eta < 90^\circ$, $M_T = M_L \cdot \sin \eta$

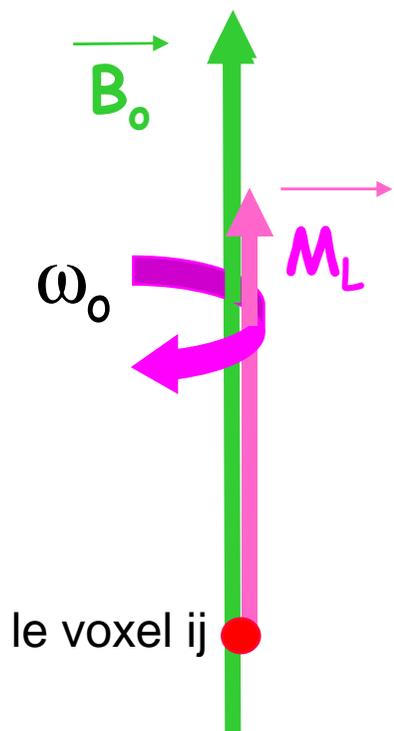
$$M_T = M_L \cdot \sin \eta = M_o \cdot [1 - \exp(-tr/T_1)] \cdot \sin \eta$$



Effet d'un champ RF à la résonance

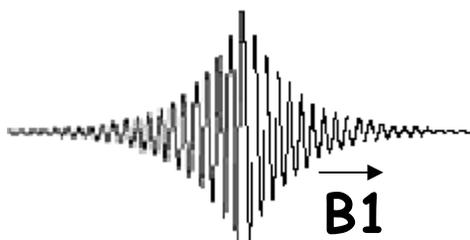
Ainsi l'excitation RF revient-elle à une bascule

M_L est désalignée (basculée de η) par les photons RF à la résonance (de fréquence ν_0)



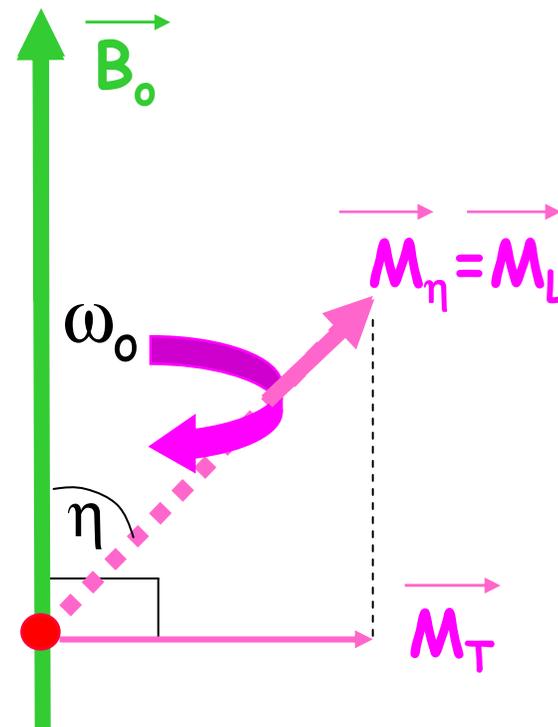
Aucune M_T
 M_L est // à B_0

Durée τ , $BW = 1/\tau$



$\nu(\text{RF}) = \nu_0$, càd à la résonance

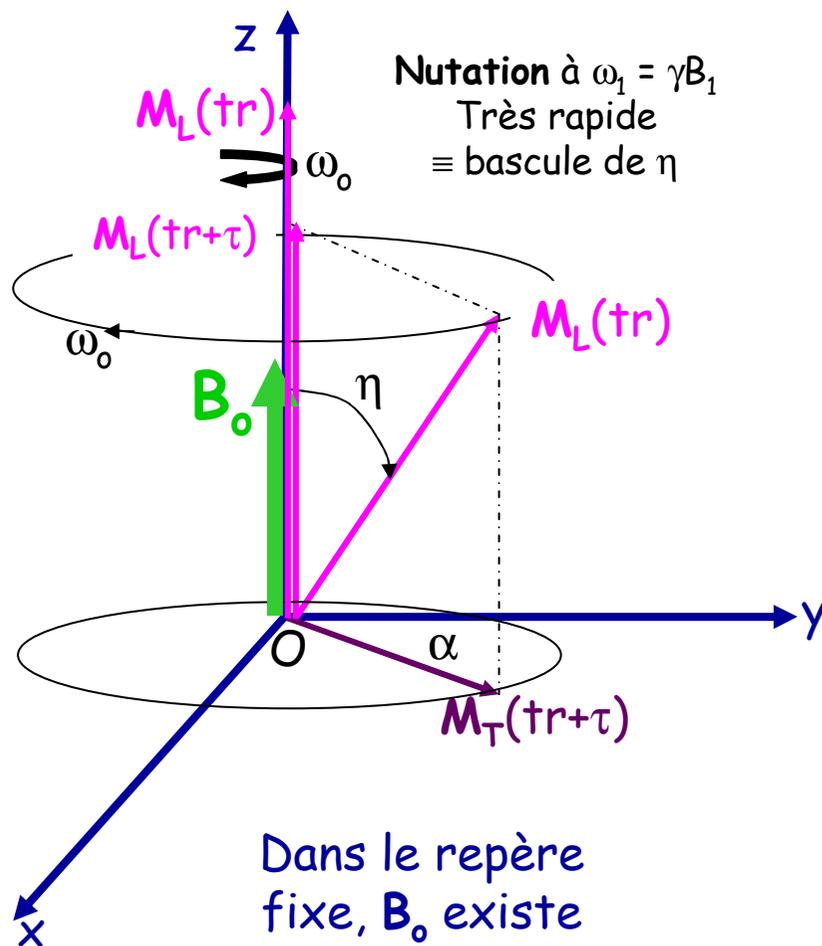
Par ex. 63 MHz à 1,5 T



Apparition d'une $M_T \perp$ à B_0
 $M_T \approx$ signal de RMN

A l'arrêt de l'excitation

Dans le repère fixe, tout re-précède



$$\eta = \omega_1 \tau = \gamma B_1 \tau$$

$$\alpha = \gamma B_0 \tau$$

$$M_L(t_r + \tau) < M_L(t_r)$$

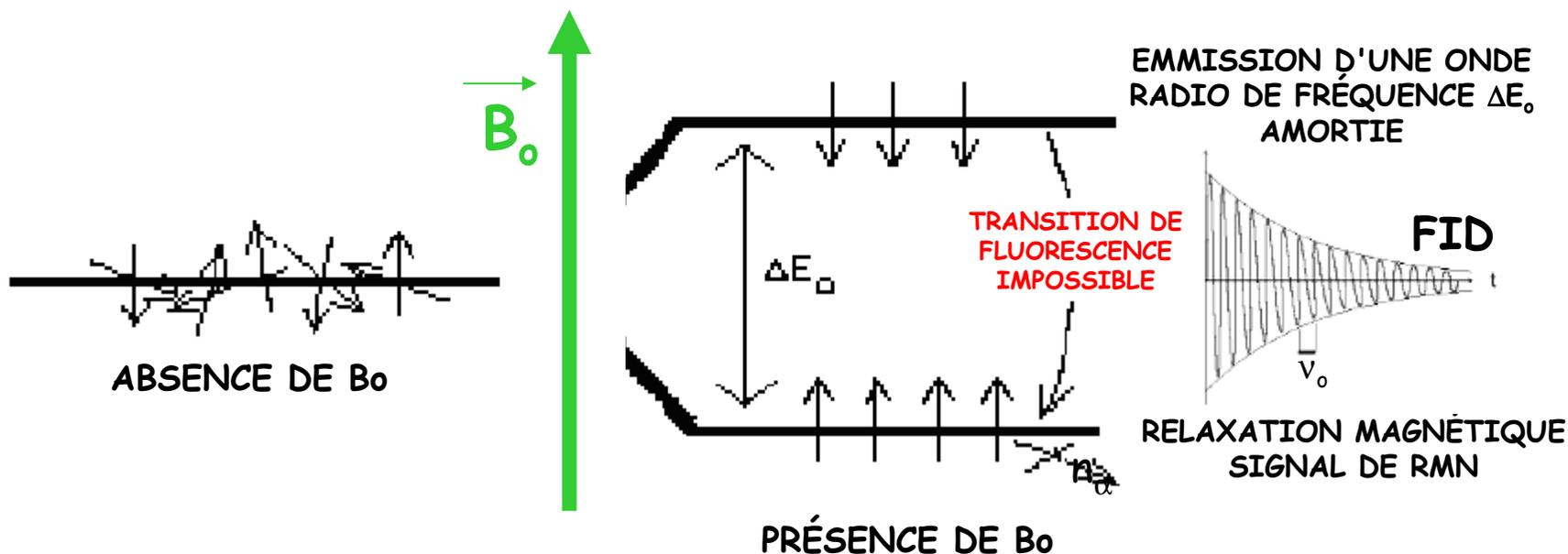
$$M_T(t_r + \tau) = M_T^\circ$$

NB : toutes les aimantations précèdent à ω_0 car toutes voient B_0

Arrêt de l'excitation RF

Nécessité de relaxation magnétique

Pendant son retour à l'équilibre, le SS émet un signal RF amorti appelé FID (Free Induction decay)



Seules possibilités : relaxations magnétiques (croisées)

Retour du SS à l'équilibre

Transitions spontanées impossibles en RMN



Des transitions spontanées censées permettre le retour des spins excités sur le niveau α du SS ("flop"), et donnant des photons de "fluorescence RF", ont en effet une probabilité quasi nulle : elle ne vaut que $\sim 10^{-25} \text{ sec}^{-1}$ à 30 MHz (7500 Gauss ou 0,75 Tesla pour le ^1H).

Ce processus n'intervient donc absolument pas en RMN, où aucun retour spontané à l'équilibre par "fluorescence RF" n'est possible.

Le retour à l'équilibre ne peut donc se faire que par des mécanismes de relaxation magnétique (T_1 et T_2 dépendants)

Arrêt de l'excitation RF

Relaxation magnétique et signal de RMN

Retour radiatif spontané (fluorescence)
impossible en RF (probabilité \approx nulle).

Retour à l'équilibre par "relaxation magnétique", 2 modes
que nous considèrerons comme indépendants :

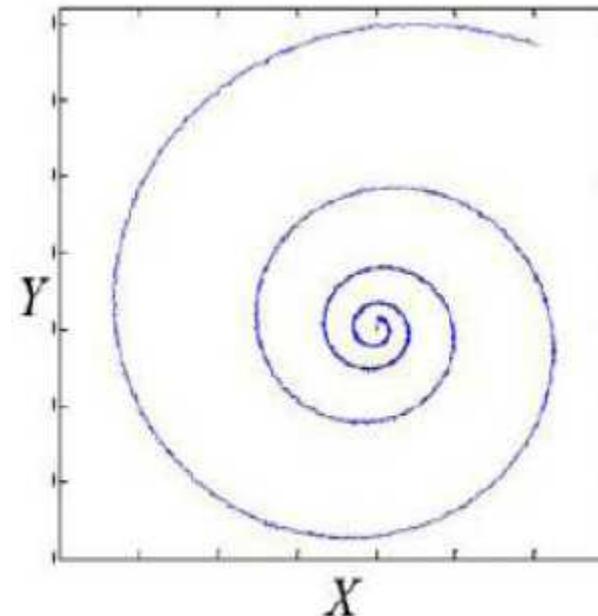
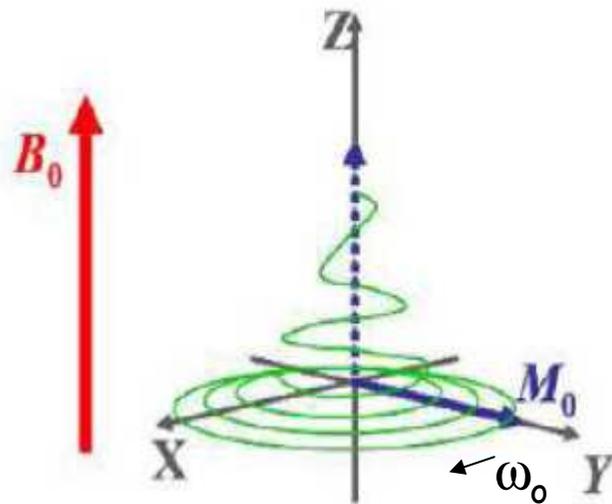
- repousse vers M_0 , le long de B_0 et au rythme T_1 , de la fraction de M_L perdue pendant la bascule ;
- disparition de toute M_T , dont les effets sont perçus comme ceux d'une émission RF donnant le signal de RMN (FID), oscillation à la résonance, amortie via T_2 .

On a toujours $T_2 \leq T_1$ ($T_2 = T_1$ seulement pour les fluides)

Relaxations magnétiques

Cas des tissus biologiques où $T_1 \approx 10T_2$

Dans tissus biologiques, $T_1 \approx 10T_2$, la repousse de M_L et la disparition de M_T se font en apparence sans relation : éventail qui s'ouvre (en transverse) plus vite que ne se referme le parapluie (en longitudinal).



Arrêt de l'excitation RF

Retour à l'équilibre par relaxation magnétique

M_L repousse vers M_o de façon exponentielle saturante, au rythme T_1 , temps de relaxation "longitudinal" ou "spin-réseau", mettant en jeu des processus énergétiques (les spins perdent leur excès de θ° au sein même du réseau) :

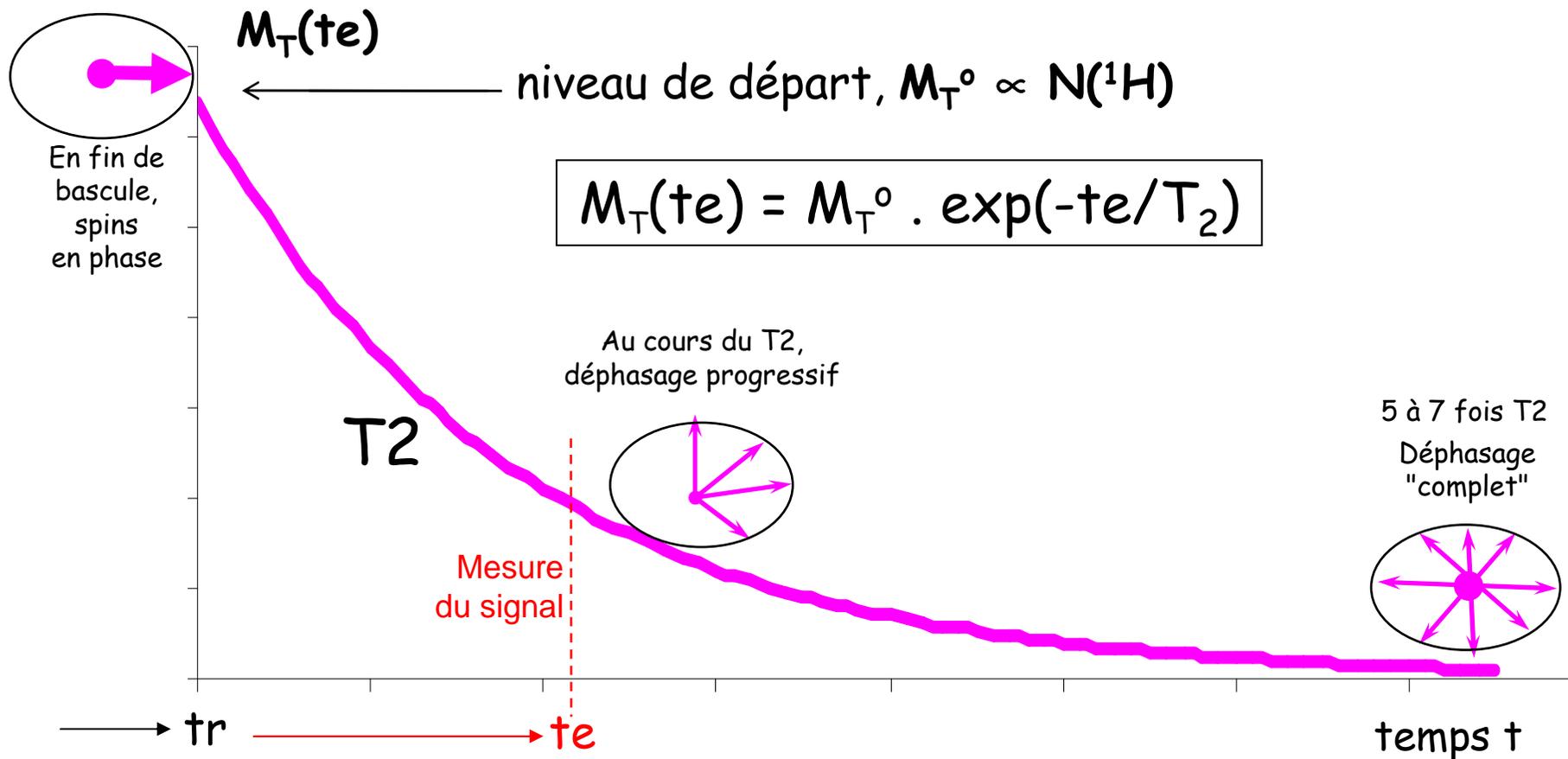
$$M_L(tr) = M_o \left[1 - \exp\left(-\frac{tr}{T_1}\right) \right]$$

M_T disparaît de façon exponentielle décroissante, à son propre rythme T_2 , temps de relaxation "transversal" ou "spin-spin", ne mettant en jeu que des processus entropiques (les spins se déphasent en échangeant de l'énergie qu'entre eux, sans échange de θ° avec le réseau) :

$$M_T(te) = M_T^o \exp\left(-\frac{te}{T_2}\right)$$

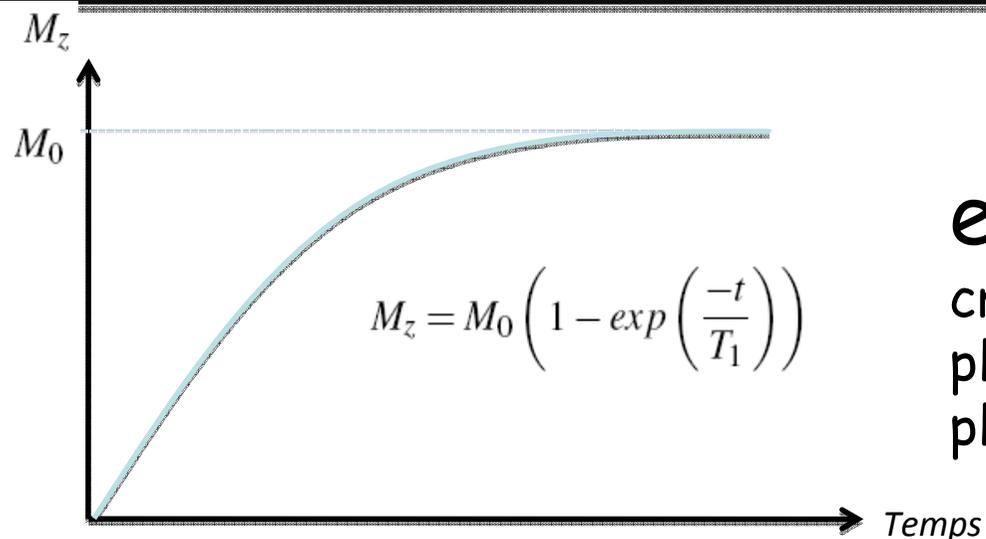
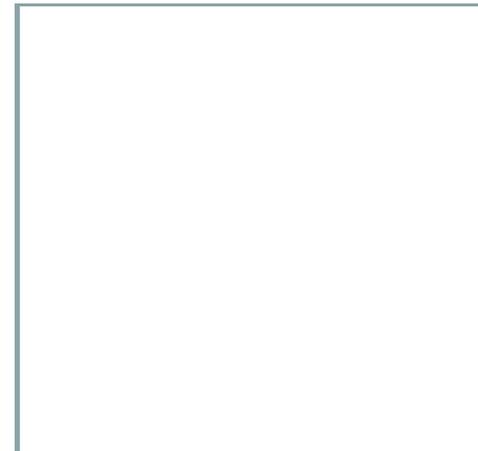
Le Temps de Relaxation T_2

T_2 rythme la disparition du signal, càd de toute composante transverse, M_T , par déphasage des spins



Relaxations magnétiques

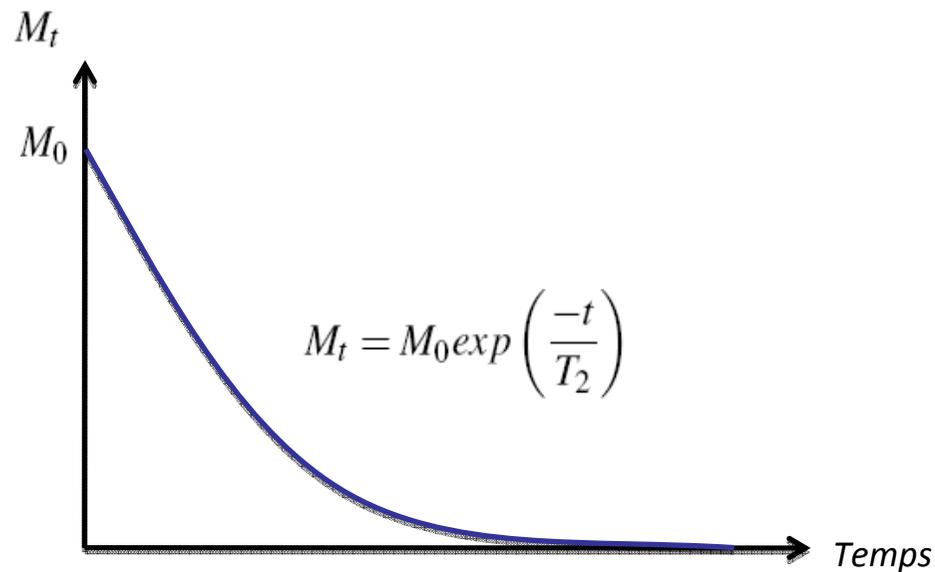
Résumé : cinétiques en T1 & T2



en T1

croissance saturante vers M_0
plus petit le T1
plus rapide la croissance

en T2
décroissance vers zéro
plus petit le T2
plus rapide la décroissance



Relaxations magnétiques

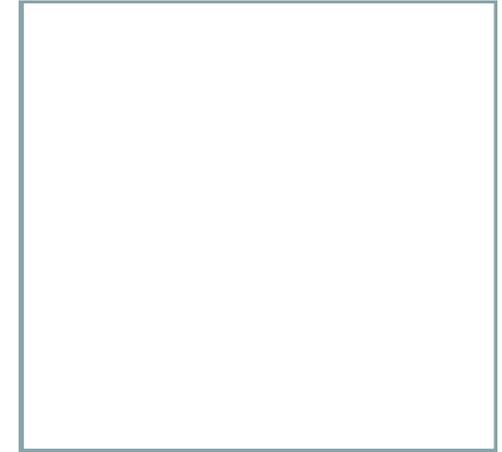
Résumé : propriétés de T1 & T2

T1

Temps de relaxation Spin-Réseau
Croissance saturante de M_L vers M_0
Phénomène longitudinal et énergétique
Plus petit le T_1 , plus rapide la croissance

T2

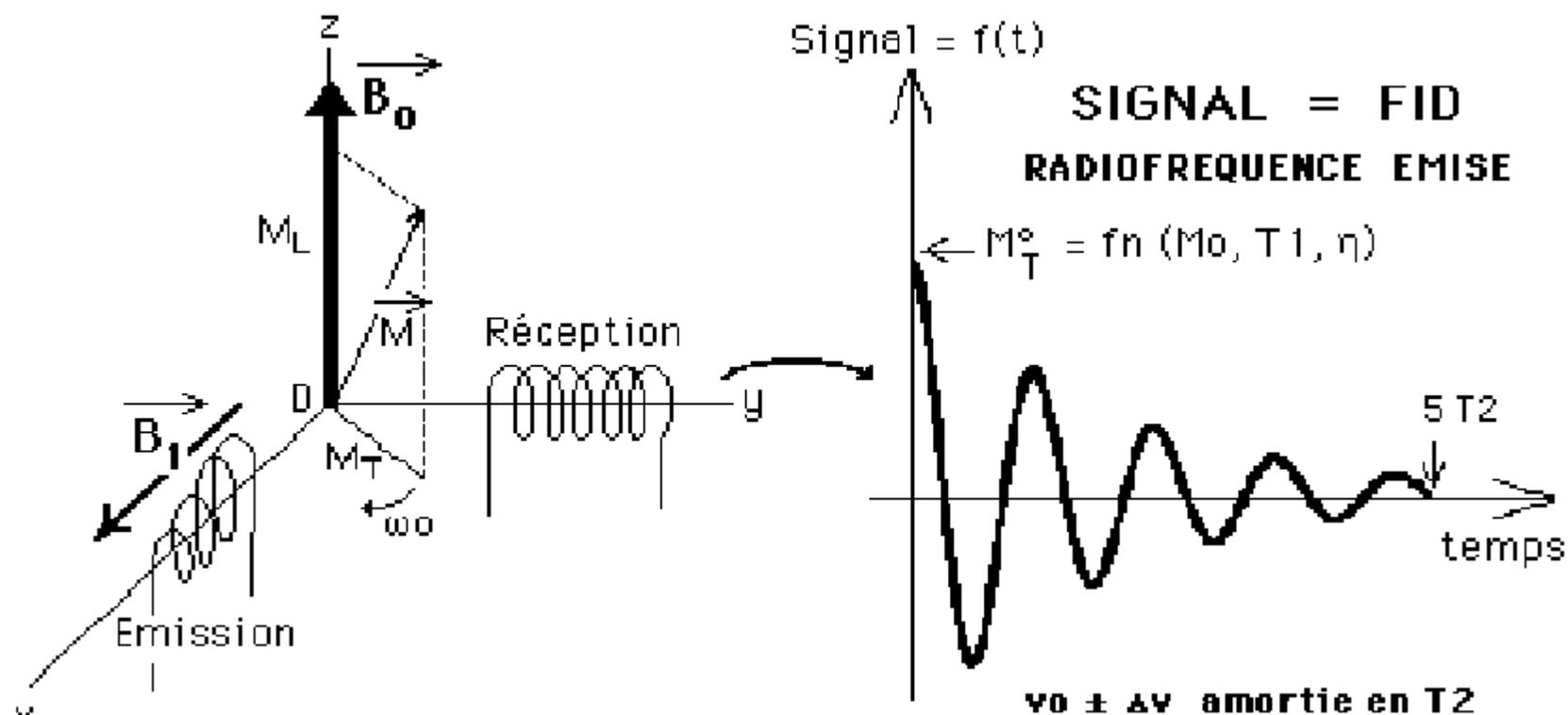
Temps de relaxation Spin-Spin
Décroissance de M_T vers zéro
Phénomène transversal et entropique
Plus petit le T_2 , plus rapide la décroissance



Recueil du signal et séquences RMN

Aimantation transverse en fin de bascule et FID

Antenne RF détecte disparition à ν_0 de M_T au cours de sa précession autour de B_0



FID : Free Induction Decay, Signal de Précession Libre

Recueil du signal et séquences RMN

Une séquence de RMN

Séquence de RMN = succession temporelle :

- d'événements physiques (impulsions RF, prise du signal,...)
- séparés de délais variables et incontournables,
- délais appliqués pour moduler la pondération du signal par les différents paramètres de la RMN (densité de noyaux, temps de relaxation T_1 et T_2 , diffusion, flux, ...).

Au minimum, 3 phases :

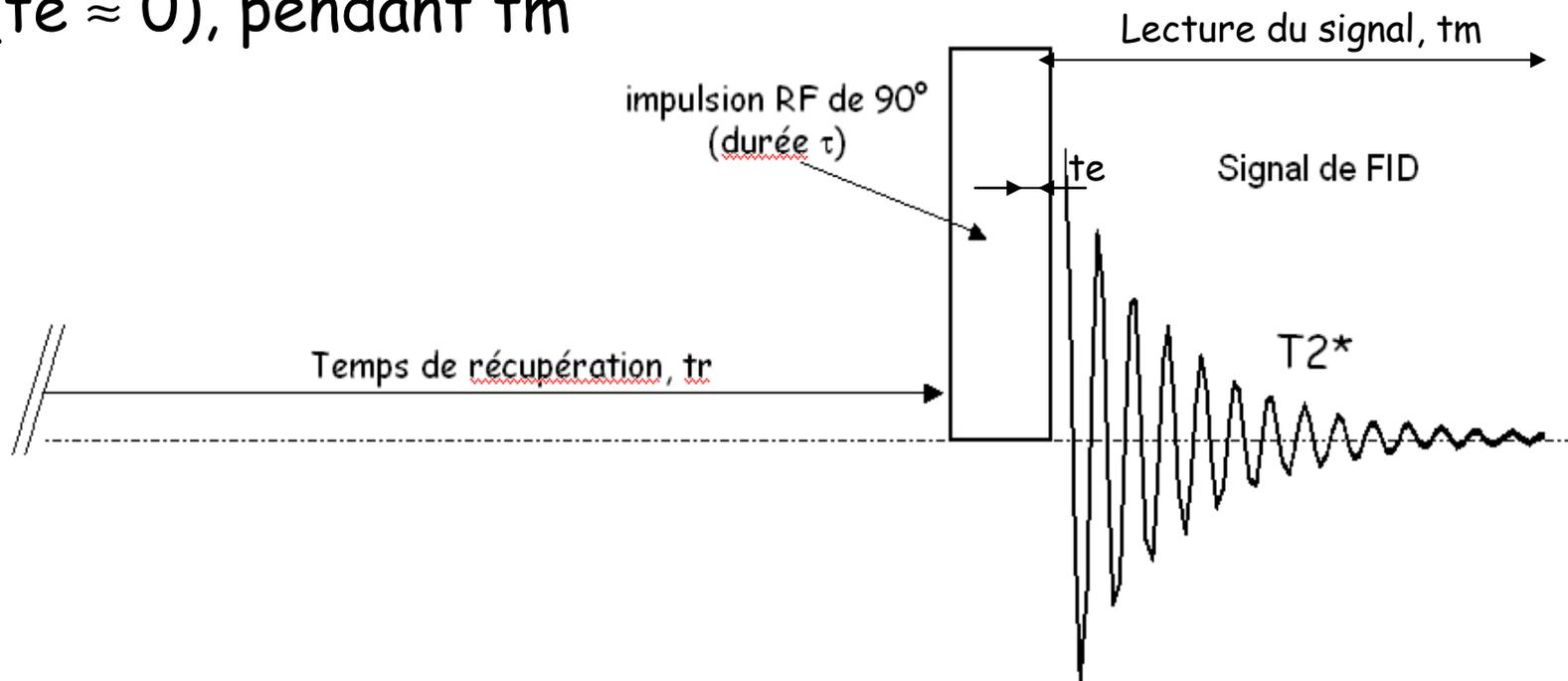
- Induire M_L le long de B_0 (rythme T_1)
- Bascule de M_L par une RF (B_1) à la résonance, génère M_T
- Recueil du signal pendant la disparition de M_T (rythme T_2)

Exemple de séquence de RMN

La séquence SR

La séquence la + simple, dite de saturation récupération (SR), consiste en 3 étapes :

1. (Re)pousse de M_L vers M_0 le long de B_0 , en T_1 , pendant t_r
2. Pulse RF qui bascule M_L de $\eta = 90^\circ$ et donne $M_T = M_L$
3. Lecture du signal (FID), immédiatement après bascule ($t_e \approx 0$), pendant t_m



Recueil du signal et séquences RMN

Génération du signal dans une séquence de RMN

Dans cette séquence de RMN, on répète :

- le délai, tr , où M_L (re)pousse le long de B_0 (T_1)

$$M_L(tr) = M_o \left[1 - \exp\left(-\frac{tr}{T_1}\right) \right]$$

- la bascule de $\eta = \gamma B_1 \tau$, par pulse RF résonant (B_1 à ω_0) de durée τ . La M_T initiale, juste en fin de bascule, est alors :

$$M_T^o(tr, \tau) = M_L(tr) \cdot \sin \eta = M_o \left[1 - \exp\left(-\frac{tr}{T_1}\right) \right] \sin(\gamma B_1 \tau)$$

- le recueil du signal, après avoir laissé décroître M_T en T_2 pendant te à partir de sa valeur initiale avant d'enregistrer le FID ou l'écho dont le contenu global est donné par :

$$M_T(tr, \tau, te) = M_o \left[1 - \exp\left(-\frac{tr}{T_1}\right) \right] \exp\left(-\frac{te}{T_2}\right) \sin \eta$$

Signal de RMN

Contenu simplifié et caractères

Si l'on tient compte du caractère oscillatoire résonant du signal de RMN, acquis pendant t_m

$$\text{Signal} = M_T^o(\eta).e^{-te/T_2}.cos(2\pi\nu_o tm+\varphi)$$

avec

$$M_T^o(\eta) = k.N(^1H).(1-e^{-tr/T_1}).sin\eta$$

M_o , via $N(^1H)$, T_1 et T_2 sont dits paramètres intrinsèques...
Propres à chaque tissu, ils évoluent selon les pathologies

t_e , t_r et η sont dits paramètres extrinsèques, contrôlables
par le médecin pour ajuster les contrastes en IRM

Des paramètres intrinsèques...

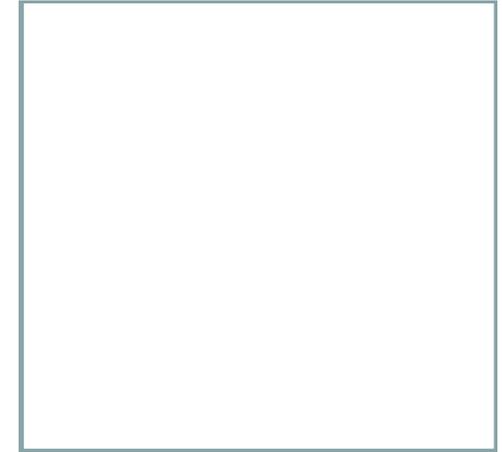
Dépendances physio-pathologiques du signal de RMN

La densité de protons, $N(^1\text{H})$ ou M_0 , liée au degré d'hydratation et/ou de lipidation des tissus, fournit des contrastes de type tomодensitométrique.

Les temps de relaxation T_1 et T_2 modulent le signal de base donné par M_0 . Leur valeur dans les tissus est liée à la dynamique locale de l'eau mais elle dépend aussi de paramètres physique tels la température du milieu, la présence d'éventuelles sources de relaxation, d'origine paramagnétique par exemple (électrons célibataires de produits de contraste endo- ou exogènes), de la nature du tissu, du cycle cellulaire, ... Elle évolue en outre avec la pathologie, conférant à l'IRM sa grande valeur diagnostique potentielle.

Des paramètres intrinsèques...

Dépendances physio-pathologiques du signal de RMN



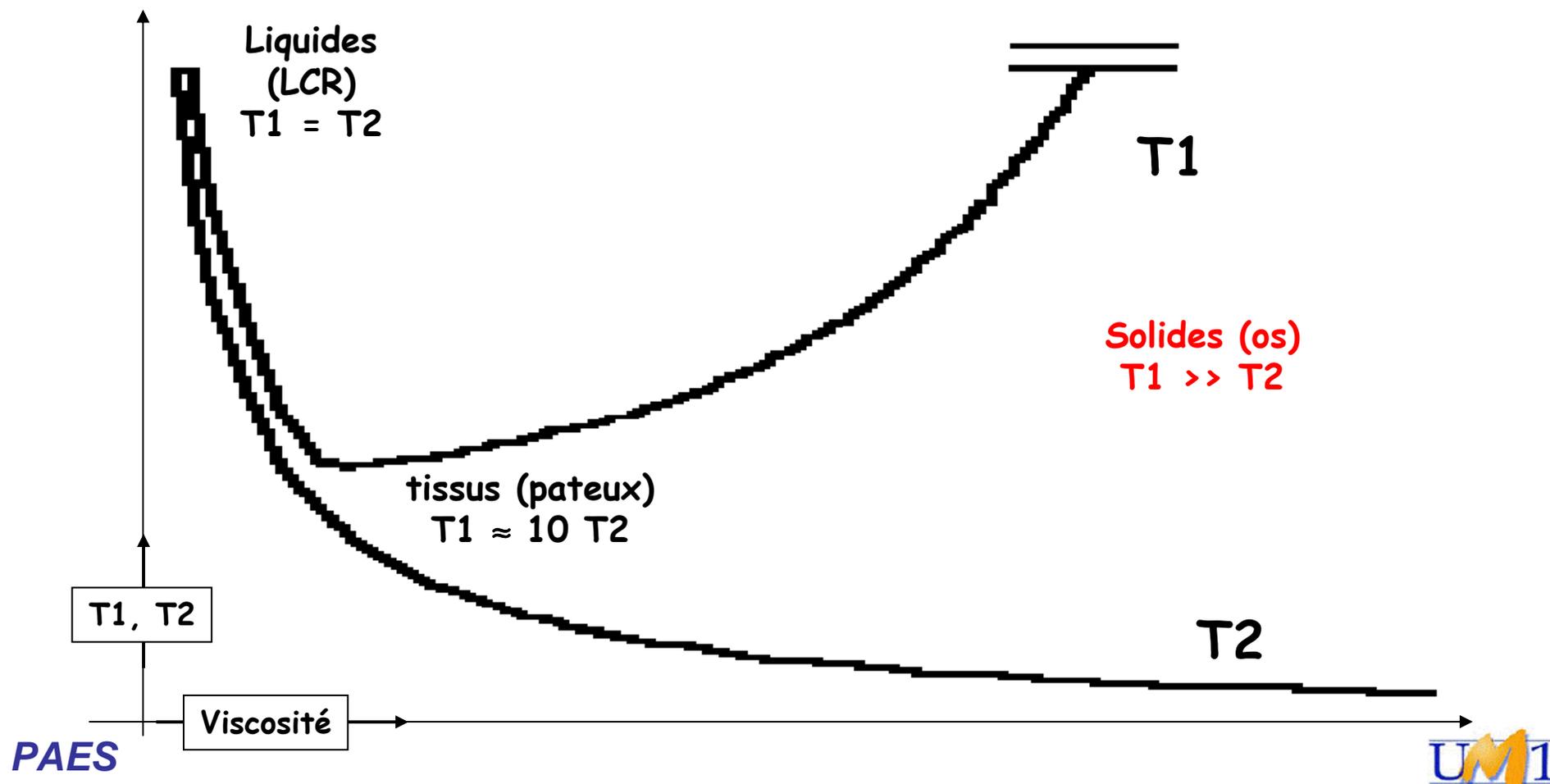
La valeur des T_1 et T_2 (tissulaires par ex.) dépend ainsi, entre autres facteurs, de la viscosité du milieu.

C'est ainsi que l'os cortical (solide) est invisible en IRM : son signal pousse très lentement (T_1 très grand), vers une densité de ^1H très faible (très peu d'eau dans l'os !), et disparaît trop vite (T_2 très petit)...

Relaxations magnétiques

Variations de T1 & T2 avec la viscosité

T1 = T2 pour les fluides et (certains) liquides
T1 ~10 fois T2 pour tissus biologiques (pâteux)
T1 >> T2 pour les solides

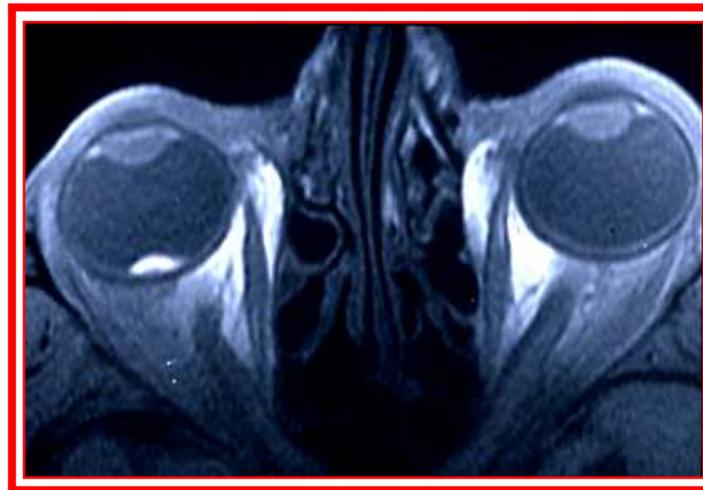


Quelques applications

Contrastes en IRM, Imagerie par RMN

Issue des travaux de DAMADIAN en 1971, qui montrent des différences entre tissus sains et cancéreux

ex. : mélanome malin



L'IRM repose en pratique sur des techniques d'imagerie en coupes par tomographie numérique (Lauterbur, ...)

Quelques applications

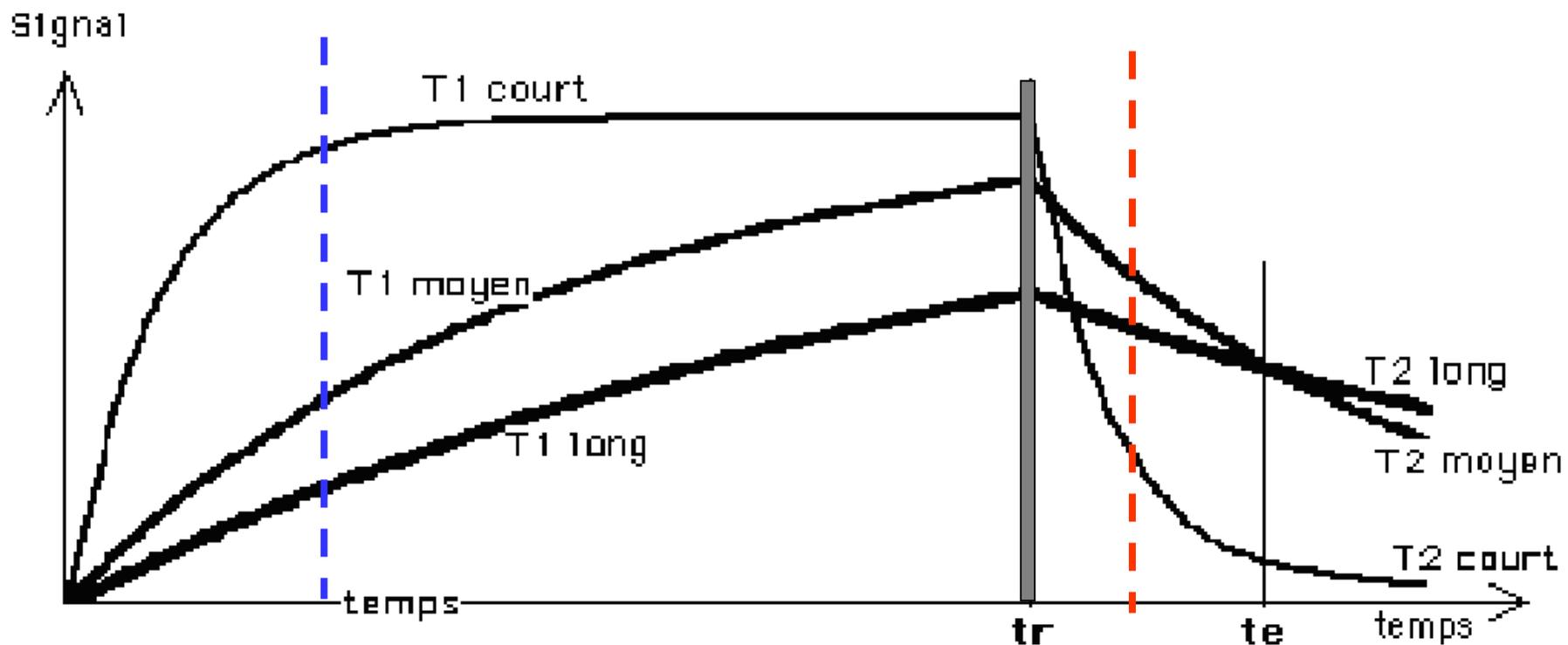
Étude des contrastes observables en IRM

Pondération T_1 pour $tr \approx T_1$ et te infime :

T_1 moyen en hypersignal % T_1 long

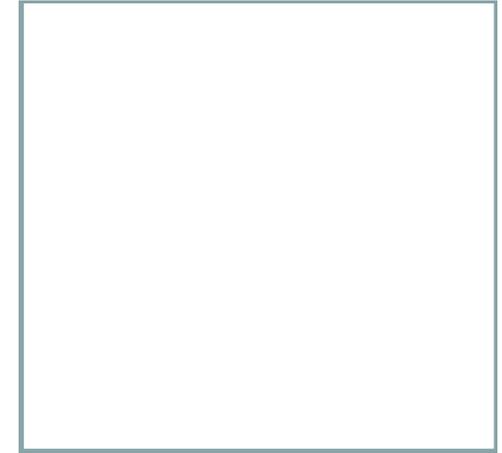
Pondération T_2 pour $tr \gg T_1$ (pas vrai ici) et te de l'ordre des T_2 :

T_2 court apparaît en hyposignal % T_2 long et moyen



Quelques applications

Paramètres de contrastes en IRM



Pondération (en) M_0

- Pour $tr \geq 7.T1$ et te infime
- Les images ont un contraste pauvre, en densité de spins
- Forte densité en hypersignal % faible densité

Pondération (en) T_1 (et M_0)

Pour $tr \approx T_1$ et te infime

Attention, M_0 obligatoirement présent mais sous-entendu
 T_1 moyen en hypersignal % T_1 long

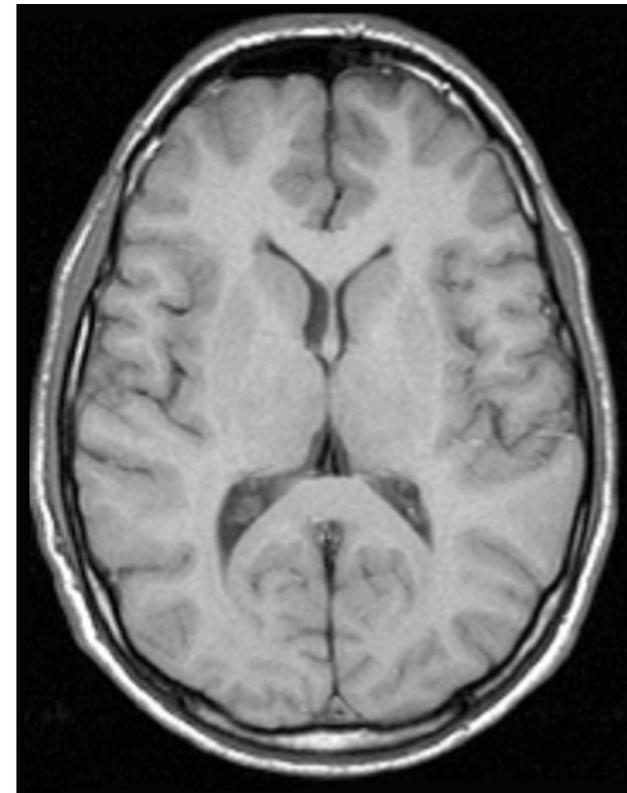
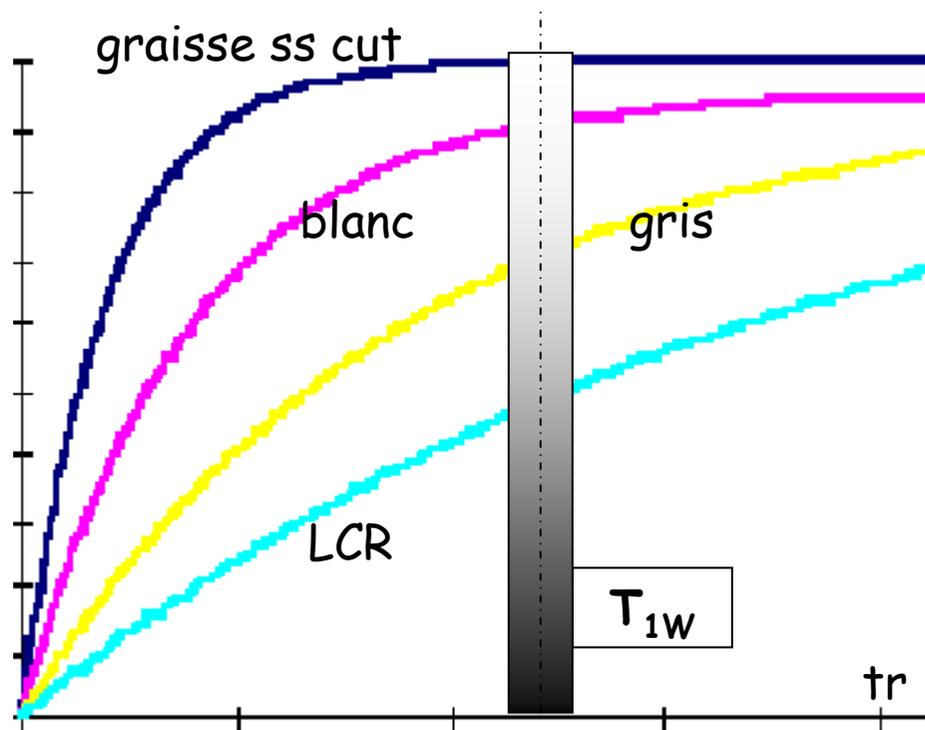
Pondération (en) T_2 (et M_0)

pour $tr \geq 7.T_1$ et te de l'ordre des T_2

Attention, M_0 obligatoirement présent mais sous-entendu
 T_2 court apparaît en hyposignal % T_2 long et moyen

IRM pondérée T_1 en SE

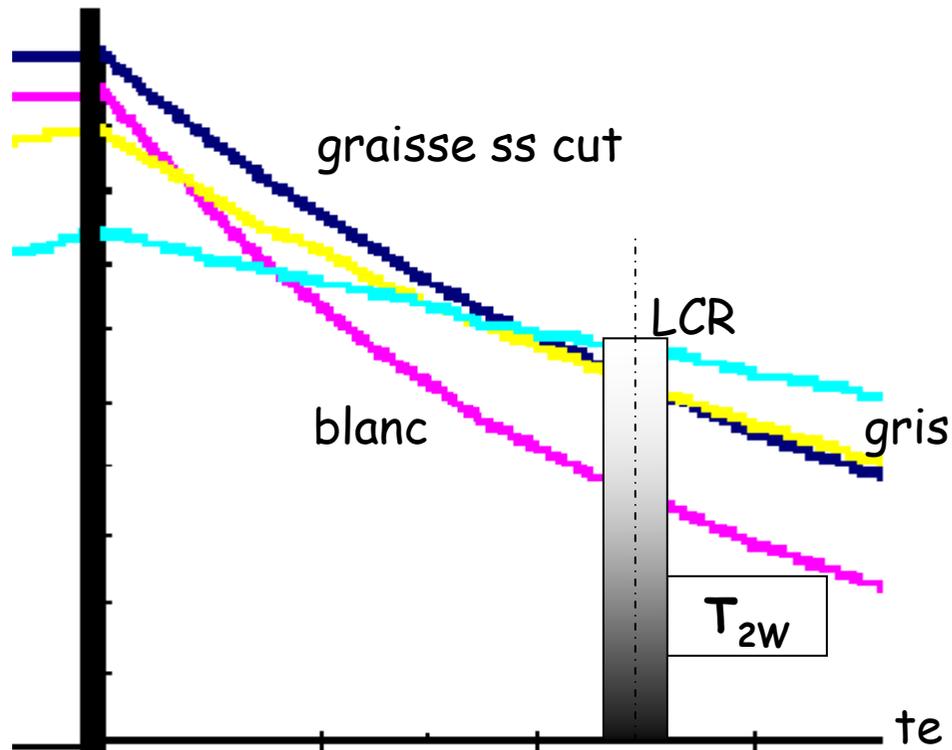
On bascule de 90° après $tr \approx T_1$



Os cortical noir (solide), LCR noir, Matière Grise grise, Matière Blanche blanche, Graisse ss cut très blanche

IRM pondérée T_2 en SE

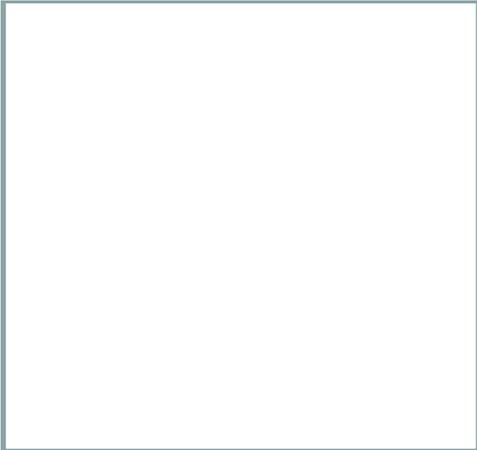
On bascule de 90° après $tr \gg T_1$
et on mesure avec $te \approx T_2$



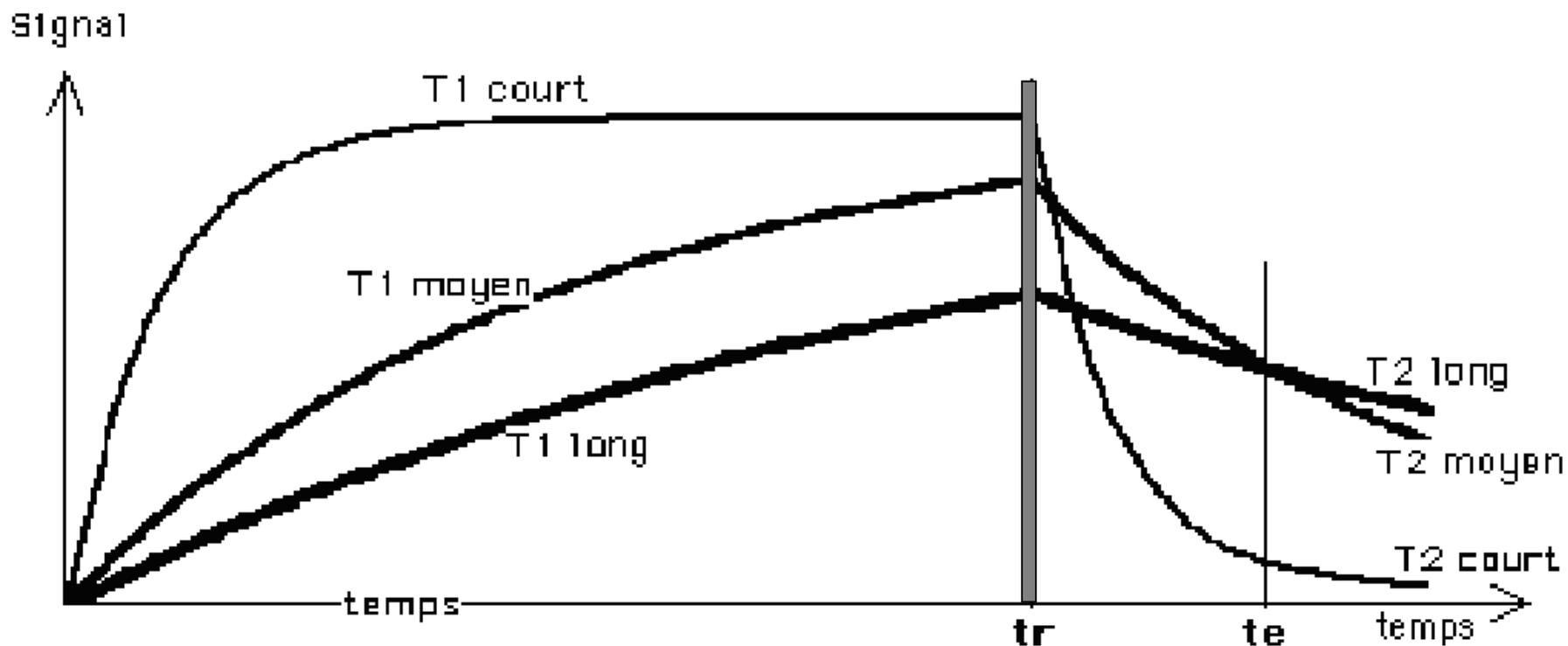
Contrastes « inversés » : os cortical noir (solide), LCR blanc, Matière Grise gris très clair, Matière Blanche gris foncé, Graisse ss cut gris très clair

Quelques applications

Étude des contrastes observables en IRM



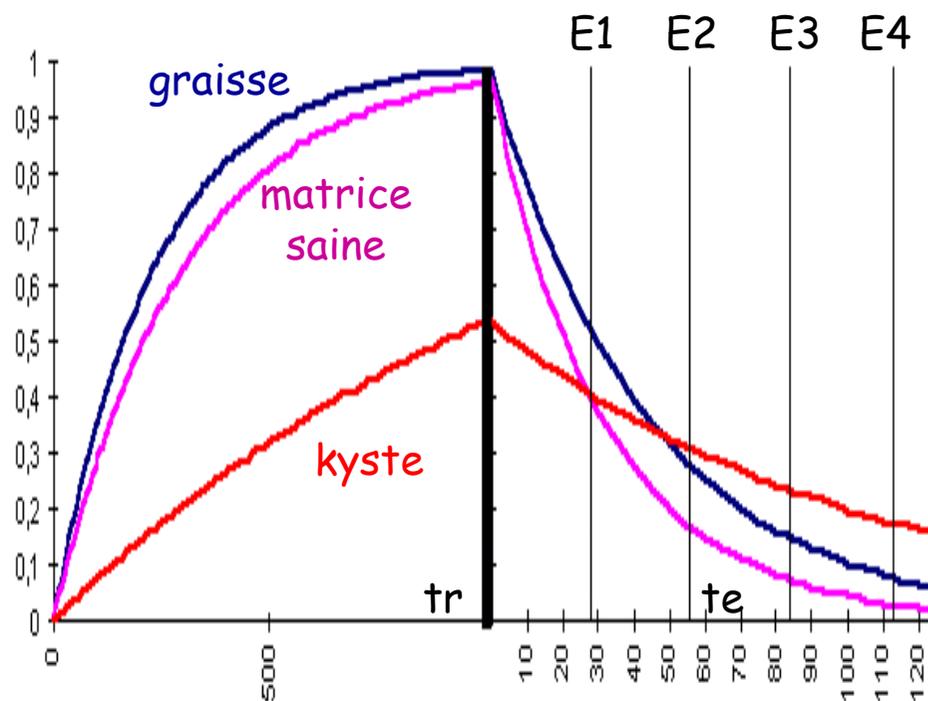
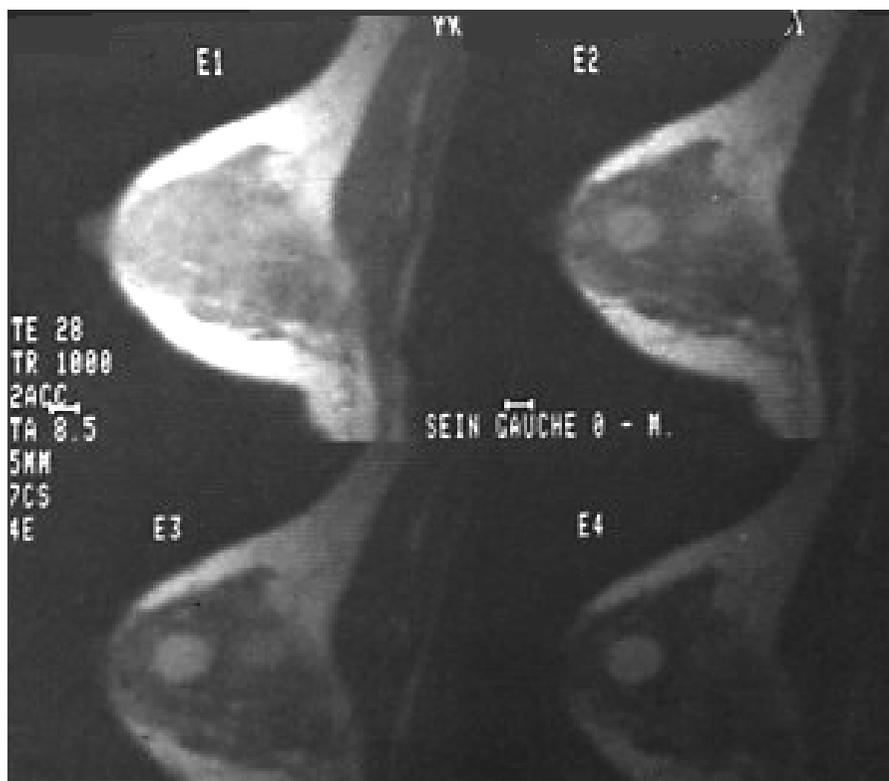
Certains choix de paramètres extrinsèques peuvent conduire à des ambiguïtés : ici le choix du t_e est non approprié à la séparation *in fine* des tissus à temps de relaxation long et moyen.



Pièges de contraste

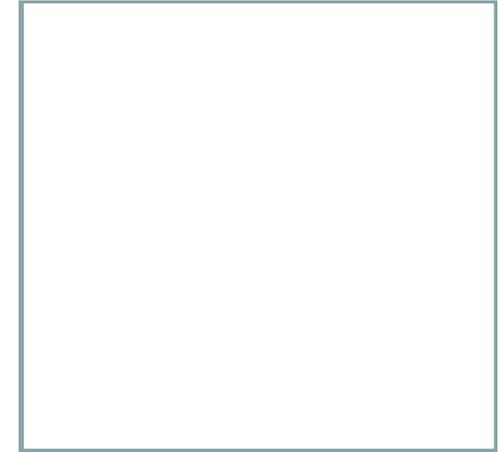
Croisement des courbes et isosignal

Exemple de kystes séreux du sein en T2 :
la pathologie n'apparaît pas sur la 1^{ère} image
(E1 pour écho 1)



Quelques applications

La spectroscopie de RMN (ou SRM)



La SRM rend accessible à l'expérimentation :

- 1- L'identification de composés chimiques, depuis l'analyse des structures moléculaires primaires par séparation des différents groupements chimiques résonants à celle des conformations spatiales 3D et des mouvements moléculaires
- 2- L'étude des interactions chimiques, depuis les taux de réactions (cinétiques, échanges, ...) jusqu'aux mécanismes influençant (régulant) ces taux

L'intérêt de la SRM en biologie :

Il est essentiellement lié à son caractère *non invasif et non destructif*, rendant accessible l'étude *in situ* de certains *métabolismes* d'organismes vivants, intacts (voies et flux métaboliques, mécanismes de leur régulation physio-pathologique ...) et le suivi dans le temps (l'organisme reste vivant)

La spectroscopie de RMN (ou SRM)

Remarques de chimie structurale

Groupement chimique

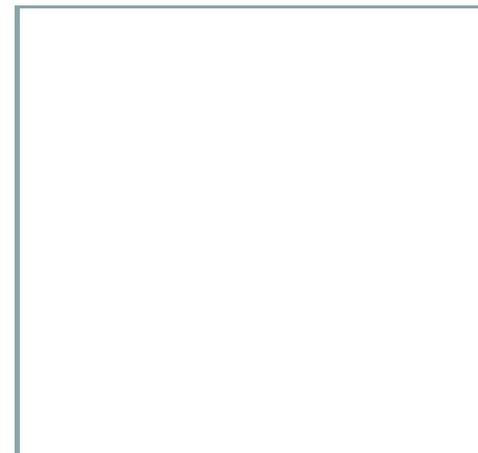
Ensemble d'atomes impliqués dans une même série de liaisons et possédant des propriétés identiques.

Il en est ainsi des groupements suivants : $-CH_3$, $-CH_2-$, $-OH$, $=CH-$, $-COOH$, $-COO-$

Equivalence chimique

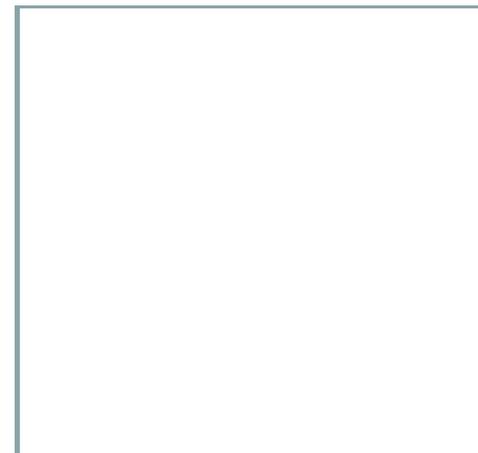
Se dit pour des atomes dont la substitution de l'un par l'autre ne change ni la structure ni les propriétés physico-chimiques du groupement qui les contient. Par ex., les 3 H d'un groupement $-CH_3$ sont équivalents, car parfaitement interchangeables, de même pour les 2 H du $-CH_2$.

En SRM, les noyaux équivalents ont exactement la même fréquence de résonance, et on ne peut les distinguer. Ainsi, dans des conditions quantitatives adéquates, un spectre de SRM en 1H de l'éthanol donnera un pic de $-CH_3$ 1,5 fois plus élevé que celui de $-CH_2$ et 3 fois plus que celui de $-OH$...

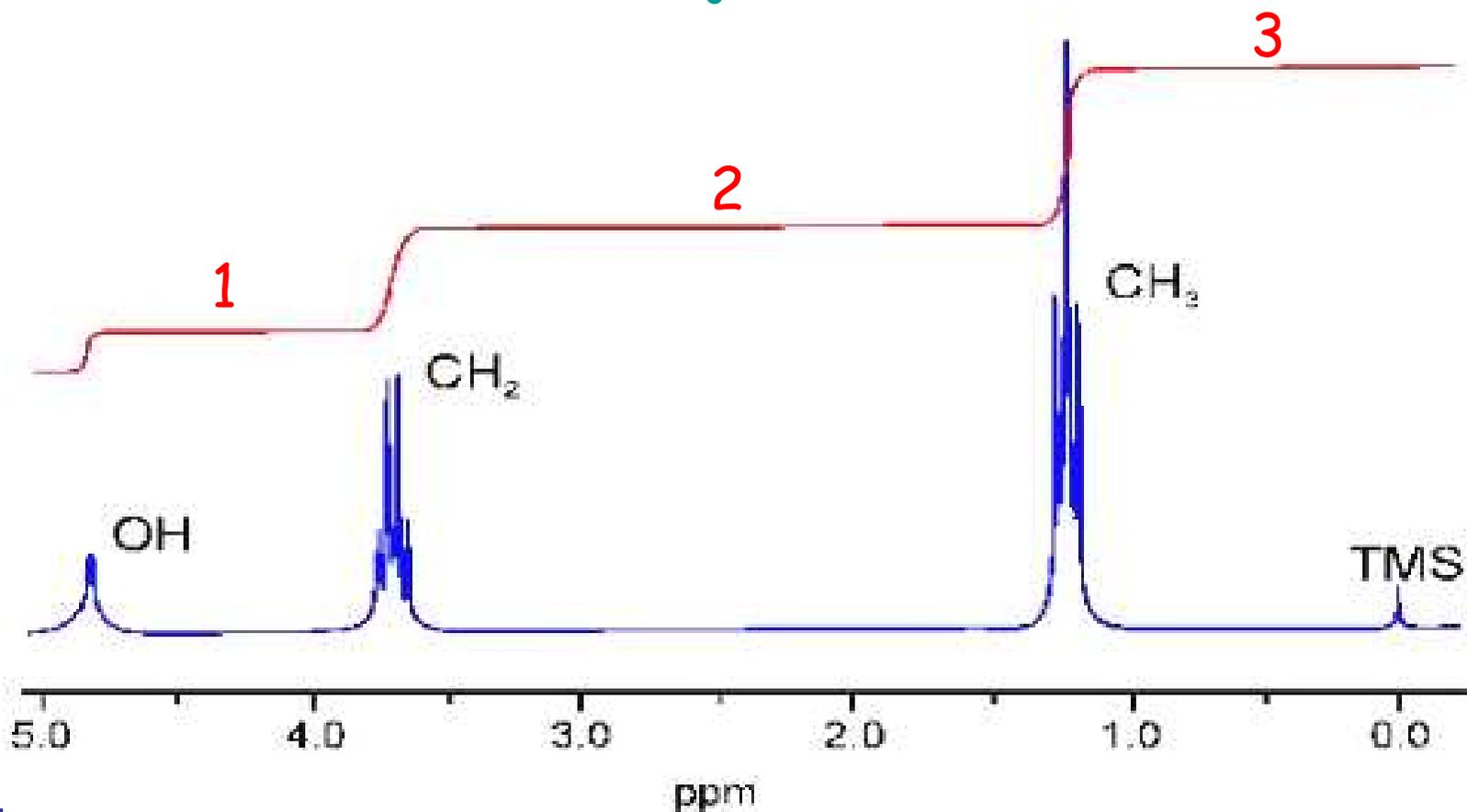


La spectroscopie de RMN (ou SRM)

Spectre ^1H de l'éthanol



ETHANOL, $\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$



La spectroscopie de RMN (ou SRM)

Effet d'écran électronique

Un noyau subit plusieurs effets d'écran de la part :

- 1- du nuage électronique caractéristique du groupement impliquant le noyau (diamagnétisme),
- 2- des éventuels électrons célibataires impliqués (paramagnétisme)
- 3- des courants de cycles aromatiques, ou d'éventuels groupements dipolaires

Ces écrans sont d'intensité variable selon le groupement "i" concerné et correspondent à des micro-champs locaux ΔB_i actifs sur quelques Å seulement. Le champ effectivement vu par les noyaux de ce groupement sera donc différent d'un groupement à l'autre :

$$\vec{B}_{eff,i} = \vec{B}_o \pm \Delta \vec{B}_i \quad \Rightarrow \quad \tilde{\omega}_{eff,i} = 2\pi\nu_{eff,i} = \gamma \vec{B}_{eff,i}$$

Le spectre de RMN est formé de tous les $\omega_{eff,i}$ observables qui, sous cette forme, dépendent directement de l'intensité B_o du champ statique imposé, rendant difficiles les comparaisons entre \neq appareils à \neq champs, d'où La notion de déplacement chimique.

La spectroscopie de RMN (ou SRM)

Déplacement chimique

On définit le déplacement chimique δ_i du groupement « i » par :

$$\delta_i = \frac{B_{eff,i} - B_{eff,réf}}{B_o} 10^6$$

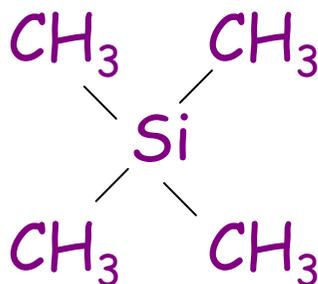
Nombre pur, sans dimension, il s'exprime en ppm (parties par millions) car les ΔB correspondants sont minimes (quelques dizaines de ppm au plus), ce qui explique le 10^6 .

Ramener δ à l'intensité B_o permet de s'affranchir du module du champ statique imposé et de rendre les δ_i comparables d'une machine à l'autre (quel que soit le module du \vec{B}_o utilisé).

La spectroscopie de RMN (ou SRM)

Substance de référence

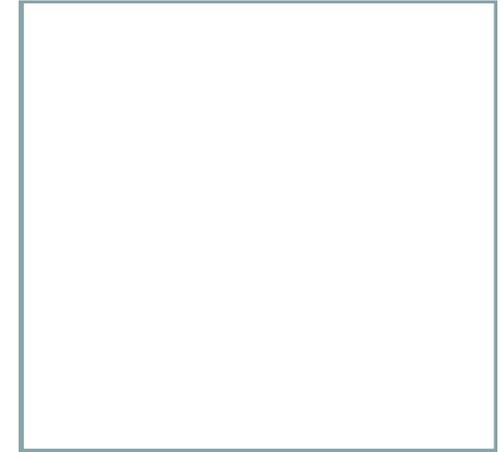
On conçoit intuitivement que l'effet d'écran soit maximum pour une structure parfaitement symétrique où la densité électronique au niveau des noyaux observés est maximale, c'est-à-dire non "déplacée" de ces noyaux.



C'est effectivement le cas pour le "tétra-méthyl-silane, $[\text{CH}_3]_4\text{-Si}$ ", substance pour laquelle la valeur du champ effectivement observé par les noyaux H et C est la plus éloignée de B_0 , c'est-à-dire pour laquelle ΔB est maximal. Pour toutes les autres substances (ou au moins leur grande majorité), les ΔB_i seront moindres.

La spectroscopie de RMN (ou SRM)

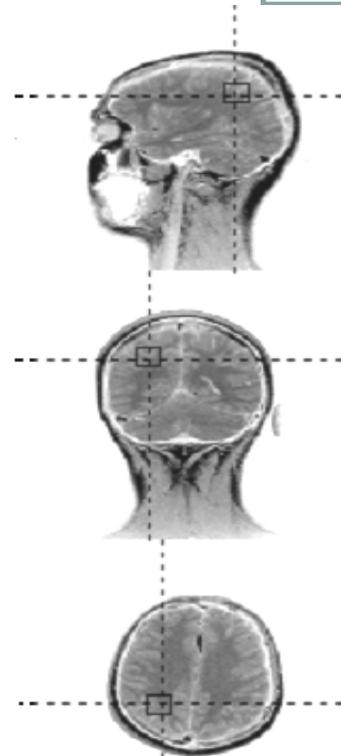
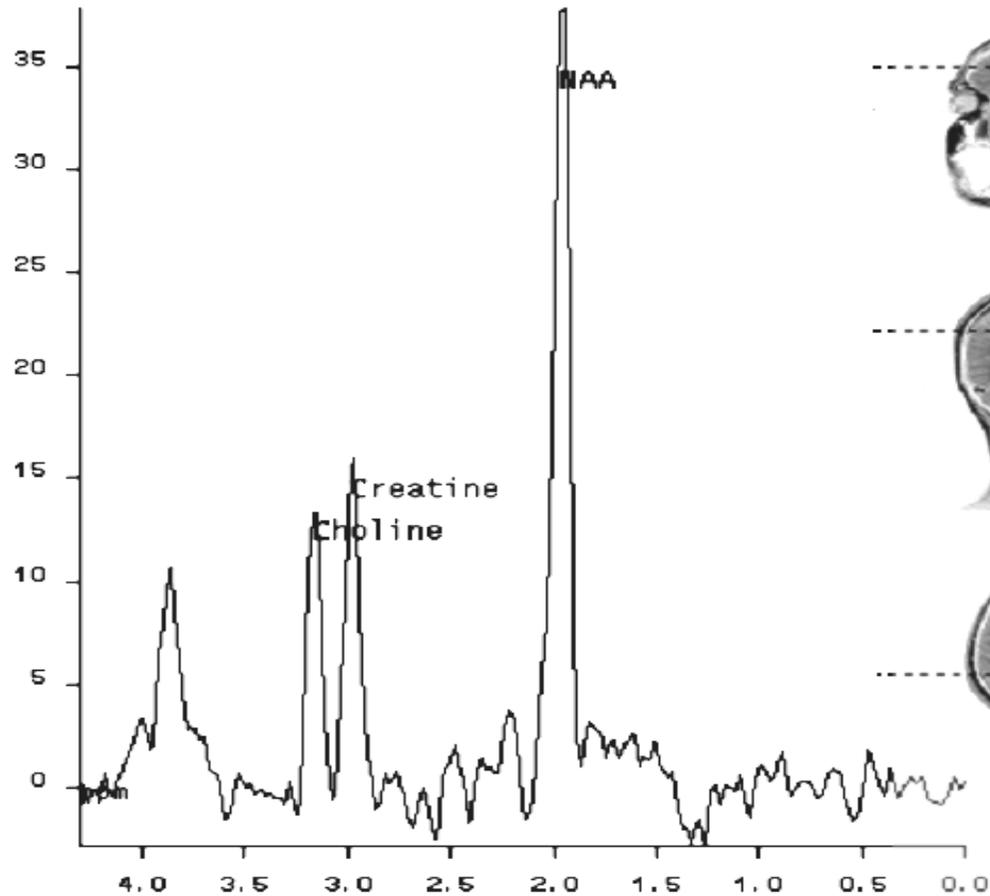
Noyaux les plus utilisés en SRM biologique in-vivo



Noyau	Spin	Fréquence de Résonance (MHz)	Abondance naturelle	Sensibilité relative	étendue δ (ppm)
^1H	1/2	63,60	99,9 %	100,0 %	10
^{19}F	1/3	59,80	100,0 %	84,0 %	300
^{31}P	1/4	25,70	100,0 %	6,6 %	30
^{13}C	1/5	16,00	1,1 %	1,6 %	200

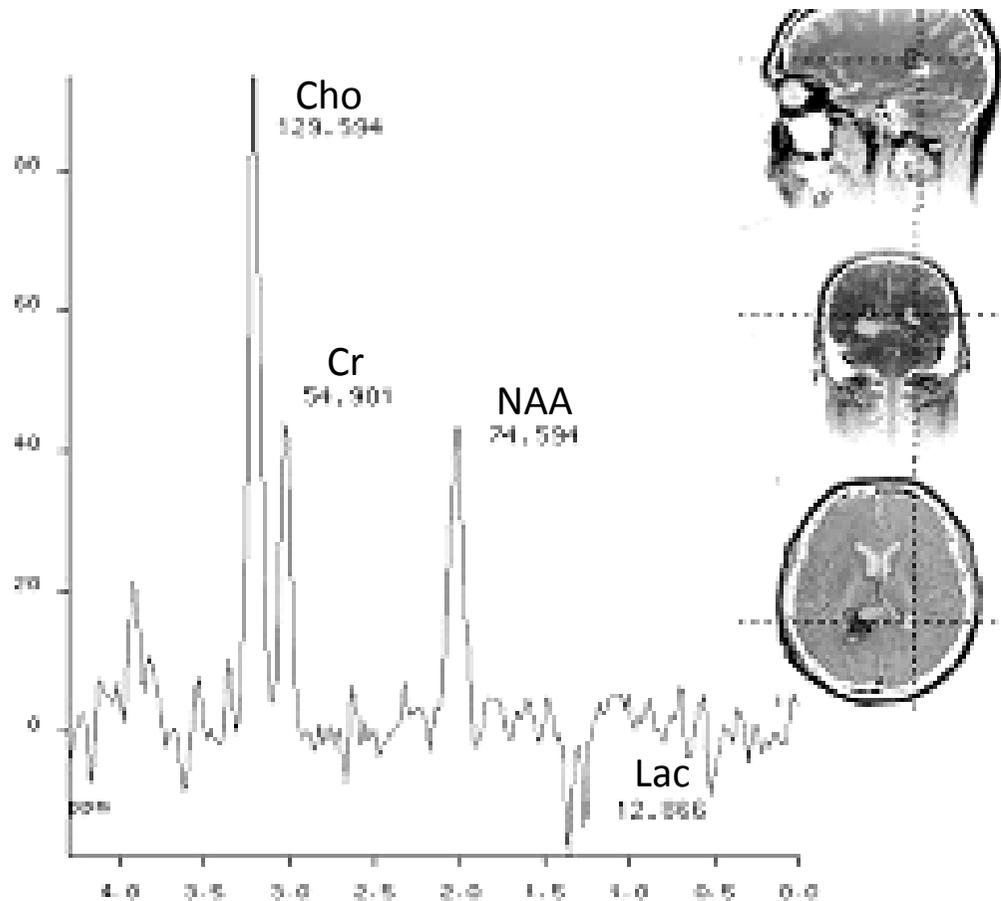
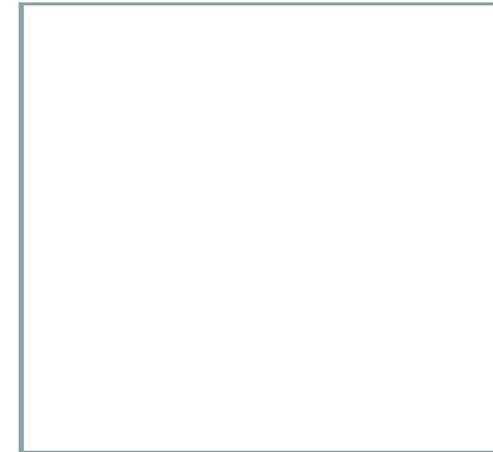
La spectroscopie de RMN (ou SRM)

Spectre type d'un cerveau normal



La spectroscopie de RMN (ou SRM)

Spectre type d'un cerveau malade



Cho	Choline	catabolisme membranaire
Cr	Crétine	niveau de respiration cellulaire (métabolisme aérobie)
NAA	N-Acétyl-aspartate	viabilité neuronale
Lac	Lactates	présence d'une ischémie (métabolisme anaérobie)

The END ...

Merci de votre patience et de votre écoute ...

