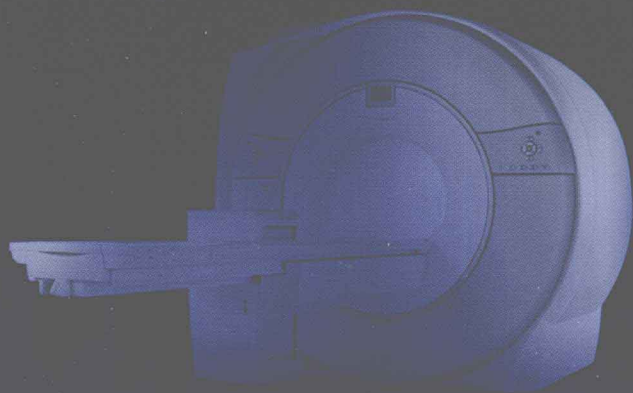


生物医学工程系列规划教材

★现代医学成像科学丛书★

MRI 原理与技术

陈武凡 康立丽 主编



科学出版社

中国医药出版社

“十三五”国家重点图书出版规划项目

MRI原理与技术

第2版 张纪成 主编



张纪成 主编

生物医学工程系列规划教材
现代医学成像科学丛书

MRI 原理与技术

主 编 陈武凡 康立丽
副主编 冯衍秋
编 委 陈武凡 康立丽
冯衍秋 辛学刚
胡 志

科 学 出 版 社

北 京

内 容 简 介

本书内容主要包含核磁共振的物理基础、核磁共振信号种类、磁共振成像原理、磁共振成像脉冲序列、性能参数、磁共振伪影、磁共振新技术以及磁共振成像系统构成等部分。本书以磁共振相关基础理论为出发点,进而将其应用到磁共振成像原理及重建之中,并与实际应用相结合。

本书主要适用于生物医学工程专业、医学影像学专业本科学生,也可作为从事医学影像诊断和设备维修相关人员的参考用书。由于本书的一些章节包含了将图像处理、信号处理等相关方面的知识应用到磁共振成像技术之中的内容,因此本书也可供医学影像技术研究方向的研究生参考。

图书在版编目(CIP)数据

MRI 原理与技术 / 陈武凡, 康立丽主编. —北京:
科学出版社, 2012. 1
(生物医学工程系列规划教材)
(现代医学成像科学丛书)
ISBN 978-7-03-033322-3

I. ①M… II. ①陈… ②康… III. ①核磁共振成像—
高等学校—教材 IV. ①R445. 2

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2012) 第 005169 号

责任编辑: 王国栋 孙 青 / 责任校对: 张 林
责任印制: 孙克忠 / 封面设计: 北京科地亚盟图文设计有限公司

科 学 出 版 社 出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码: 100717

<http://www.sciencep.com>

北京市文林印务有限公司印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2012 年 1 月第 一 版 开本: 787×1092 1/16

2012 年 1 月第一次印刷 印张: 14½

字数: 366000

定价: 35.00 元

(如有印装质量问题, 我社负责调换)

前言

磁共振成像 (magnetic resonance imaging, MRI) 技术是 20 世纪 80 年代在医院投入临床应用的医用影像诊断技术。在几十年的发展历程中, 磁共振成像设备在硬件、软件及成像序列等方面有了巨大的发展, 在临床诊断中起着重要作用。

MRI 技术的物理基础是核磁共振 (nuclear magnetic resonance, NMR) 现象。利用 NMR 现象可以研究物质的微观结构。以不同的射频脉冲 (radio frequency pulse) 序列对生物组织进行激励使其共振可产生核磁共振信号。如果再利用线性梯度场对组织信号进行空间定位, 并利用接收线圈检测组织的弛豫时间和质子密度等信息, 就形成了磁共振成像技术。

NMR 现象是 1946 年由斯坦福大学的 Felix Bloch (1905—1983) 和哈佛大学的 Edward Mills Purcell (1912—1997) 两个人分别独立领导的两个研究小组发现的。Bloch 选用液体水、Purcell 选用石蜡观察到了 ^1H 的 NMR 现象。他们所使用的实验模型是在与主磁场垂直的方向上用适当的 RF 波对进动的原子核进行激励, 该激励可使其章动角增大。停止激励后原子核又会恢复至激励前的状态, 并发射出与激励电磁波同频率的 RF 信号 (核磁共振信号)。Bloch 与 Purcell 由于 NMR 现象的发现获得了 1952 年的诺贝尔物理学奖。

NMR 现象发现以后逐步形成了一门新兴的边缘学科——核磁共振波谱学 (NMR spectroscopy, NMRS), 其在有机化学、生物化学、药物化学方面广为应用; 在石油工业、橡胶工业、食品业、医药工业、矿业等方面都发挥着重要作用。随后, NMR 现象的应用逐步进入了生物医学领域。1967 年, Jasper Johns 等首先利用活体动物进行实验, 成功地检测出动物体内分布的氢、磷和氮的 NMR 信号, 开创了生物体组织化学分析的新纪元。1970 年, 纽约州立大学的 Damadian 发现正常组织与恶性肿瘤组织的 NMR 信号明显不同, 还发现受激组织的偏转磁矩恢复至稳定状态的过程中会发出两类不同的信号。1971 年, Damadian 将其研究成果发表在 *Science* 杂志上。

X-CT 设备的出现使得从事 NMR 研究的人们考虑是否可以将 NMR 这一物理现象应用到成像领域, 获取人体断层影像。许多科学家在核磁共振成像方面进行了大量研究工作。例如, Damadian 历经 7 年的时间终于在 1977 年建造了第一台全身 MRI 装置, 但是该装置从扫描到成像非常繁琐、费时, 不适于医用影像诊断。1973 年 Paul C. Lauterbur 采用叠加可控的、弱的线性梯度场的方法进行选择性地激励得到了需要断层的图像, 并将其研究成果发表在 *Nature* 杂志上。许多学者都认识到用线性梯度场来获取核磁共振图像的空间分辨力是一种实用、有效的方法, 因而在成像观念上产生了质的飞跃。英国 Nottingham 大学的 Peter Mansfield 进一步改进了梯度场的使用方法, 使得快速形成有用的图像成为可能。1976 年由 Peter Mansfield 报道了第一幅人体断层图像。因而线性梯度场的引入成为 MRI 设备发展的关键, 该方法激励研究者在此基础上进一步改进、完善, 逐步形成了目前 MRI 系统常用的三个正交梯度场的模型。还有很多研究者从事成像理论和成像新方法的研究, 例如, 1974 年英国诺丁汉大学的 W. S. Hinshaw 提出敏感点 (sensitive point) 成像方法; 1975

年瑞士苏黎世的 A. Kumar、D. Wetti 和 R. R. Ernst 三人报道了快速傅里叶成像法, Ernst 在核磁共振波谱的傅里叶变换上进行了大量的研究工作并取得了大量研究成果, 其于 1991 年由于高分辨脉冲式傅里叶核磁共振 (FT-NMR) 获得了诺贝尔化学奖; 1977 年 Peter Mansfield 提出了回波平面成像法 (echo planar imaging, EPI) 等。

1980 年, 核磁共振成像设备的出现与发展使 MRI 技术应用到了医学诊疗领域。由于西方人对“核”的恐惧与担心, 人们对并不具有核辐射的核磁共振现象产生误解, 为此在 1980 年将核磁共振成像 (NMRI) 改称为磁共振成像 (MRI)。

Peter Mansfield 和 Paul C. Lauterbur 由于他们在 MR 成像发展过程中所作出的巨大贡献共同获得了 2003 年的诺贝尔生理学或医学奖。

MRI 设备相对于其他影像设备有着突出的优点。例如, ① 在软组织成像、神经系统成像、脑功能成像等方面有着无可替代的优势; ② MRI 系统不会对人体产生电离辐射; ③ 可以实现任意断层的成像; ④ 多参数成像, 可探测更精细、更丰富的信息用于诊断; ⑤ 多对比度成像, 可获取多种不同加权特性的图像, 提高诊断质量。

目前 MRI 技术是医学影像诊断领域发展最为迅猛的技术之一, 除了常规的成像序列和成像技术, 还发展出了很多特殊成像序列与技术, 如 MR 波谱及成像、MR 功能成像、MR 血管成像、MR 扩散成像、MR 灌注成像、磁敏感成像、MR 弹性成像、MR 分子影像学、并行成像技术、螺旋 MR 等。MRI 系统硬件方面的发展也非常迅猛, 如高性能梯度场、双梯度系统、多通道射频线圈、一体化射频线圈、屏蔽技术和匀场技术的改进等; 还有 MRI 系统与一些治疗设备相融合的一体化技术的出现等。

本书共 10 章。第 1 章简要介绍了与核磁共振现象相关的物理基础知识; 第 2 章介绍了几种类型的核磁共振信号; 第 3 章则介绍控制核磁共振信号的扫描参数对不同加权像的影响; 第 4 章在前面三章的基础上讲述了核磁共振信号的空间定位 (空间编码) 的相关知识; 第 5 章介绍了数字化数据空间——k 空间, 包括 k 空间的重建、部分 k 空间的重建和稀疏数据重建等; 第 6 章由简单的脉冲序列出发, 介绍和分析了目前常用的脉冲序列, 并对目前使用的多种脉冲序列进行了简要介绍; 第 7 章介绍了对 MR 图像性能参数有影响的扫描参数和其他影响因素, 该章内容可以贯穿所有章节相关知识点; 第 8 章介绍了 MR 图像的多种类型的伪影表现、成因和解决方法, 包含与扫描参数相关的伪影、与病人相关的伪影、与设备系统性能相关的伪影等; 第 9 章介绍了目前流行的 MRI 新技术, 如磁共振波谱、磁共振脑功能成像、扩散成像、灌注成像、弹性成像和并行成像技术; 第 10 章介绍了 MRI 系统的基本构造以及 MRI 设备的发展。

本书由南方医科大学生物医学工程学院及南方医院从事影像技术科研、教学和设备维修等方面的人员参与编写。陈武凡教授主笔了第 5 章、第 8~10 章的编写; 康立丽副教授主笔了第 1~4 章、第 6~7 章的编写; 冯衍秋副教授参与了 5 章、第 8~9 章的编写; 辛学刚副教授、胡志工程师参与了第 10 章的编写。

感谢李本星、黄鑫、刘平等研究生在本书编写过程中给予的帮助。限于水平, 再者时间紧, 疏漏甚至错误之处在所难免。还请读者批评指正, 以便将来再版时修改。

目 录

前言

第 1 章 核磁共振物理基础	1
1.1 原子核自旋与自旋磁矩	1
1.2 原子核在静磁场中受到的力矩和势能	1
1.3 核磁矩在静磁场中的进动	2
1.4 在射频场作用下的核磁共振现象	4
1.5 核磁共振简单量子理论	6
1.6 原子核系的静磁化强度	7
1.7 磁化强度的弛豫过程	8
1.8 磁化强度的运动方程——Bloch 方程	9
1.9 核磁共振谱线特性	10
第 2 章 核磁共振信号	13
2.1 自由感应衰减信号	13
2.2 自旋回波	14
2.3 Hahn 回波	15
2.4 受激回波	16
2.5 梯度回波	16
第 3 章 MR 图像对比度特性	18
3.1 MR 图像对比度种类	18
3.2 SE 序列不同加权特性的参数设置	19
3.3 梯度脉冲序列的参数设置	20
3.4 对比度的参数优化	20
第 4 章 MR 信号的空间编码	21
4.1 RF 脉冲	21
4.2 空间编码	25
第 5 章 k 空间	32
5.1 k 空间概念及特点	32
5.2 填充部分 k 空间	34
5.3 k 空间与图像空间的关系	35
5.4 k 空间数据重建	37
5.5 部分 k 空间重建	37
5.6 非笛卡儿采样数据采集及重建算法	50
5.7 随机采样稀疏数据重建算法	56

第 6 章 MR 成像脉冲序列	75
6.1 基础脉冲序列	75
6.2 快速自旋回波序列	80
6.3 梯度回波序列	83
6.4 梯度自旋回波序列	88
6.5 平面回波成像技术	89
第 7 章 MR 性能参数与测试	93
7.1 MR 性能参数	93
7.2 性能参数测试	95
第 8 章 MR 图像伪影	99
8.1 与主磁场相关的伪影	99
8.2 与 RF 场相关的伪影	99
8.3 与梯度场相关的伪影	101
8.4 与信号处理相关的伪影	102
8.5 与物理效应相关的伪影	107
8.6 运动伪影	109
第 9 章 特殊 MR 成像技术	132
9.1 磁共振波谱	132
9.2 磁共振功能成像	137
9.3 扩散成像	139
9.4 灌注成像	142
9.5 磁敏感成像技术	144
9.6 磁共振弹性成像技术	147
9.7 并行成像技术	149
第 10 章 MR 成像系统构造	163
10.1 MR 成像系统构造概述	163
10.2 磁体系统	164
10.3 梯度系统	169
10.4 RF 系统	173
10.5 扫描前系统调节	191
10.6 双梯度 MR 成像系统	192
10.7 MRI 系统的进展	203
参考文献	208

第 1 章 核磁共振物理基础

1.1 原子核自旋与自旋磁矩

具有非零磁矩是原子核产生核磁共振现象的内因，外磁场 B_0 是产生核磁共振现象的外因。在经典物理学框架下，原子核可看作一个球形物体围绕其旋转轴做不停的旋转运动，因此具有一定的自旋角动量（以下简称自旋）。经典理论可以形象地解释自旋角动量的形成，但是在定量计算自旋角动量上存在一定的局限性。量子力学理论认为核自旋角动量不是连续的，而是量子化的。可用自旋量子数 I 来表征自旋角动量 J 量子化。例如，自旋角动量在某一方向（如 z 方向）的投影 J_z 为

$$J_z = m_I h/2\pi, \quad m_I = -I, -I+1, \dots, I-1, I \quad (1.1.1)$$

式中， h 是 Plank 常量； m_I 称为自旋磁量子数。

质子、中子和电子均属于费米子，它们的 I 值均是 $1/2$ 。原子核是由质子和中子组成的，原子核的自旋量子数是由质子数和中子数确定的，其确定规律见表 1.1.1。

表 1.1.1 原子核自旋量子数确定规律

质子数 (Z)	中子数 ($A-Z$)	自旋量子数 (I)	举例
偶数	偶数	0	$^{12}\text{C}_6$ 、 $^{16}\text{O}_8$ 、 $^{32}\text{S}_{16}$
奇数	奇数	正整数	$^2\text{H}_1$ 、 $^{14}\text{N}_7$ 的 $I=1$
奇数	偶数	半正整数	$^1\text{H}_1$ 、 $^{13}\text{C}_6$ 、 $^{15}\text{N}_7$ 、 $^{31}\text{P}_{15}$ 的 $I=1/2$ ； $^{11}\text{B}_5$ 和
偶数	奇数		$^{63}\text{Cu}_{29}$ 的 $I=3/2$ ； $^{235}\text{U}_{92}$ 和 $^{241}\text{Pu}_{94}$ 的 $I=5/2$

原子核的自旋角动量 J 及其自旋磁矩 μ （简称核磁矩）之间存在如下关系：

$$\mu = \gamma J, \quad \gamma = ge/2m_N c \quad (1.1.2)$$

式中， γ 称为原子核的旋磁比（gyromagnetic ratio）或磁旋比。其中 e 为电荷大小； m_N 为核子质量； c 为光速， g 为该核的 g 因子。表 1.1.2 列出了部分原子核的自旋量子数、 g 因子、自旋磁矩和磁旋比。大量实验研究表明，各种原子核的 g 因子的数值处于 -4.26 与 $+5.96$ 之间，核磁矩的数值处于 $-2.13 \sim +6.17$ （以核磁子 μ_N 为单位）的范围内。

表 1.1.2 原子核的自旋磁矩

同位素	自旋量子数 I	g	磁矩（以 μ_N 为单位）	磁旋比/ ($10^3 \text{ rad/G} \cdot \text{s}$)
$^1\text{H}_1$	$1/2$	5.585	2.79270	26.735
$^{13}\text{C}_6$	$1/2$	1.405	0.70216	6.728
$^{14}\text{N}_7$	1	0.403	0.40357	1.934
$^{31}\text{P}_{15}$	$1/2$	2.263	1.1305	10.840
$^{23}\text{Na}_{11}$	$3/2$	1.478	2.2161	7.081

注： μ_N 称为核磁子 ($\mu_N = e\hbar/2m_N c$)；1T（特斯拉）= 10^4 G（高斯）

1.2 原子核在静磁场中受到的力矩和势能

在静磁场作用下，核磁矩会受到力的作用，简并的能级会解除简并从而分裂形成不同的能

级。核磁矩在均匀外磁场中受到的力矩和势能分别为

$$\mathbf{L} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B} \quad (1.2.1)$$

$$E = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} = -\mu B \cos \theta \quad (1.2.2)$$

根据量子力学理论可知 E 不是连续变化的, 而是量子化分布的。若把 $\mathbf{B}$ 方向取作 z 方向, 则式 (1.2.2) 化为

$$E = -\mu_z B \quad (1.2.3)$$

考虑 μ_z 的量子化, 可得到核磁矩 $\boldsymbol{\mu}$ 在外磁场 $\mathbf{B}$ 中的量子化能级公式

$$E_I = -\gamma \hbar B m_I = g \mu_N B m_I, \quad m_I = -I, -I+1, \dots, I-1, I \quad (1.2.4)$$

这种不连续的能量值形成原子核在外磁场中的塞曼能级 (Zeeman energy level), 按能级大小画出的图就是 Zeeman 能级图。

由式 (1.2.4) 可以得出相邻能级间隔 ΔE 为

$$\Delta E = \gamma \hbar B = g \mu_N B \quad (1.2.5)$$

Zeeman 能级的形成是由于磁场使基态能级的简并情形被解除, 能级分裂而成。由式 (1.2.5) 可知 Zeeman 能级的特点是相邻能级间隔相等。由式 (1.2.5) 可知 ΔE 与场强 B 的大小成正比。Zeeman 能级间隔 ΔE 对应的是 RF 范围。需要注意的是 Zeeman 能级跃迁只允许相邻能级间的跃迁。

1.3 核磁矩在静磁场中的进动

核磁矩自身存在自旋运动, 在外磁场 $\mathbf{B}$ 作用下会受到力矩 $\mathbf{L}$ 的作用, 该力矩会使自旋围绕磁场 $\mathbf{B}$ 进动。这与陀螺的运动类似, 当它的轴线偏离垂直方向时, 在重力 $\mathbf{G}$ 的作用下并不倒向地面, 而是绕轴转动。陀螺的自旋角动量 $\mathbf{J}$ 在重力场作用下受到力矩 $\mathbf{M} = \mathbf{J} \times \mathbf{G}$ 的作用, $\mathbf{M}$ 垂直纸面向里, 使陀螺做逆时针转动, 如图 1.3.1 (a) 所示。核磁矩 $\boldsymbol{\mu}$ 在磁场作用下受到的力矩 $\mathbf{M} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}$ 的作用, $\mathbf{M}$ 垂直纸面向外, 因此核磁矩做顺时针转动, 如图 1.3.1 (b) 所示。

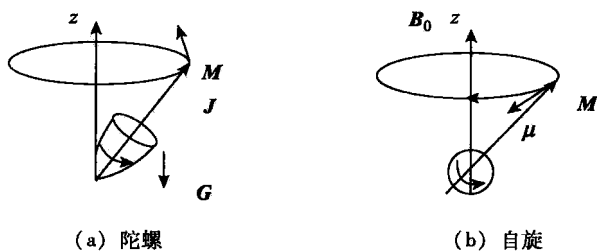


图 1.3.1 陀螺的进动与核磁矩的进动

下面考虑自旋在力矩作用下的运动。当外磁场 $\mathbf{B}$ 为静磁场 $\mathbf{B}_0$ 时, 核磁矩 $\boldsymbol{\mu}$ 在外磁场中的进动方程可写为

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}_0 \quad (1.3.1)$$

利用式 (1.1.2) 可将式 (1.3.1) 转化为

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = \gamma \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}_0 \quad (1.3.2)$$

将式 (1.3.2) 转化为代数式形式 (设 $\mathbf{B}_0$ 方向为 z 方向)

$$\frac{d\mu_x}{dt} = \gamma\mu_y B_0, \quad \frac{d\mu_y}{dt} = -\gamma\mu_x B_0, \quad \frac{d\mu_z}{dt} = 0 \quad (1.3.3)$$

求解式 (1.3.3) 可得到 μ_x , μ_y 和 μ_z

$$\mu_x = A\cos(\omega_0 t + \phi), \quad \mu_y = -A\sin(\omega_0 t + \phi), \quad \mu_z = C$$

A 和 ϕ 由方程的初始条件决定。平面 xOy 上的磁矩可利用 $\mu_{\perp}$ 表示

$$\mu_{\perp} = \sqrt{\mu_x^2 + \mu_y^2} = A \quad (1.3.4)$$

由式 (1.3.4) 可知核磁矩 μ 在 xOy 平面上的投影 $\mu_{\perp}$ 绕着原点转动, $\mu_{\perp}$ 是一个常量 A 。由于 μ_z 也是一个常量, 所以 μ 必在一个圆锥面上绕 z 轴进动 (图 1.3.1 (b)), 进动的角速度为

$$\omega_0 = -\gamma B_0 \quad (1.3.5)$$

当 $\gamma > 0$ 时, ω_0 与 B_0 方向相反, 对着 B_0 方向看 μ 在圆锥面上做顺时针进动; 当 $\gamma < 0$ 时, ω_0 与 B_0 方向相同, 对着 B_0 方向看 μ 在圆锥面上做逆时针进动。图 1.3.1 (b) 中画的是 $\gamma > 0$ 的情况。

由式 (1.3.5) 可知, 核磁矩进动角速度的大小 ω_0 与 B_0 成正比 (图 1.3.2), 与原子核的种类 (γ 值) 有关, 与 μ 和 B_0 的夹角无关, 即与 μ 的能级无关。原子核的这种进动称为拉莫尔进动 (Larmor precession)。

一般利用进动角速度的大小表征拉莫尔进动频率

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (1.3.6)$$

当 B_0 为 1T 时, 氢质子的拉莫尔进动频率约为 42.58MHz; 当 B_0 为 0.5T 时, 氢质子的拉莫尔进动频率约为 21.29MHz。表 1.3.1 列出了几种原子核的自旋量子数和 1T 下的拉莫尔进动频率。

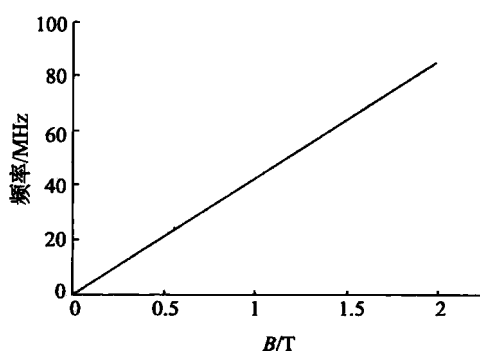


图 1.3.2 拉莫尔进动频率与 B_0 成正比关系 (^1H)

表 1.3.1 几种原子核的自旋量子数与拉莫尔进动频率

原子核	自旋量子数	1T 下拉莫尔进动频率/MHz
^1H	1/2	42.58
^2H	1	6.54
^{13}C	1/2	10.71
^{14}N	1	3.08
^{19}F	1/2	40.08
^{23}Na	3/2	11.27
^{31}P	1/2	17.25

上述推导是实验室坐标系 (L 系: $Oxyz$ 坐标系) 下的结果。在旋转坐标系 (R 系: $OXYZ$ 坐标系) 下也可推得与实验室坐标系一样的结论。如果选择适当的旋转坐标系可使核磁共振中的一些问题得以简化, 因此在核磁共振现象发生后的磁化强度矢量的弛豫过程中常利用旋转坐标系进行计算。

R 系与 L 系共原点, $OZ//Oz$, 即 R 系以瞬时角速度 Ω 绕着 L 系转动, 如图 1.3.3 所示。矢量 F 在 R 系和 L 系中的转换矩阵为

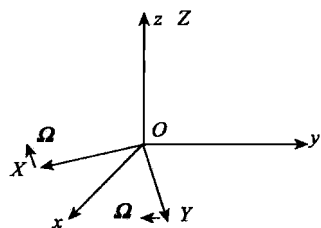


图 1.3.3 R 系绕 L 系以
角速度 Ω 旋转

$$\begin{bmatrix} \cos\omega_0 t & -\sin\omega_0 t & 0 \\ \sin\omega_0 t & \cos\omega_0 t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

如果一个矢量在 L 系中的导数为 $d\mathbf{F}/dt$ ，其在旋转坐标系中的导数为 $\delta\mathbf{F}/\delta t$ （即随同 R 系一起转动的观察者测得的 $\mathbf{F}$ 的时变率），则 $d\mathbf{F}/dt$ 与 $\delta\mathbf{F}/\delta t$ 存在如下关系：

$$d\mathbf{F}/dt = \delta\mathbf{F}/\delta t + \Omega \times \mathbf{F} \quad (1.3.7)$$

式中， Ω 是 R 系相对于 L 系的旋转角速度。利用式 (1.3.7) 结合式 (1.3.2) 也可推得原子核在静磁场作用下的运动是拉莫尔进动，进动频率为 ω_0 。

1.4 在射频场作用下的核磁共振现象

如果单个核磁矩在静磁场中受到与其垂直的射频场（RF 场）作用时会出现什么现象？RF 场如何影响核磁矩？在此将对 RF 场在核磁共振现象中的作用进行说明。

设 $B_x(t) = B_x^{(0)} \cos\omega t$ 是沿着 L 系 x 轴施加的交变磁场，则旋转磁场分量可写为

$$\mathbf{B}_1(t) = B_1(\cos\omega_z t \mathbf{e}_x + \sin\omega_z t \mathbf{e}_y) \quad (1.4.1)$$

式中， $B_1 = B_x^{(0)}/2$ 。现在研究在 $\mathbf{B}_1(t)$ 及 $\mathbf{B}_0$ 同时作用下的核磁矩 μ 的运动，即求解下列方程：

$$d\mu/dt = \mu \times \gamma[\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1(t)] \quad (1.4.2)$$

式 (1.4.2) 很难按照式 (1.3.2) ~ (1.3.5) 的方法进行求解。因此需要选取适当的旋转坐标系（R 系）。取一个与 L 系（ xyz 坐标系）共原点，以角速度 ω_z 旋转的坐标系 $OXYZ$ ，并且 $OZ//Oz$ 。由 R 系观察，旋转磁场分量 $\mathbf{B}_1(t)$ 变成静止的磁场 $\mathbf{B}_1 = B_1 \mathbf{e}_x$ ，由式 (1.4.2) 和式 (1.3.7) 可得

$$\delta\mu/\delta t = \mu \times [\gamma(\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1) + \omega_z \mathbf{e}_z] = \mu \times [(\omega_z + \gamma B_0) \mathbf{e}_z + \gamma B_1 \mathbf{e}_x] \quad (1.4.3)$$

设 RF 场的频率 $\omega > 0$ ，其顺时针旋转磁场分量 $\omega_z = -\omega < 0$ ，再设 $\gamma > 0$ ，则式 (1.4.3) 化为

$$\delta\mu/\delta t = \mu \times \gamma[(B_0 - \omega/\gamma) \mathbf{e}_z + B_1 \mathbf{e}_x] = \mu \times \gamma \mathbf{B}_{\text{eff}} \quad (1.4.4)$$

式中， $\mathbf{B}_{\text{eff}}$ 为等效磁场

$$\mathbf{B}_{\text{eff}} = (B_0 - \omega/\gamma) \mathbf{e}_z + B_1 \mathbf{e}_x \quad (1.4.5)$$

由式 (1.4.4) 可知，在以角速度 $\omega = -\omega \mathbf{e}_z$ 旋转的坐标系 $OXYZ$ 中，核磁矩 μ 将绕着 $\mathbf{B}_{\text{eff}}$ 进动，进动角速度 $\omega_p = -\gamma \mathbf{B}_{\text{eff}}$ ，即 μ 在以 $\mathbf{B}_{\text{eff}}$ 为轴的一个圆锥面上进动，如图 1.4.1 所示。

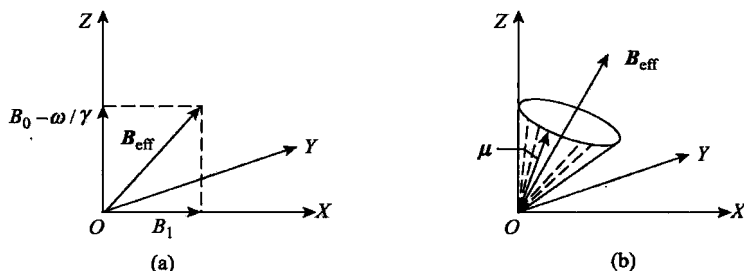


图 1.4.1 在 RF 场作用下，自旋磁矩 μ 绕等效磁场进动示意图

当顺时针旋转的磁场分量的角速度 ω （也是 R 系的旋转角速度）正好等于核磁矩的拉莫

尔进动频率 ω_0 时, 根据公式 (1.4.5) 有

$$\mathbf{B}_{\text{eff}} = B_1 \mathbf{e}_x \quad (1.4.6)$$

在旋转坐标系下自旋磁矩的进动角速度为

$$\boldsymbol{\omega}_p = -\gamma \mathbf{B}_1 = -\gamma B_1 \mathbf{e}_x \quad (1.4.7)$$

一般情况下, $B_1 \ll B_0$, 所以相对于拉莫尔进动来说, 上述进动是缓慢的。在 L 系中, $\boldsymbol{\mu}$ 一方面以角速度 $\boldsymbol{\omega}_0 = -\gamma \mathbf{B}_0$ 绕 z 轴做快速进动, 另一方面又以角速度 $\boldsymbol{\omega}_p = -\gamma B_1 \mathbf{e}_x$ 绕 x 轴做缓慢进动。 $\boldsymbol{\mu}$ 绕 B_1 进动致使 $\boldsymbol{\mu}$ 与静磁场 B_0 之间的夹角 θ 不断地变化, 因此 $\boldsymbol{\mu}$ 的势能 E 也不断变化。当 θ 从 0 开始增大时, $\boldsymbol{\mu}$ 在阴影上方, 势能 E 亦随之增大。此时核磁矩从外加 RF 场吸收能量, 这便是核磁共振吸收现象。由上可知, 发生核磁共振的条件是 RF 场的频率 ω_{RF} 等于核磁矩在静磁场中的拉莫尔进动频率, 即

$$\omega_{\text{RF}} = \omega_0 = \gamma B_0 \quad (1.4.8)$$

若 RF 场的频率满足核磁共振的条件, 且当 $t=0$ 时, 假设 $\boldsymbol{\mu}$ 与 z 轴平行, RF 场作用时间 t_ω 很短, 则 RF 脉冲作用核磁矩 $\boldsymbol{\mu}$ 使之绕 B_1 转动一定的角度, 该角度称为翻转角 (flip angle, FA), 其大小为

$$\theta = \gamma B_1 t_\omega \quad (1.4.9)$$

使 $\boldsymbol{\mu}$ 绕 B_1 转过 90° 的 RF 脉冲叫做 90° 脉冲, 而使 $\boldsymbol{\mu}$ 绕 B_1 转过 180° 的 RF 脉冲叫做 180° 脉冲, 见图 1.4.2。如果 FA 为任意角度 α , 则施加的 RF 脉冲叫做 α 脉冲。

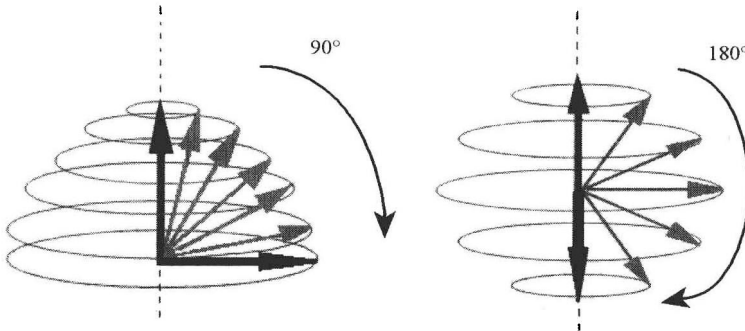


图 1.4.2 90° RF 脉冲和 180° RF 脉冲

当外加 RF 场的频率 ω_{RF} 不等于核磁矩的拉莫尔频率 ω_0 时, 可分两种情况进行讨论。一种是当 ω_{RF} 与 ω_0 相差不大时, 原子核交替吸收和辐射能量, 仍旧能够观察到核磁共振现象, 只是核磁共振信号强度没有 ω_{RF} 与 ω_0 相等的情况下信号强; 第二种情况是 ω_{RF} 与 ω_0 相差很大, 则上述交替吸收和辐射能量的过程很快, 实际上相当于核磁矩不吸收净能量或 θ 角不变化, 没有核磁共振信号产生。

这好比我们准备调节收音机接收某一频道的节目, 当调节的频率远离该信号的频率时, 不能接收到该频率的信号; 但是当调节到逐步接近该频率时, 可以听到该频率的信号, 只是声音不是非常清晰有些嘈杂; 如果调节到与该节目频率一致时, 可以清晰地接收到该频率的节目。

实现核磁共振可以采用扫场法或扫频法。扫场法是调节静磁场强度使之满足式 (1.4.8); 扫频法是调节 RF 场的频率, 使扫描条件满足式 (1.4.8)。扫场法一般不应用在医用 MRI 系统中, 即医用 MRI 系统使用扫频法。

1.5 核磁共振简单量子理论

按照量子力学, 磁偶极跃迁服从 $\Delta m_I = \pm 1$ 的选择定则, 该定则说明只有相邻能级的跃迁才会使原子核发生磁偶极跃迁, 从而产生核磁共振信号。

当 $\Delta m_I = -1$ 时, 低能级自旋吸收能量跃迁到高能级 (受激吸收); 当 $\Delta m_I = +1$ 时, 高能级自旋辐射能量跃迁到低能级 (受激辐射), 见图 1.5.1。

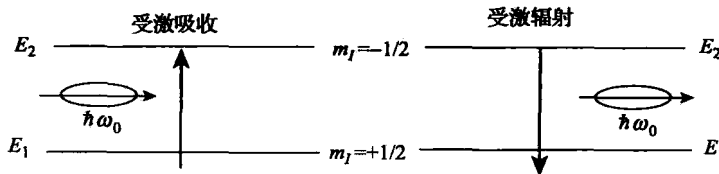


图 1.5.1 核磁矩的能级跃迁——受激吸收和受激辐射

受激吸收和受激辐射发生的概率 W 是相等的, 跃迁概率 W 的大小与外加电磁场的能量密度有关。在时间 dt 内发生受激吸收的粒子数为 WN_1dt , 发生受激辐射的粒子数为 WN_2dt 。 N_1 、 N_2 分别是 t 时刻位于低、高能级自旋总数。

处于热平衡态时, 原子核数目在各能级上的分布服从玻尔兹曼 (Boltzmann) 分布, 即

$$N_i = Ne^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (1.5.1)$$

式中, N_i 表示第 i 个能级上的核数; E_i 为该能级上的能量; N 为系统的总核数; k 为玻尔兹曼常量 ($k = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J/K}$); T 为绝对温度。

由式 (1.5.1) 可知能级越低, 其上的粒子数越多; 能级越高, 其上的粒子数越少。热平衡态下, 高低能级粒子数比值为

$$N_2^{(0)}/N_1^{(0)} = e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \approx 1 - \Delta E/kT = 1 - \gamma \hbar B_0/kT \quad (1.5.2)$$

热平衡态时, 低能级粒子数比高能级粒子数多, 因此核系的总吸收大于总辐射。从而在满足核磁共振条件时, 外加 RF 场能量被吸收。如果核系处于非热平衡态, 如处于 $N_1 = N_2$ 状态, 则系统既不吸收也不辐射电磁能量, 观察不到核磁共振现象。 $N_1 = N_2$ 状态也称为饱和态 (saturation)。

由式 (1.5.2) 可知增大高低能级粒子数差异的方法有两种: 一是提高磁感应强度 B_0 ; 二是降低样品温度。在实际应用中, 要视具体情况利用上述两个条件。

施加频率满足条件的 RF 场后, 各能级粒子数分布有何变化呢? 下面以 $I = 1/2$ 的核系为例讨论施加 RF 场后各能级粒子数的变化情况。设受激吸收和受激辐射的概率为 W , 低、高能级粒子数差为 $n = N_1 - N_2$ 。低、高能级单位时间内的粒子数变化分别为

$$dN_1/dt = -WN_1 + WN_2 \quad (\text{低能级粒子数变化率})$$

$$dN_2/dt = -WN_2 + WN_1 \quad (\text{高能级粒子数变化率})$$

单位时间内低、高能级粒子数差异为

$$dn/dt = -2Wn \quad (1.5.3)$$

其通解为

$$n = n_0 e^{-2Wt} \quad (1.5.4)$$

n_0 为初始时刻低、高能级粒子数差异, 即热平衡态下的粒子数差异。由 (1.5.4) 可知低高能级粒子数差异迅速衰减为 0, 即迅速发生饱和。面对迅速饱和的情形, 核磁共振谱线迅速

展宽、强度降低（即基本没有核磁共振信号），这与实际情形不完全相符。实际上除了受激跃迁，还存在另一个过程——热弛豫跃迁（thermal relaxation transition）。

热弛豫跃迁过程是高、低能级粒子与周围环境（晶格）碰撞跃迁到低、高能级的过程，即恢复到热平衡态的过程。只是对于热弛豫跃迁，高能级跃迁到低能级的概率（ W_{21} ）大于低能级跃迁到高能级的概率（ W_{12} ）。

热弛豫跃迁导致低、高能级的粒子数差异 dn/dt 为

$$dn/dt = d(N_1 - N_2)/dt = -2(W_{12}N_1 - W_{21}N_2) \quad (1.5.5)$$

令 $W' = (W_{12} + W_{21})/2$ 及 $T_1 = \frac{1}{2}W'$ 可得到

$$-dn/dt = (n - n_{(o)})/T_1 \quad (1.5.6)$$

如果受激跃迁与热弛豫跃迁导致不同能级粒子数差异达到动态平衡，即

$$(dn/dt)_{\text{tot}} = (dn/dt)_{\text{res}} + (dn/dt)_{\text{rel}} = 0 \quad (1.5.7)$$

则可以持续观察到稳定的核磁共振吸收现象。

将式（1.5.3）和式（1.5.6）代入式（1.5.7）可得

$$2n_s W + (n_s - n_{(o)})/T_1 = 0 \quad (1.5.8)$$

n_s 是动态平衡下低、高能级粒子数差异。

$$n_s = n_{(o)} / (1 + 2WT_1) \quad (1.5.9)$$

由式（1.5.9）可知当 $2WT_1 \ll 1$ 时， $n_s = n_{(o)}$ ，系统没有饱和现象，可以得到强信号；当 $2WT_1 \gg 1$ 时， $n_s = 0$ ，系统完全饱和，不能持续观察核磁共振信号。

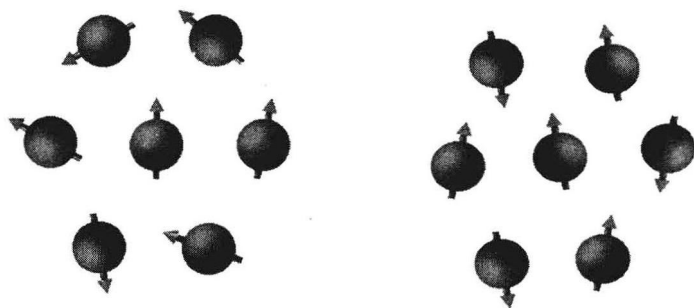
通过以上讨论可知场强、温度和 RF 场是影响核磁共振信号强度的三个决定性因素。为了得到较强的核磁共振信号，采取的措施是高场、低温及适当的 RF 场。

1.6 原子核系的静磁化强度

前面讨论了单个原子核的核磁共振情形，实际上实验样品含有大量的原子核，实验观察到的信号也是来源于大量原子核，因此需要由微观转向宏观。

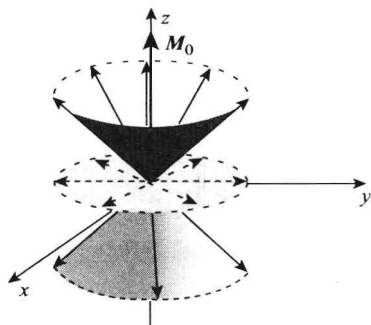
F. Bloch 首先提出了由微观转向宏观的宏观物理量并建立了 NMR 的宏观理论。原子核系中单位体积内原子核自旋磁矩的矢量和称作原子核系的磁化强度矢量 M （magnetization），简称磁化强度。

原子核系在无外加磁场作用时，核磁矩的方向是随机分布的，见图 1.6.1（a），矢量合为零。当原子核系置于静磁场 B_0 中时，诸核磁矩将绕 B_0 方向做拉莫尔进动，见图 1.6.1（b）。



（a）无外加磁场的进动杂乱无章 （b）磁场作用下原子核的进动有了取向

图 1.6.1 原子核进动

图 1.6.2 磁化强度矢量 M 的形成

在磁场作用下, 诸核磁矩在 B_0 方向的投影合不为零, 这是因为高低能级粒子数的差异, 使得处于低能级的自旋磁矩和大于高能级的自旋磁矩矢量合, 见图 1.6.2。在 B_0 作用下 $M \neq 0$, 即原子核系被静磁场 B_0 磁化了, 磁化强度矢量代表了原子核系被磁化的程度。宏观磁化强度矢量的大小与静磁场磁感应强度的大小成正比, 即 B_0 越大, M_0 越大。

1.7 磁化强度的弛豫过程

在静磁场中, 原子核系达到热平衡状态时, 磁化强度矢量与静磁场平行, 如图 1.7.1 (a) 所示。当磁化强度矢量受到与静磁场方向垂直的 RF 磁场的作用时, 它会偏离热平衡状态时的方向, 如图 1.7.1 (b) 所示。当该 RF 场停止作用后, M 会从偏离热平衡状态的方向逐渐恢复到平衡状态的方向 (z 方向), 这个过程称为磁化强度的弛豫过程 (relaxation)。

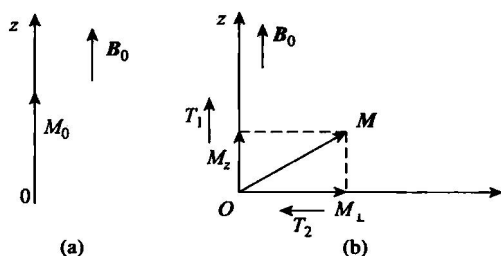


图 1.7.1 磁化强度的弛豫过程

F. Bloch 假设磁化强度矢量的竖直分量 M_z 和水平分量 $M_{\perp}$ 从偏离平衡状态恢复到平衡状态的速率与它们对平衡值的偏离量成正比。假设静磁场 B_0 与 z 轴平行, 在热平衡状态时磁化强度 M_0 与 B_0 平行, 其垂直分量 $M_z = M_0$, 水平分量 $M_{\perp} = 0$ 。根据 Bloch 的假设可得到下列公式:

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{M_z - M_0}{T_1}, \quad \frac{dM_{\perp}}{dt} = -\frac{M_{\perp}}{T_2} \quad (1.7.1)$$

式 (1.7.1) 中 T_1 和 T_2 分别决定磁化强度的垂直分量和水平分量的弛豫速率。所以 T_1 称为纵向弛豫时间常数, T_2 称为横向弛豫时间常数。实验证明, 对于液体和大多数不太黏滞的物体式 (1.7.1) 是成立的, 对一般物质也近似成立。但是对于固体, 式 (1.7.1) 不成立。

在 90° RF 脉冲的作用下 M 章动到水平面, 则式 (1.7.1) 的积分形式为

$$\begin{aligned} M_z(t) &= M_0(1 - e^{-t/T_1}) \\ M_{\perp}(t) &= M_0 e^{-t/T_2} \end{aligned} \quad (1.7.2)$$

图 1.7.2 表示磁化强度垂直分量 $M_z(t)$ 和水平分量 $M_{\perp}(t)$ 在 90° RF 脉冲作用后的弛豫过程。

纵向弛豫过程实际上是原子核与周围的环境 (晶格) 相互作用的过程, 自旋与晶格的相互作用使得高低能级上粒子数分布逐渐恢复到热平衡状态的过程, 因此纵向弛豫过程也称为自旋-晶格弛豫过程, T_1 亦称为自旋-晶格弛豫时间常数。原子核自旋系统在晶格中寻找与其匹配的电场从而将能量传递出去使系统恢复到热平衡态。 T_1 的长短不仅意味系统弛豫恢复的快慢, 也意味着晶格中是否有较强的与自旋系统匹配的电场成分。能量传递快, 则 T_1 短, 反之则长。样品中若有顺磁性物质存在, 将使 T_1 大大减小。用造影剂增强 MRI 组织对比度就

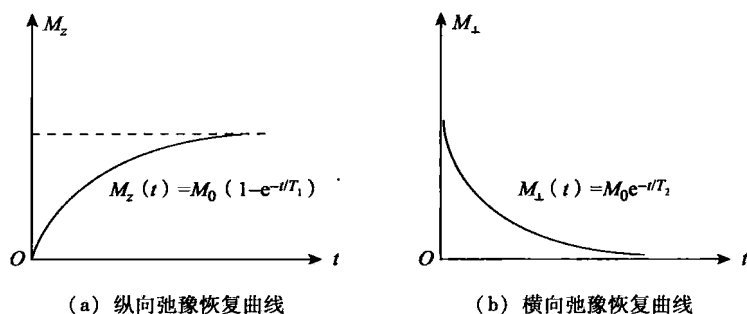


图 1.7.2 90° RF 脉冲作用后的弛豫过程

是利用了这一性质。

影响 T_1 的因素很多, 如偶极-偶极弛豫、顺磁性物质等。场强对 T_1 也有影响, 场强越强, T_1 越大。对生物组织, 软组织的 T_1 比流体和固体的低。

影响横向弛豫过程的原因之一是原子核间的相互作用, 即自旋-自旋相互作用; 第二个原因是静磁场非均匀性, 由于各个原子核所处的静磁场不同, 因此拉莫尔进动频率不同, 不同自旋产生相位差异。相位差异随时间而累加, 逐步变成随机分布, 从而使众多核磁矩的水平分量相互抵消, 导致磁化强度矢量的水平分量迅速衰减为零。所以横向弛豫过程是自旋-自旋作用和静磁场的非均匀性共同引起的。用 T_2^* , T_2 和 T_2' 分别表示横向弛豫过程、自旋-自旋弛豫过程、静磁场非均匀性弛豫过程的时间常数, 它们的关系是

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2'} \quad (1.7.3)$$

对于固体, 自旋-自旋作用导致的弛豫时间常数 T_2 为 $10^{-4} \sim 10^{-6}$ 秒, 固体横向弛豫时间常数 T_2^* 主要由自旋-自旋弛豫时间常数 T_2 决定。对于液体, 自旋-自旋相互作用较弱, 因而 T_2 较长。如果磁场均匀性较差, 横向弛豫时间常数 T_2^* 主要由静磁场非均匀性弛豫时间常数 T_2' 决定。组织的弛豫时间常数 T_1 、 T_2 和 T_2^* 一般存在如下关系:

$$T_2^* < T_2 < T_1 \quad (1.7.4)$$

人体组织的 T_1 一般为几百毫秒, T_2 一般为几十毫秒至 200 毫秒。弛豫时间常数 T_1 和 T_2 是核磁共振的重要参数, 对 MR 图像的信号强度、组织对比度有直接的影响。

1.8 磁化强度的运动方程——Bloch 方程

由于 F. Bloch 在磁化强度矢量的弛豫过程中引入了 T_1 和 T_2 两个时间常数, 分别描述磁化强度矢量的纵向和横向分量的弛豫过程, 从而可以用一个较简单的方程来表示磁化强度的运动。考虑外加磁场 $\mathbf{B}$ (包括静磁场和 RF 交变磁场) 对磁化强度矢量 $\mathbf{M}$ 的作用和弛豫过程, 可用叠加方法得出磁化强度的运动方程 (由于这两种作用各自独立), 即

$$d\mathbf{M}/dt = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B}) - M_x/T_2 \mathbf{e}_x - M_y/T_2 \mathbf{e}_y - (M_z - M_0)/T_1 \mathbf{e}_z \quad (1.8.1)$$

式 (1.8.1) 的解为

$$\begin{aligned} M_x &= \frac{\gamma B_1 M_0 T_2^2}{1 + T_2^2(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} \left[(\omega_0 - \omega) \cos \omega t + \frac{\sin \omega t}{T_2} \right] \\ M_y &= \frac{\gamma B_1 M_0 T_2^2}{1 + T_2^2(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} \left[-(\omega_0 - \omega) \sin \omega t + \frac{\cos \omega t}{T_2} \right] \end{aligned} \quad (1.8.2)$$