目 次

第1章 はじめに
第2章 共鳴型磁気測定法の基礎
2.1 磁気共鳴事始め
2.2 磁場中でのスピンの運動
2.2.1 静磁場下の運動
2.2.2 回転磁場中の運動
2.3 磁気共鳴の観測(パルス法)
2.3.1 フリーインダクションディケイ(FID)
2.3.2 スピンエコー(SE)
第3章 共鳴型磁気測定から分かること(I):NMR・NQR
3.1 超微細相互作用
3.2 共鳴線のシフト —化学シフト—
3.3 ナイトシフトと局所磁化率
3.4 核スピン緩和現象
3.5 電気四重極相互作用
第4章 NMR・NQR 測定の実際
4.1 送信機系
4.2 受信機系
4.3 送受信(T/R)スイッチネットワーク系
4.4 NMRプローブ
4.5 多重極限下固体NMRシステム
第5章 物質科学への応用:NMR・NQR
5.1 強磁性体
5.2 反強磁性体:モット絶縁体La2CuO4
5.3 磁気励起と核スピン緩和
5.4 超伝導体
5.5 超伝導と反強磁性の共存状態
第6章 共鳴型磁気測定から分かること(II):ESR
6.1 電子スピン共鳴の現象論的取り扱い
6.3 ESRの測定法
6.4 物質科学への応用
第7章 共鳴型磁気測定法のフロンティア
7.1 光検出磁気共鳴法(ODESR)
7.1.1 光検出ESRの概説
7.1.2 ODESRを用いた核スピン状態の検出
7.1.3 NV中心の磁気センサーへの応用
7.2 核磁気共鳴イメージング(MRI)
7.2.1 MRIの概説
7.2.2 MRIの実際

付録A 密度行列
付録B ウイグナー-エッカルトの定理
付録C 四重極分裂がある場合の核磁気緩和曲線のパラメータ:I=5/2と7/2
付録D 超伝導状態の核磁気緩和におけるコヒーレンス効果
付録 参考文献

磁気共鳴の観測 (パルス法)

フリーインダクションディケイ (FID)

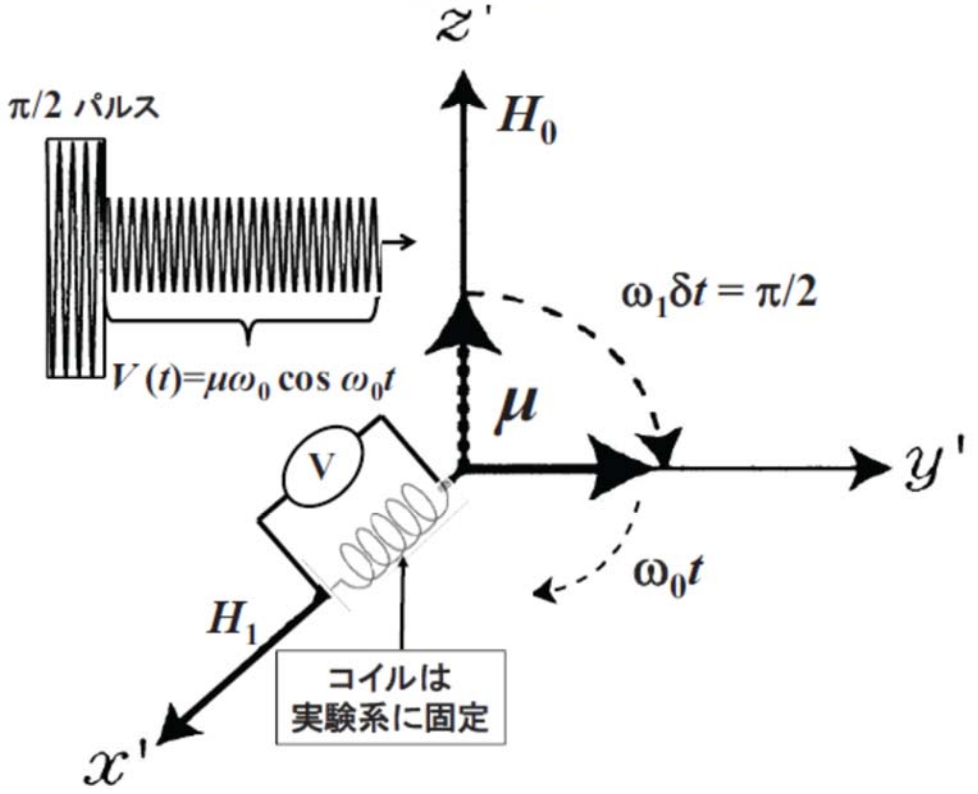
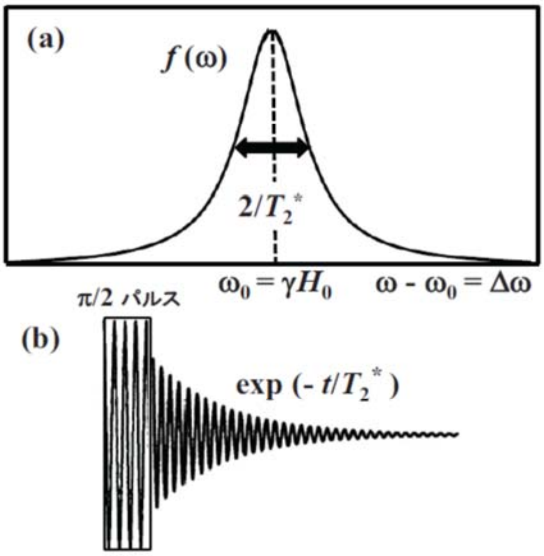


図 2.3: パルス法によるスピン磁気モーメントの自由才差運動による信号観測. 実験系 (xy 系) に固定されたコイルには, $V(t) = d\vec{\mu}(t)/dt = \mu\omega_0 \cos\omega_0 t$ の電圧が発生.

実際には，磁気モーメント $\mu = \gamma\hbar m$ は，磁場 H_0，温度 T の熱平衡状態における磁化 $M(T, H_0) = N_0\gamma\hbar I B_I(\gamma\hbar I H_0/k_B T)$ に対応しており，物質中のスピン系は，外部磁場によって誘起される分極や自発磁気分極による磁場分布，スピン間の磁気双極子相互作用による磁場分布，さらには，不均一な外部磁場分布の影響下にある．たとえば，そのような磁場分布は，図 2.4(a) のような半値半幅が $1/T_2^*$ のローレンツ型をもつ場合がある．[3]



$$
\begin{aligned}
f(\omega) &= \frac{T_2^*}{\pi}\frac{1}{1+T_2^{*2}(\omega-\omega_0)^2} \\
&= \frac{T_2^*}{\pi}\frac{1}{1+T_2^{*2}\Delta\omega^2}
\end{aligned}
$$

図 2.4: (a) 固体中のローレンツ型磁場分布．(b) 自由才差運動の減衰．

この場合，共鳴条件下では，回転系での波動関数は，式 (2.25) を用いて，

$$
i\frac{\partial\psi'}{\partial t} = -\left\{\Delta\omega I_z t + \omega_1 I_x t\right\}\psi' \tag{2.37}
$$

となる．$\omega_1 \gg \Delta\omega$ の時，$\pi/2(90^\circ)$ パルス印加後の回転系でのスピン期待値は，$\langle \boldsymbol{I}\rangle' = (0,\ m\sin\pi/2,\ m\cos\pi/2) = (0, m, 0)$,

$$
\langle I_y(t_p)\rangle' = \int \psi(t_p)'^* I_y(t_p)\psi'(t_p)dv = m
$$

$$
\langle I_x(t_p)\rangle' = \langle I_z(t_p)\rangle' = 0
$$

となる．この y' 軸方向のスピン期待値 $\langle I_y(t_p)\rangle' = m$ は，z 軸方向 の磁場 $\Delta H = \Delta\omega/\gamma$ によって z 軸を中心として，時計周りに回転するので，波動関数 $\psi'(t) = \exp(i\Delta\omega I_z t)\psi'(t_p)$ を用いて，その期待値は，

$$
\begin{aligned}
\langle I_y(t)\rangle' &= \int \psi(t)'^* I_y \psi'(t) dv \\
&= \int \psi(t_p)'^* \left\{\exp(-i\Delta\omega_0 I_z t) I_y \exp(i\Delta\omega_0 I_z t)\right\}\psi'(t_p)dv
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&= \int \psi(t_p)'^{*} \left\{ I_y \cos\Delta\omega t - I_x \sin\Delta\omega t \right\} \psi'(t_p) dv \\
&= \left\{ \int \psi(t_p)'^{*} I_y \psi(t_p)' dv \right\} \cos\Delta\omega t = m\cos\Delta\omega t \qquad (2.38)
\end{aligned}
$$

$t \gg t_p$ として，

$$
\langle I_x(t) \rangle' = m \sin\Delta\omega t, \qquad (2.39)
$$

$$
\langle \boldsymbol{I}(t) \rangle' = m(\sin\Delta\omega t, \cos\Delta\omega t, 0) \qquad (2.40)
$$

と求まる．

実験系では，

$$
\langle \boldsymbol{I}(t) \rangle = m(\sin\Delta\omega t \cdot \sin\omega_0 t, \cos\Delta\omega t \cdot \cos\omega_0 t, 0) \qquad (2.41)
$$

となり，磁場分布を考慮した (x, y) 面内でのスピン期待値の時間変化は，磁場分布関数で積分することよって，

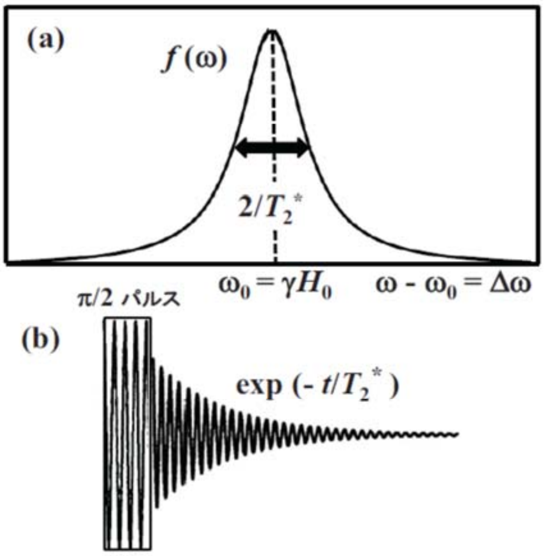
$$
\overline{\langle I_y(t) \rangle} = m \cos\omega_0 t \int_{-\infty}^{\infty} \frac{T_2^*}{\pi} \frac{\cos\Delta\omega t}{1 + T_2^{*2}\Delta\omega^2} d(\Delta\omega) = m \cdot \cos\omega_0 t \cdot \exp(-t/T_2^*) \qquad (2.42)
$$

と得られる．ここで，以下の積分公式を使った．T_2^* はスピン期待値の減衰時定数である．

$$
\begin{aligned}
\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos ax}{1+x^2} dx &= \pi \exp(-a)(a > 0) \\
&= \pi \exp(a)(a < 0) \qquad (2.43)
\end{aligned}
$$

ただし，分布関数は $\Delta\omega$ の偶関数である．一方，スピン期待値の x 成分 $\langle \boldsymbol{I}_x(t) \rangle = m \sin\Delta\omega t \cdot \sin\omega_0 t$ は奇関数なので，$\overline{\langle I_x(t) \rangle} = 0$ は消える．従って，誘起される電圧の時間変化は，$V(t) \propto \mu\omega_0 \cdot \exp(-t/T_2^*)$ となり，図 2.4(b) に示されているように，$\pi/2(90^\circ)$ パルス後の自由歳差信号 (FID) は指数関数的に減衰する．式 (2.42) から分かるように，FID の減衰曲線をフーリエ変換することによって物質内部のミクロな磁場分布を反映する共鳴曲線の情報が得られる．

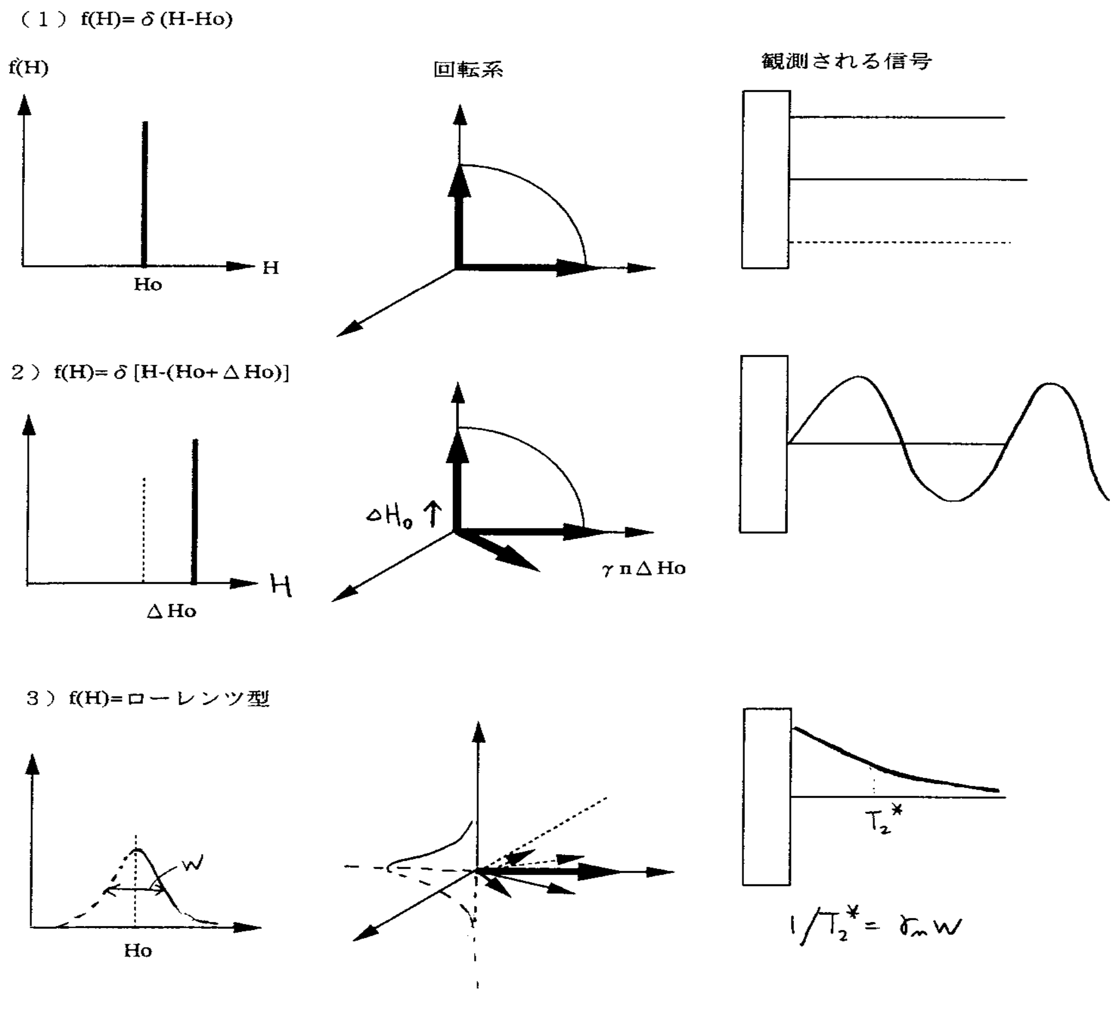
実際には，磁気モーメント $\mu = \gamma\hbar m$ は，磁場 H_0，温度 T の熱平衡状態における磁化 $M(T, H_0) = N_0\gamma\hbar I B_I(\gamma\hbar I H_0/k_B T)$ に対応しており，物質中のスピン系は，外部磁場によって誘起される分極や自発磁気分極による磁場分布，スピン間の磁気双極子相互作用による磁場分布，さらには，不均一な外部磁場分布の影響下にある．たとえば，そのような磁場分布は，図 2.4(a) のような半値半幅が $1/T_2^*$ のローレンツ型をもつ場合がある.[3]



$$
\begin{aligned}
f(\omega) &= \frac{T_2^*}{\pi}\frac{1}{1+T_2^{*2}(\omega-\omega_0)^2} \\
&= \frac{T_2^*}{\pi}\frac{1}{1+T_2^{*2}\Delta\omega^2}
\end{aligned}
$$

図 2.4: (a) 固体中のローレンツ型磁場分布．(b) 自由才差運動の減衰.

核スピン系のスペクトル関数と回転系でのスピン運動



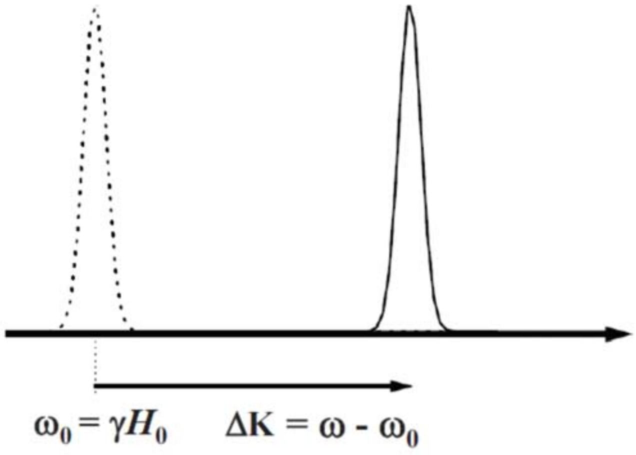


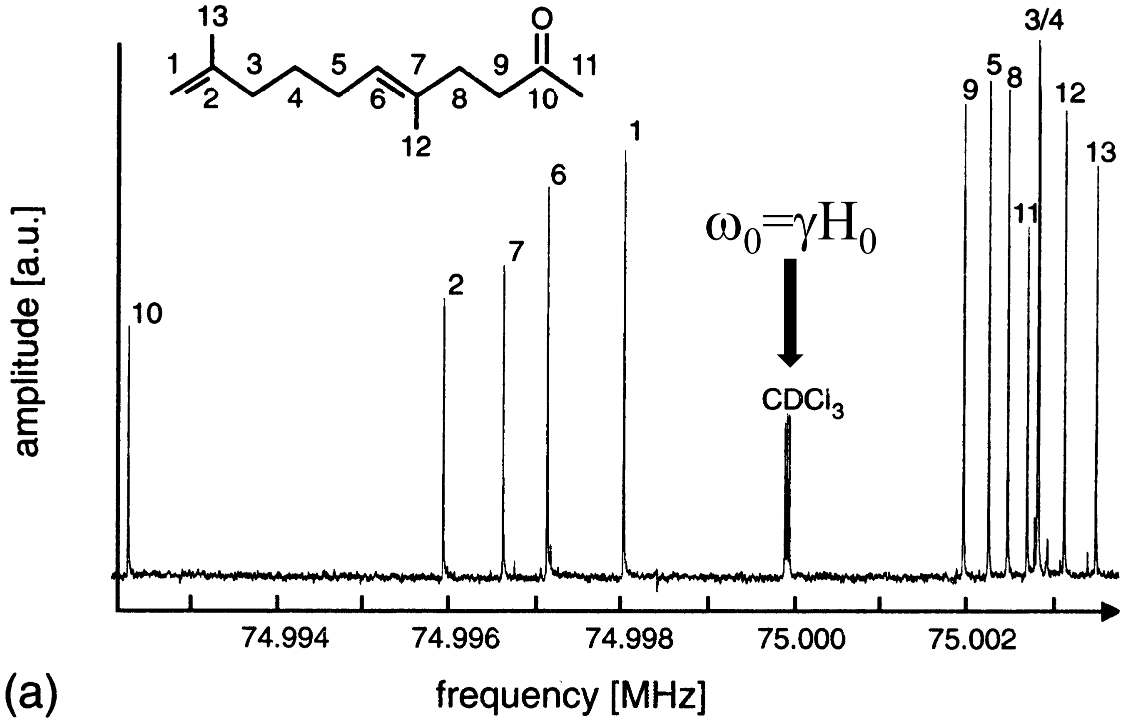
図 2.5: 共鳴線のシフト.

また物質のなかでは，電子系が外部磁場 H_0 によって分極し，後節で述べる超微細相互作用を通じて余分の磁場 $\Delta K/\gamma$ を作る (図 2.5 参照)．このような共鳴線のシフトがあると，式 (2.42) から，

$$
\begin{aligned}
\overline{\langle I_y(t)\rangle} &= m\cos\omega_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{T_2^*}{\pi}\frac{\cos\Delta\omega t}{1+T_2^{*2}(\Delta\omega-\Delta K)^2}d(\Delta\omega) \\
&= m\cos(\Delta K t)\cdot\exp(-t/T_2^*)\cdot\cos\omega_0 t \\
\overline{\langle I_x(t)\rangle} &= m\sin\omega_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{T_2^*}{\pi}\frac{\sin\Delta\omega t}{1+T_2^{*2}(\Delta\omega-\Delta K)^2}d(\Delta\omega) \\
&= m\sin(\Delta K t)\cdot\exp(-t/T_2^*)\cdot\sin\omega_0 t \qquad (2.44)
\end{aligned}
$$

が得られ，$\pi/2(90^\circ)$ パルス後に観測される電圧の時間変化は，$V(t) \propto \mu\omega_0 \exp(-t/T_2^*)\,\{\sin(\Delta K t),\ \cos(\Delta K t),\ 0\}$ となり，指数関数的な減衰振動の振動数から，共鳴線の周波数シフト ΔK を測定できる．後節で詳しく説明するように，$K = \Delta K/\gamma H_0$ は，分子系では，化学シフト，固体では，ミクロな磁化率に比例するナイトシフトと呼ばれている．以上のように，共鳴型磁気測定では，物質内部の微視的な磁場分布や電子による磁気的な分極の測定が可能である．

^{13}C-NMR spectra



スピンエコー (SE)

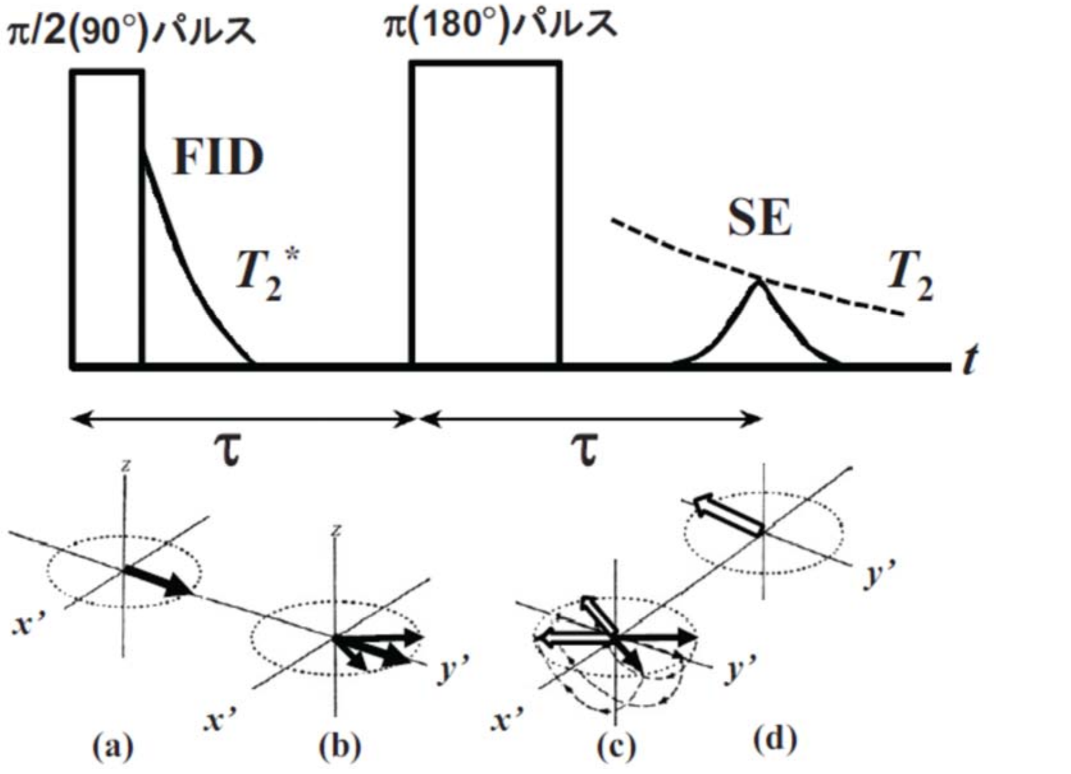
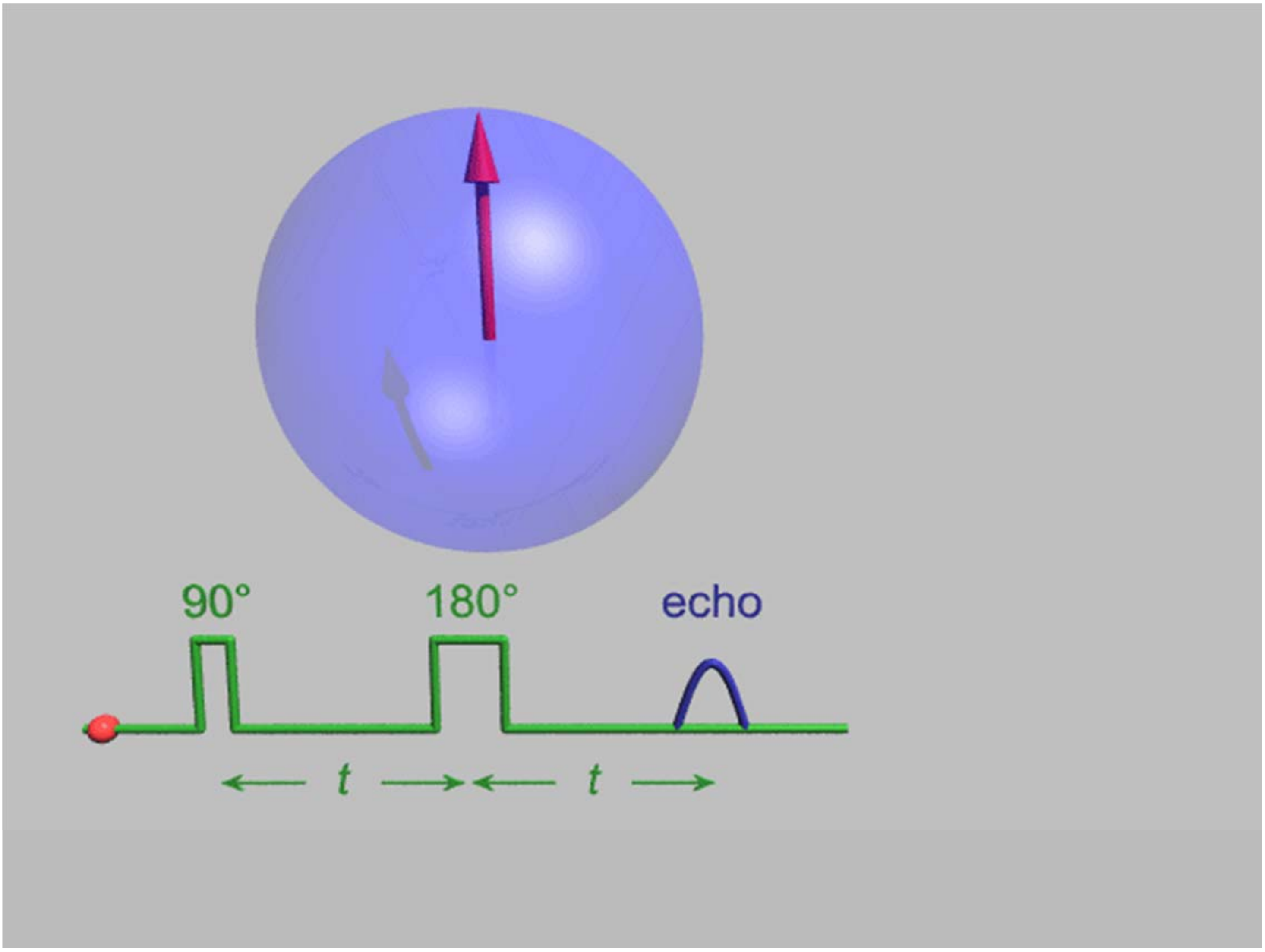
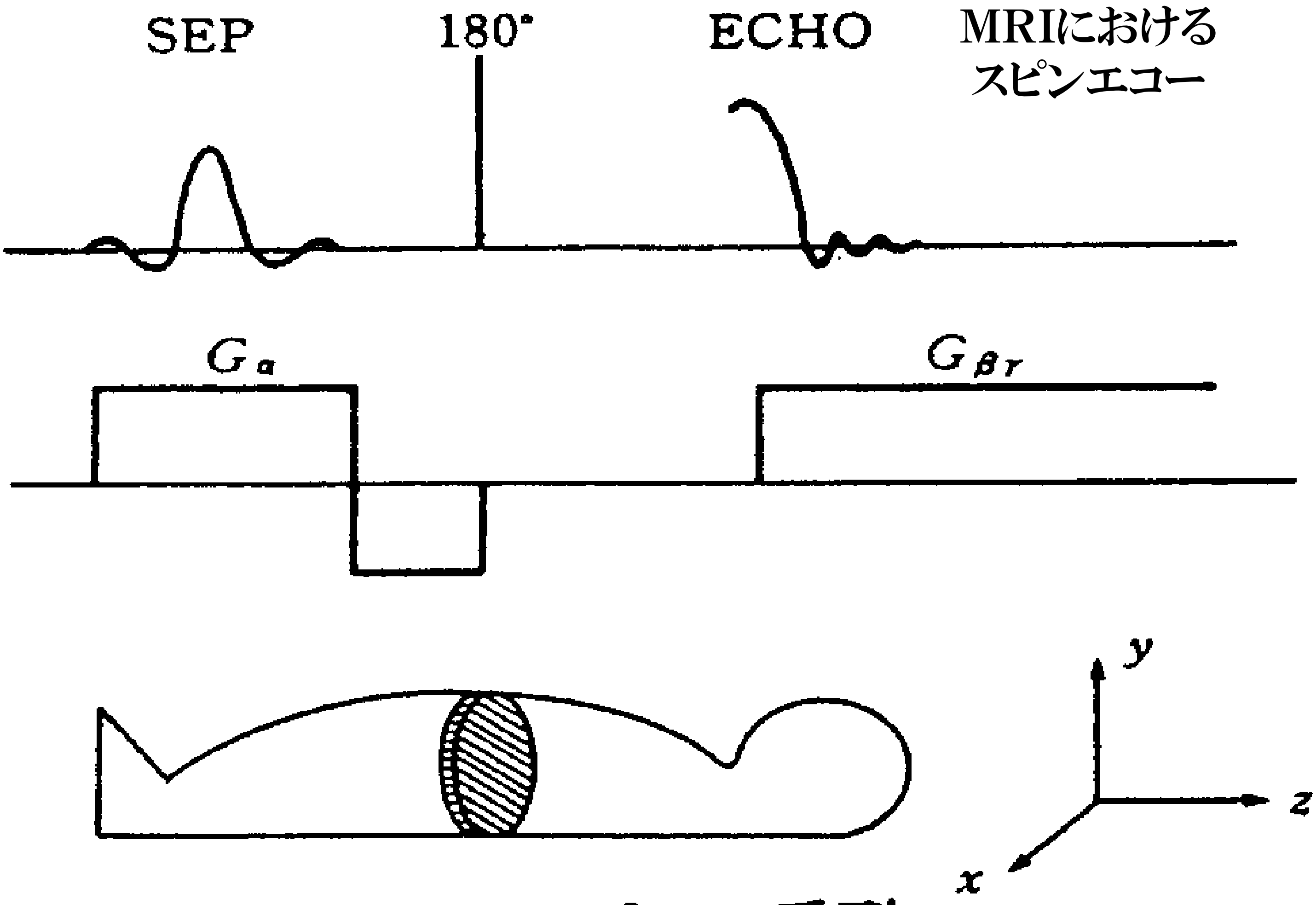


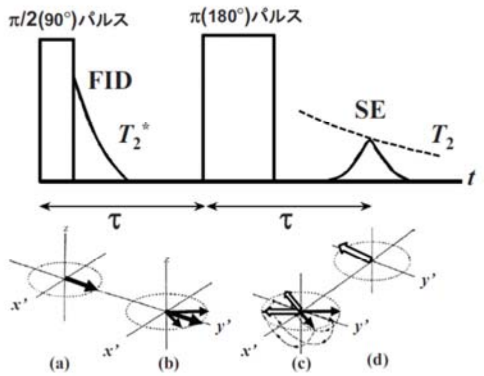
図 2.6: スピンエコーの観測方法. (a) $t = t_p$ で $\pi/2$ パルス直後, (b) $t = \tau$, (c) $t = \tau + 2t_p$ で π パルス直後, (d) $t = 2\tau$ でスピンエコー観測.



MRIにおけるスピンエコー



パルス系列.



(a) $t = t_p$ で $\pi/2(90^\circ)$ パルス直後，

$$\langle \boldsymbol{I} \rangle' = (0,\ m\sin\pi/2,\ m\cos\pi/2) = (0, m, 0)$$

(b) $t = \tau$ で，式 (2.40) から

$$\langle \boldsymbol{I}(\tau) \rangle' = m(\sin\Delta\omega\tau, \cos\Delta\omega\tau, 0)$$

となる． 次に，$t = \tau$ で，π パルスを加えると，x' 成分は回転しないが，y' 成分は $-y'$ 方向まで 180° 回転する．

(c) $t = \tau + 2t_p$ で，π パルス直後のスピン期待値は，

$$\begin{aligned}
\langle I_x(\tau) \rangle' &= \int \psi'(\tau)^* I_x(\tau)\psi'(\tau)dv = m\sin\Delta\omega\tau \\
\langle I_y(\tau) \rangle' &= \int \psi'(\tau)^* I_y(\tau)\psi'(\tau)dv = -m\cos\Delta\omega\tau \qquad (2.45)
\end{aligned}$$

となる. 以下では，$t_p \ll \tau$ とする．

(d) $t > \tau$ で，スピン期待値は，
$\psi'(t) = \exp(i\Delta\omega I_z(t-\tau))\psi'(\tau)$ を用いて，式 (2.38) と式 (2.39) を使って，回転系でスピンの期待値は，以下のように求められる．

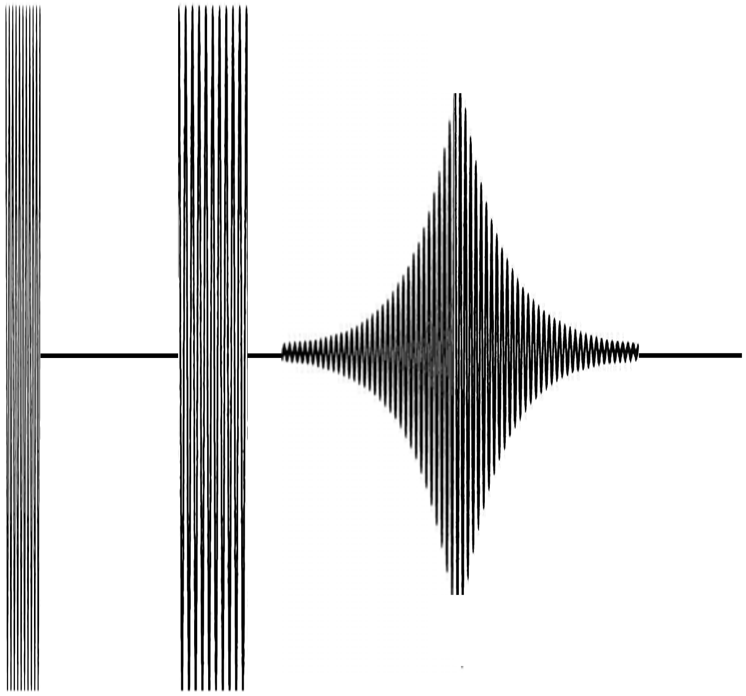
$$\begin{aligned}
\langle I_y(t) \rangle' &= \int \psi(t)'^* I_y \psi'(t)dv \\
&= \int \psi(\tau)'^* \left\{\exp[-i\Delta\omega I_z(t-\tau)] I_y \exp[i\Delta\omega I_z(t-\tau)]\right\} \psi'(\tau)dv \\
&= \int \psi(\tau)'^* \left\{I_y \cos\Delta\omega(t-\tau) - I_x \sin\Delta\omega(t-\tau)\right\} \psi'(\tau)dv \\
&= \left\{\int \psi(\tau)'^* I_y \psi(\tau)' dv\right\} \cos\Delta\omega(t-\tau) - \left\{\int \psi(\tau)'^* I_x \psi(\tau)' dv\right\} \sin\Delta\omega(t-\tau) \\
&= -m\left\{\cos\Delta\omega\tau\cos\Delta\omega(t-\tau) + \sin\Delta\omega\tau\sin\Delta\omega(t-\tau)\right\} \\
&= -m\cos\Delta\omega(t-2\tau) \\
\langle I_x(t) \rangle' &= m\sin\Delta\omega(t-2\tau) \qquad (2.46)
\end{aligned}$$

式 (2.42) と式 (2.43) の磁場分布関数を使って，平均すると，

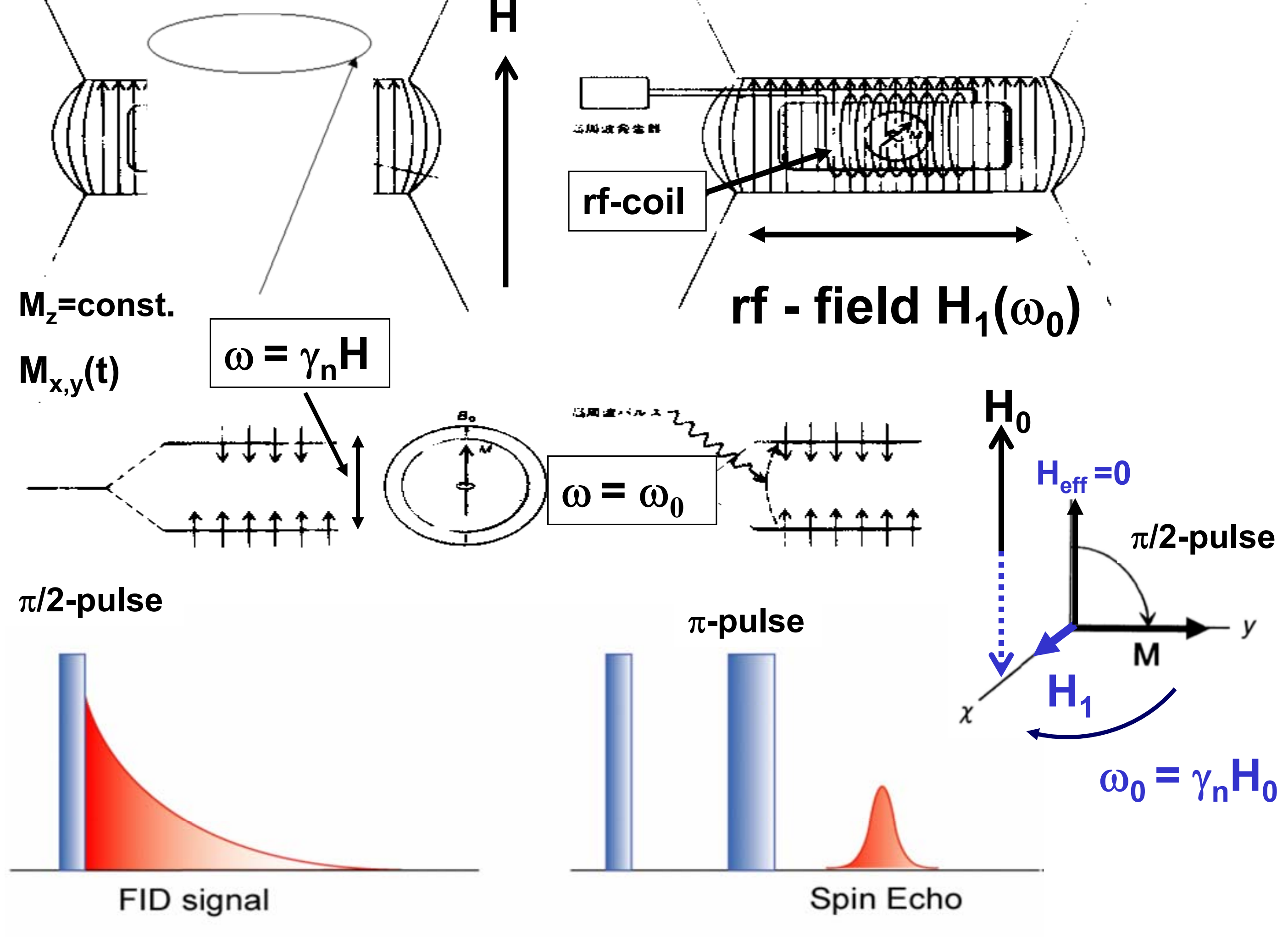
$$\begin{aligned}
\overline{\langle I_y(t) \rangle'} &= -m\cdot\cos\omega_0 t\cdot\exp\left\{-\frac{(t-2\tau)}{T_2^*}\right\} \quad (t > 2\tau) \\
&= -m\cdot\cos\omega_0 t\cdot\exp\left\{\frac{(t-2\tau)}{T_2^*}\right\} \quad (t < 2\tau) \quad (2.47)
\end{aligned}$$

となり，$\underline{t = 2\tau}$ で $\pi/2$ パルス直後の FID とは符号が反対であるが，同じ強度 ($V(t) \propto \mu\omega_0$) の スピンエコー (SE) が観測される．符号を正に折り返した図 2.6 の SE 信号波形 (後述する位相敏感検波によって信号の符号は，正負に変化させることができる) は，もし SE 信号の減衰がなければ，FID 信号の波形を左右対称に繋ぎ合わせた形になる．SE の発見は，NMR の歴史上特筆すべき出来事で，今日のパルス NMR の隆盛の礎となっていると言っても過言ではない．

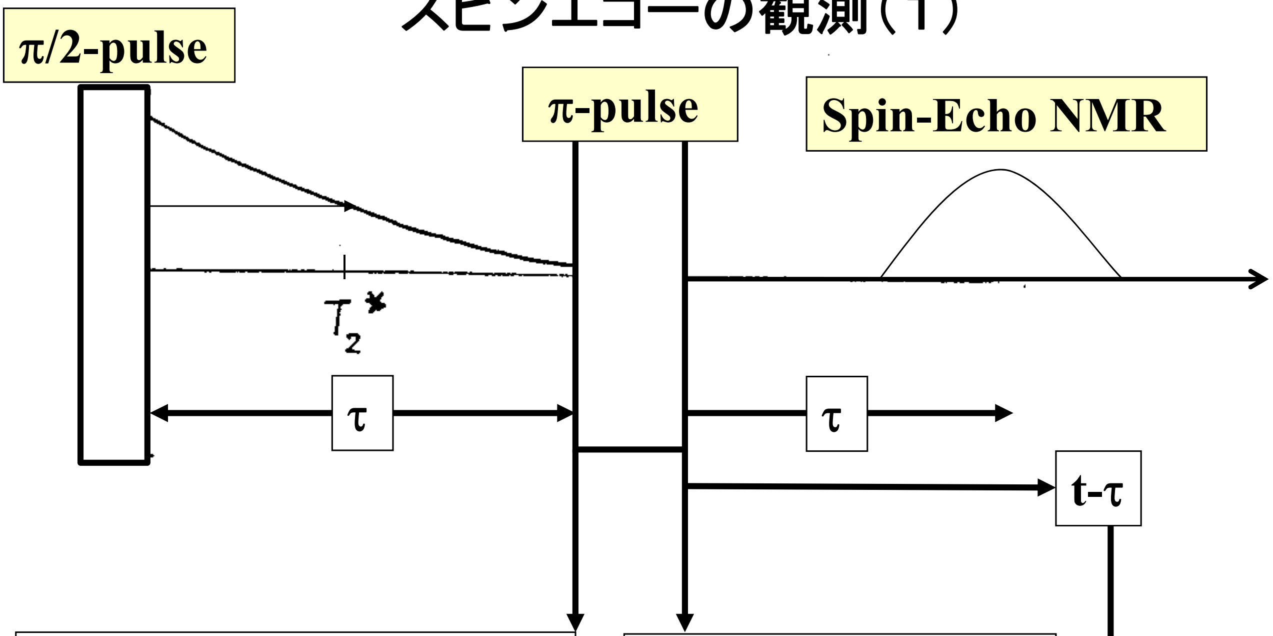
スピンに働く局所磁場の空間分布が時間的に一定であれば，位相 $\Delta\omega\tau$ は保持され，SE は減衰しないが，実際には，$\overline{\langle I_y(2\tau)\rangle} = m\exp(-2\tau/T_2)$ に従って減衰する．ここで，T_2 は，核スピン間の双極子相互作用や核スピン格子-緩和 (T_1) によって起こる SE の減衰時定数である．次節で議論す



Pulsed NMR



スピンエコーの観測（1）



$$M_{y'}(\tau) = M_0 \cos(\gamma_n \Delta H_0 \tau)$$

$$M_{x'}(\tau) = M_0 \sin(\gamma_n \Delta H_0 \tau)$$

$$M_{y'}(\tau) = -M_{y'}(\tau)$$

$$M_{x'}(\tau) = M_{x'}(\tau)$$

$$M_y'(t) = -M_0 \cos(\gamma_n \Delta H_0 \tau)\cos(\gamma_n \Delta H_0 [t - \tau])$$

$$M_y'(t) = -M_0 \sin(\gamma_n \Delta H_0 \tau)\sin(\gamma_n \Delta H_0 [t - \tau])$$

$$M_y'(t) = -M_0\,[\cos(\gamma_n \Delta H_0 \tau)\cos(\gamma_n \Delta H_0 [t - \tau]) + M_0 \sin(\gamma_n \Delta H_0 \tau)\sin(\gamma_n \Delta H_0 [t - \tau])]$$

$$M_y'(t) = -M_0 \cos(\gamma_n \Delta H_0 [t - 2\tau])$$

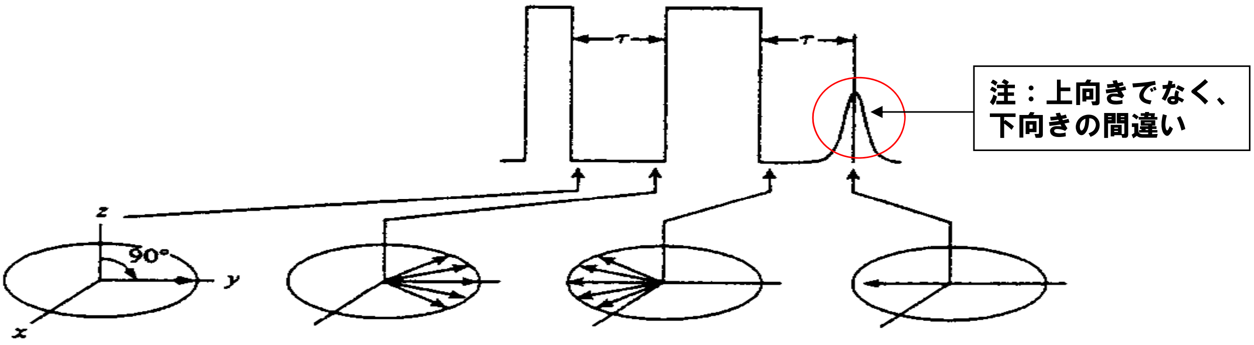
After the integration over the Lorentzian distribution;

$M_y'(t) = -M_0 \exp([t - 2\tau]/T_2^*)$ for $t < 2\tau$,

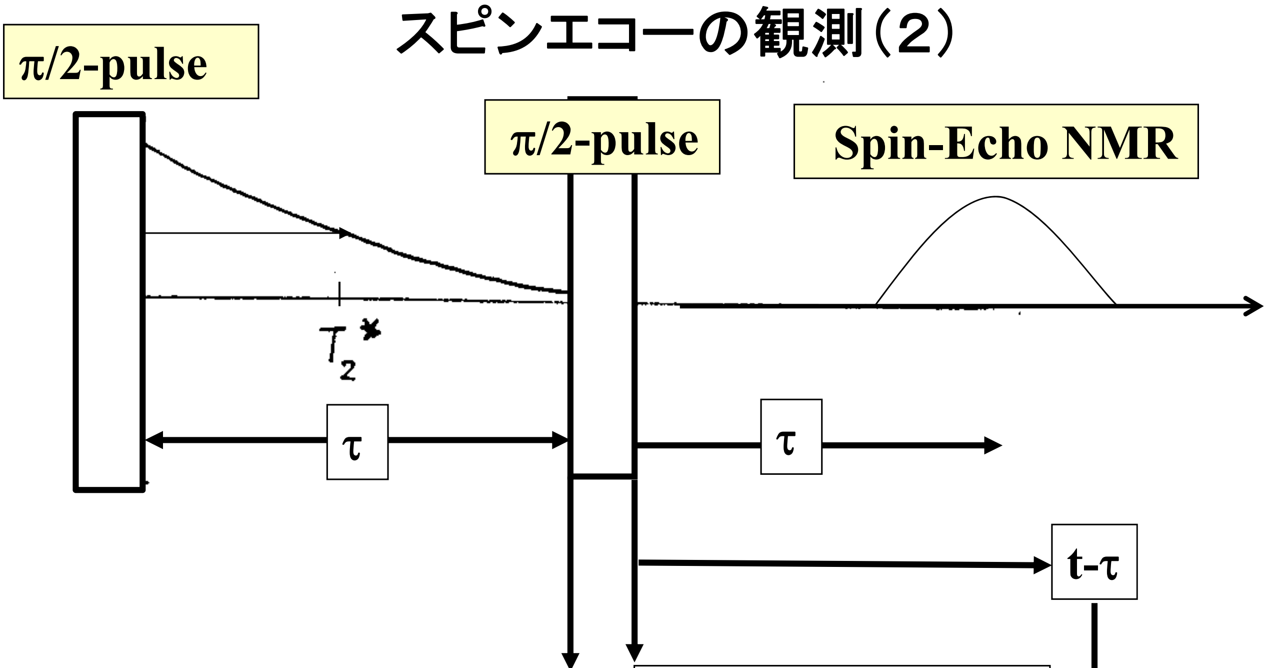
$M_y'(t) = -M_0 \exp(-[t - 2\tau]/T_2^*)$ for $t > 2\tau$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos ax\,dx}{1+x^2} = \pi \exp(-a)(a>0);\ = \pi \exp(a)(a<0)$$

$M(2\tau) = -M_0$



スピンエコーの観測（２）



$M_{y'}(\tau) = M_0 \cos(\gamma_n \Delta H_0 \tau)$

$M_{x'}(\tau) = M_0 \sin(\gamma_n \Delta H_0 \tau)$

$M_z'(\tau) = - M_y'(\tau)$

$M_x'(\tau) = M_x'(\tau)$

$M_z'(t) = - M_0 \cos(\gamma_n \Delta H_0 \tau)$ （y’成分なし）

$M_y'(t) = - M_0 \sin(\gamma_n \Delta H_0 \tau) \sin(\gamma_n \Delta H_0 [t - \tau])$

$M_y'(t) = -M_0 \sin(\gamma_n \Delta H_0 \tau)\sin(\gamma_n \Delta H_0 [t - \tau])$

$M_y'(t) = -M_0 (1/2)[\cos(\gamma_n \Delta H_0 [t - 2\tau]) - \cos(\gamma_n \Delta H_0 t)]$

$\sin A \cdot \sin B = 1/2[\cos(A-B) - \cos(A+B)]$ より

After the integration over the Lorentzian distribution;

$M_y'(t) = -M_0/2[\exp([t-2\tau]/T_2^*) - \exp(-t/T_2^*)]$ for $t < 2\tau$,

$M_y'(t) = -M_0/2[\exp(-[t-2\tau]/T_2^*) - \exp(-t/T_2^*)]$ for $t > 2\tau$

$t = 2\tau$ のとき、第一項 $M(2\tau) = -M_0/2$, 第２項は減衰してゼロ

スピンエコー観測の一般解法：

下記のようなパルス系列でスピンエコーを観測する。

(a) ($\pi/2$-パルス x方向) - τ - (π-パルスx方向) - τ (spin-echo)

$\gamma_n \Delta H_0 = \Delta\omega_0$ として、t 秒後のスピン関数の時間変化は、以下のように書ける。

$$|\psi'(t)\rangle = |\exp[(iI_z\Delta\omega_0(t-\tau)]\exp(iI_x\pi)\exp(iI_z\Delta\omega_0\tau)\exp(iI_x\pi/2)|M_0\rangle$$

ここで、t=0　の初期状態を　$M_0 = N_{av}\hbar\gamma_n \langle I_z \rangle = \langle M_0 | I_z | M_0 \rangle$ とする。

$I'_y(t)$ の期待値：

$$M'_y(t) = \langle \psi'(t) | I_y(t) | \psi'(t) \rangle = -M_0 \cos \Delta\omega_0 (t-2\tau)$$

となることを示す。

$\exp(-i\theta I_z) I_y \exp(i\theta I_z) = I_y \cos\theta - I_x \sin\theta$
$\exp(-i\theta I_x) I_y \exp(i\theta I_x) = I_y \cos\theta + I_z \sin\theta$
$\exp(-i\theta I_x) I_z \exp(i\theta I_x) = I_z \cos\theta - I_y \sin\theta$

$M'_y(t) = \langle\psi'(t)|I_y|\psi'(t)\rangle$

$= \langle M_0|\, \exp(-iI_x\pi/2)\, \exp(-iI_z\Delta\omega_0\tau)\exp(-iI_x\pi)\exp[-(iI_z\Delta\omega_0(t-\tau)]|I_y|$

$\quad \exp[(iI_z\Delta\omega_0(t-\tau)]\exp(iI_x\pi)\exp(iI_z\Delta\omega_0\tau)\exp(iI_x\pi/2)|M_0\rangle$

$\underline{\exp[-(iI_z\Delta\omega_0(t-\tau)]|I_y|\exp[(iI_z\Delta\omega_0(t-\tau)]}=$ ①: $I_y\cos[\Delta\omega_0(t-\tau)]$ − ②: $I_x\sin[\Delta\omega_0(t-\tau)]$

$\exp(-iI_x\pi)$①$\exp(iI_x\pi)=[I_y\cos\pi + I_z\sin\pi]\cos[\Delta\omega_0(t-\tau)] =$ ③: $-\, I_y\cos[\Delta\omega_0(t-\tau)]$

$\exp(-iI_x\pi)$②$\exp(iI_x\pi)=$ ④: $-\, I_x\sin[\Delta\omega_0(t-\tau)]$

$\exp(-iI_z\Delta\omega_0\tau)$③$\exp(iI_z\Delta\omega_0\tau)= -$ ⑤: $[I_y\cos(\Delta\omega_0\tau) - I_x\sin(\Delta\omega_0\tau)]\cos[\Delta\omega_0(t-\tau)]$

$\exp(-iI_z\Delta\omega_0\tau)$④$\exp(iI_z\Delta\omega_0\tau)= -$ ⑥: $[I_x\cos(\Delta\omega_0\tau) + I_y\sin(\Delta\omega_0\tau)]\sin[\Delta\omega_0(t-\tau)]$

$\exp(-iI_x\pi/2)$ ⑤$\exp(iI_x\pi/2) = -\,[I_y\cos\pi/2 + I_z\sin\pi/2]\cos(\Delta\omega_0\tau)\cos[\Delta\omega_0(t-\tau)]$

$= -\,[I_z\sin\pi/2]\cos(\Delta\omega_0\tau)\cos[\Delta\omega_0(t-\tau)] = -\,I_z\cos(\Delta\omega_0\tau)\cos[\Delta\omega_0(t-\tau)]$

$\exp(-iI_x\pi/2)$ ⑥$\exp(iI_x\pi/2) = -\,[I_y\cos\pi/2 + I_z\sin\pi/2]\sin(\Delta\omega_0\tau)\sin[\Delta\omega_0(t-\tau)]$

$= -\,I_z\sin(\Delta\omega_0\tau)\sin[\Delta\omega_0(t-\tau)]$

ここで、$\langle M_0|\, I_z\, |M_0\rangle = M_0$ なので、

$M'_y(t) = -\langle M_0|\, I_z\, |M_0\rangle\{\cos(\Delta\omega_0\tau)\cos[\Delta\omega_0(t-\tau)] + \sin(\Delta\omega_0\tau)\sin[\Delta\omega_0(t-\tau)\}$

$\quad = -M_0\cos\Delta\omega_0\,(t-2\tau)$

同様に,

$M'_x(t) = \langle\psi'(t)|I_x|\psi'(t)\rangle = -M_0\sin\Delta\omega_0\,(t-2\tau)$

$M_y'(t) = -M_0\,[\cos(\gamma_n\Delta H_0\tau)\cos(\gamma_n\Delta H_0[t-\tau]) + M_0\sin(\gamma_n\Delta H_0\tau)\sin(\gamma_n\Delta H_0[t-\tau])]$

$M_y'(t) = -M_0\cos(\gamma_n\Delta H_0[t-2\tau])$

$M_x'(t) = -M_0\sin(\gamma_n\Delta H_0[t-2\tau])$

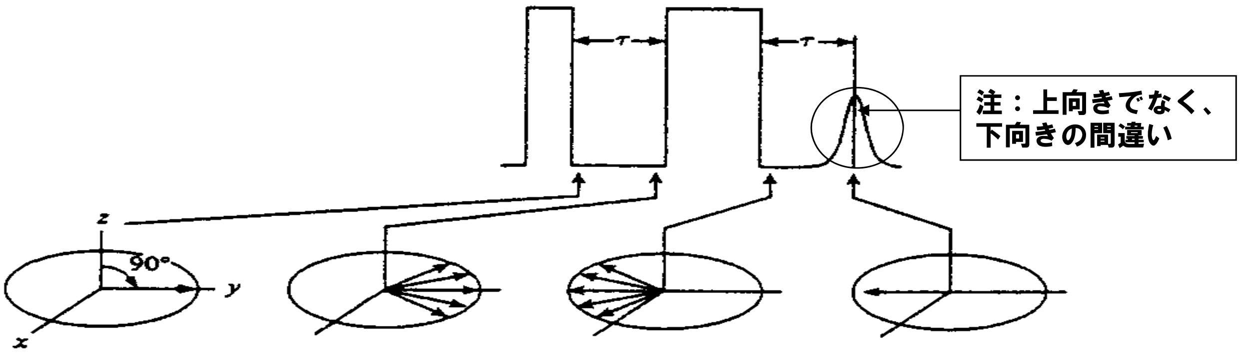
$\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\cos axdx}{1+x^2} = \pi\exp(-a)(a>0); = \pi\exp(a)(a<0)$

After the integration over the Lorentzian distribution;

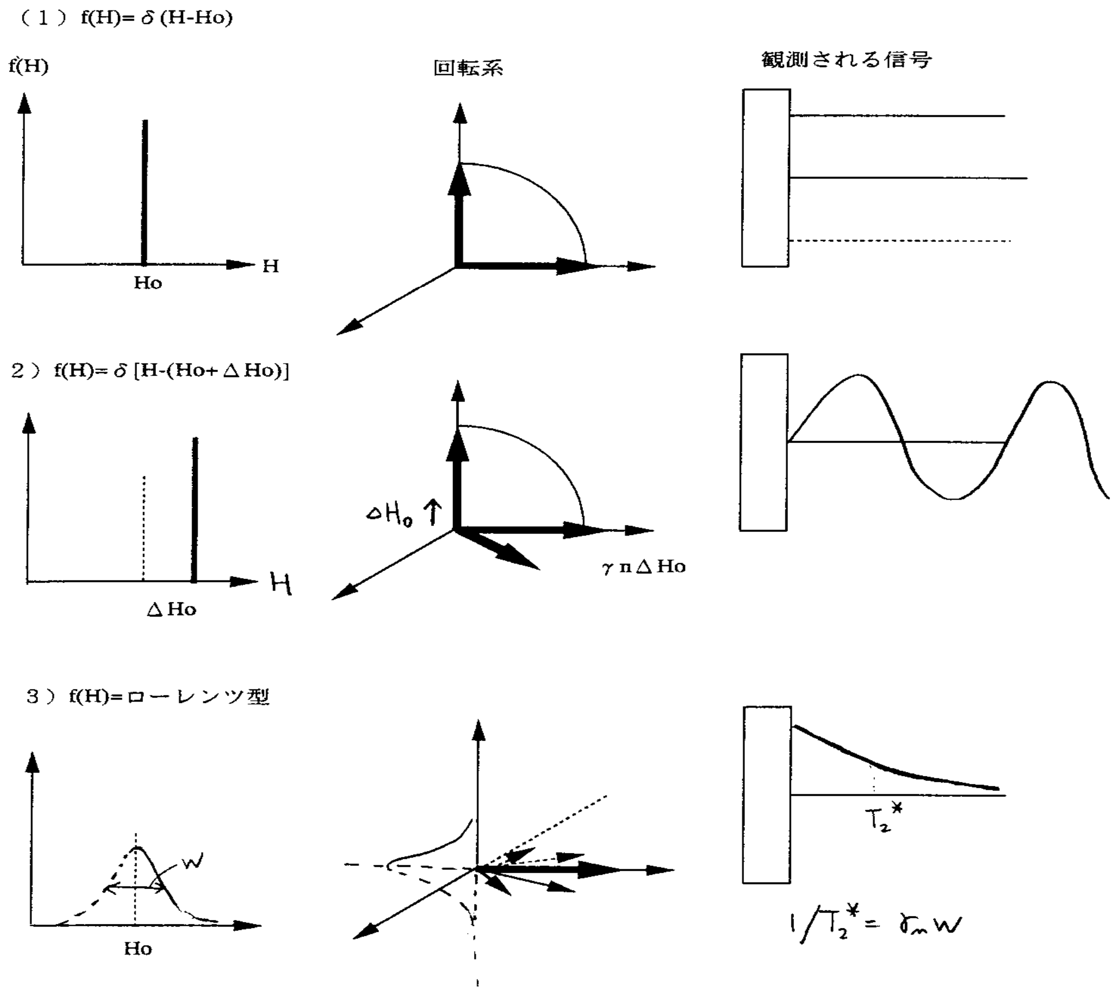
$M_y'(t) = -M_0\exp([t-2\tau]/T_2^*)$ for $t < 2\tau$,

$M_y'(t) = -M_0\exp(-[t-2\tau]/T_2^*)$ for $t > 2\tau$

$M(2\tau) = -M_0$



核スピン系のスペクトル関数と回転系でのスピン運動



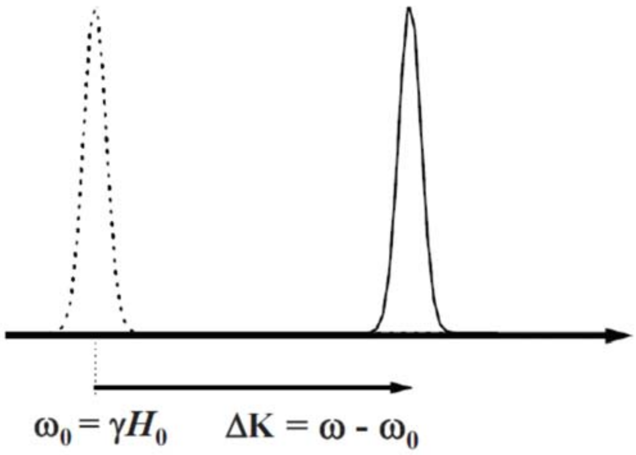


図 2.5: 共鳴線のシフト.

また物質のなかでは，電子系が外部磁場 H_0 によって分極し，後節で述べる超微細相互作用を通じて余分の磁場 $\Delta K/\gamma$ を作る (図 2.5 参照)．このような共鳴線のシフトがあると，式 (2.42) から，

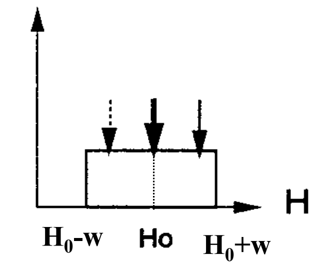
$$\begin{aligned}
\overline{\langle I_y(t)\rangle} &= m\cos\omega_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{T_2^*}{\pi} \frac{\cos\Delta\omega t}{1+T_2^{*2}(\Delta\omega-\Delta K)^2} d(\Delta\omega) \\
&= m\cos(\Delta K t)\cdot\exp(-t/T_2^*)\cdot\cos\omega_0 t \\
\overline{\langle I_x(t)\rangle} &= m\sin\omega_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{T_2^*}{\pi} \frac{\sin\Delta\omega t}{1+T_2^{*2}(\Delta\omega-\Delta K)^2} d(\Delta\omega) \\
&= m\sin(\Delta K t)\cdot\exp(-t/T_2^*)\cdot\sin\omega_0 t \qquad (2.44)
\end{aligned}$$

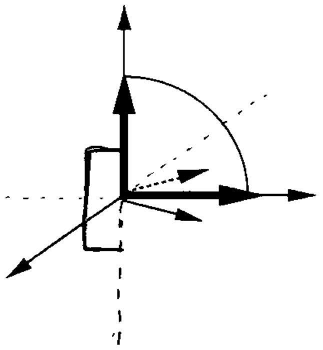
NMR

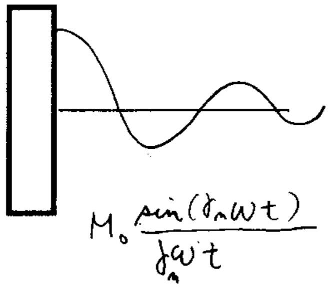
核スピン系のスペクトル関数と回転系でのスピン運動

レポート2

（4） f(H)＝１／２ w



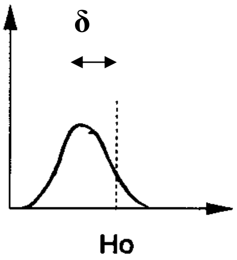


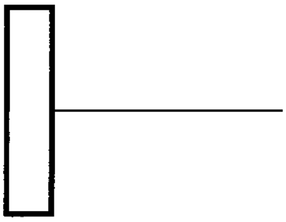


$M_0 \dfrac{\sin(\gamma_n \omega t)}{\gamma_n \omega' t}$

となることを示せ。

（５） シフトがある場合のローレンツ型





観測される信号を描け。

NMRレポート２

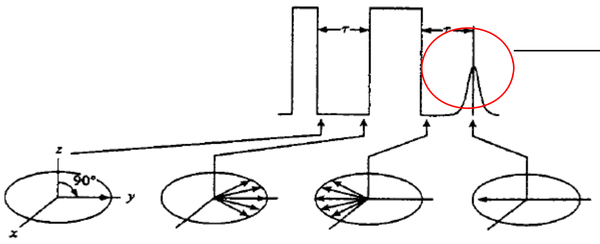
下記のようなパルス系列でスピンエコーを観測する場合は、(*x*-方向)から（π/2-パルス）を印加する。パルスの位相を変化させることによって第２パルスを(*y*-方向)から印加する場合、(a) および(b)のパルス系列でのスピンエコーの強度をM_0を用いて表せ。

(a) :(π/2-パルス *x*方向) - τ - (π-パルスy方向) - τ (spin-echo):

(b) :(π/2-パルス *x*方向) - τ - (π/2-パルスy方向) - τ (spin-echo):

参考:

(π/2-パルス *x*方向) - τ - (π-パルス*x*方向) - τ (spin-echo): **$-M_0(2\tau)$**



注:上向きでなく、下向きの間違い