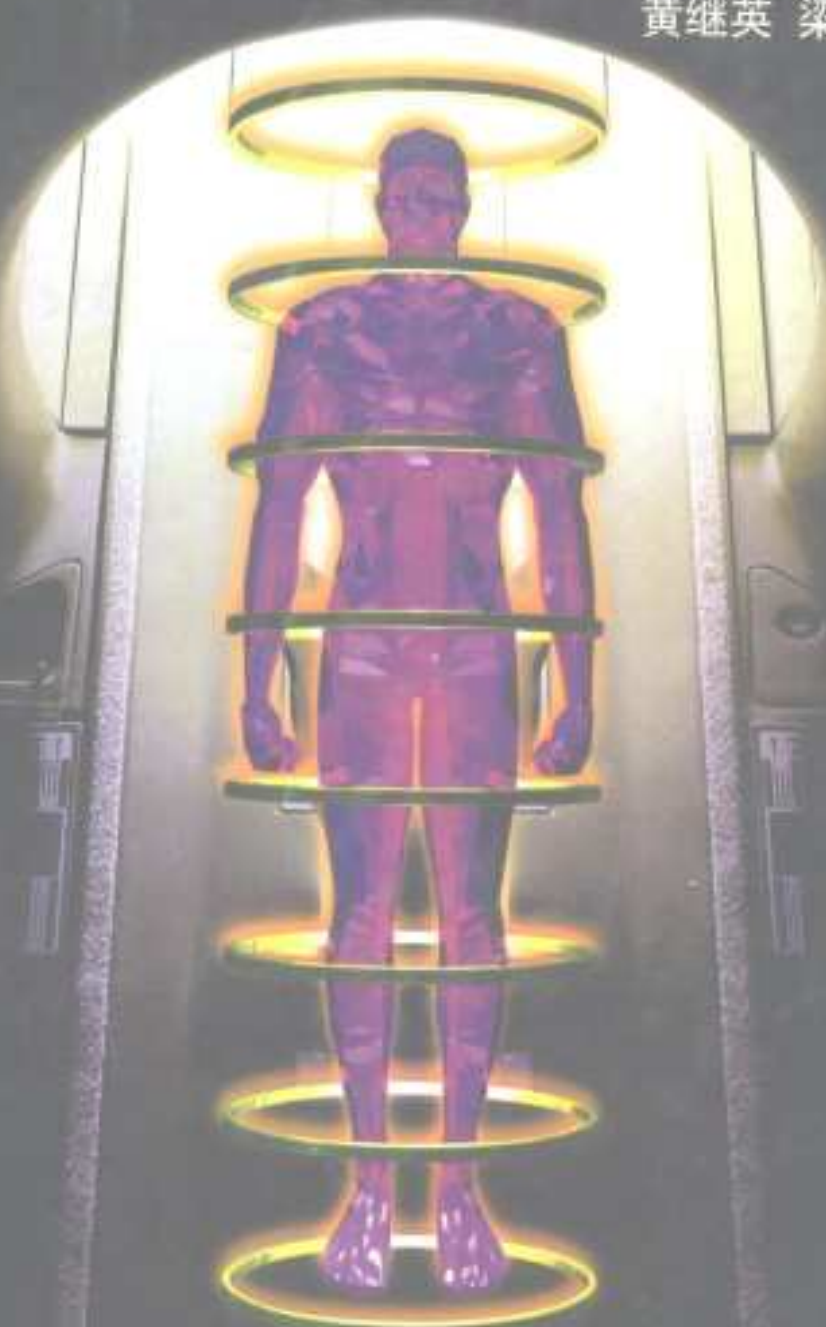


磁共振成像原理

PRINCIPLE OF MAGNETIC RESONANCE IMAGING

黄继英 梁星原 编著



陕西科学技术出版社

磁共振成像原理

152

出版

磁共振成像原理

黄继英 梁星原 编著

陕西科学技术出版社

磁共振成像原理

黄继英 梁星原 编著

陕西科学技术出版社出版发行

(西安北大街 131 号)

西安医科大学印刷厂印刷

787 毫米×1092 毫米 16 开本 13.625 印张 30 万字

1998 年 9 月第 1 版 1998 年 9 月第 1 次印刷

印数: 1-1 500

ISBN 7-5369-2096-2/R·709

定 价: 35.00 元

内 容 简 介

《磁共振成像原理》一书以医学影像专业为对象，系统讲述磁共振成像的物理原理，阐明理解磁共振影像各方面的特性必需的基本概念，并介绍操作使用磁共振成像系统的知识，以及磁共振成像领域的最新成就。本书可作为医学影像专业的教材，也可供从事本专业工作的技术人员、临床医生和研究生阅读。

2174/09

序

1946年F. Bloch和E. Purcell发现磁共振(MR)现象后,MR频谱学就逐步建立起来,将MR原理用于测量物质的一些物理特性和化学特性,确定分子结构,并在生物医学领域内用于生化 and 代谢过程的研究。20世纪70年代,Damadian和Lauterbur等人先后研究出能够完成活体MR频谱分析并在断层照相图像上显示其结果的磁共振成像(MRI)系统。到80年初磁共振成像系统用于临床诊断的研究。随后,磁共振成像技术不断发展并在提高图像质量和缩短检查时间方面取得显著进步。目前,磁共振成像在医学成像诊断中已占有重要地位。磁共振成像对人体不产生电离辐射,可对人体不同解剖部位进行断层成像,它具有以不同组织参数实现影像对比度加权的灵活性,以及获得高组织分辨率、高清晰度和提供多种诊断信息的能力。而且,磁共振成像已发展到可进行在体频谱分析、化学位移成像、血管成像,以至实现大脑功能成像的水平。可以预期磁共振成像在医学影像诊断中的地位还会不断加强。

我国自改革开放以后开始引进磁共振成像设备,数量逐年增加。80年代末,国产磁共振成像系统已在深圳问世。现在,磁共振成像系统已在我国一些中等城市的医院运行。这种蓬勃发展的局面对普及磁共振成像的基础知识提出要求的同时,势必促使医学影像专业更新关于磁共振成像方面的课程内容。

《磁共振成像原理》一书,较全面地讲述磁共振成像的基本原理,解释理解MR影像各方面的特性必需的基本概念,并介绍MR成像的 latest 技术领域的知识。全书共八章,前三章:磁共振的基本概念,磁共振成像,影像的质量因素和成像序列的关系,叙述磁共振成像的基础知识;第四、五、六章:流动效应、伪影和MR影像的对比度增强剂,讨论三个性质不同的专题;第七章:磁共振成像系统的主要物理部件和系统的使用,介绍对产生磁共振影像有重要作用的硬件特性,以及操作和使用磁共振成像系统的一般性知识,

第八章：磁共振成像的特殊领域，阐述磁共振成像的新领域的技术原理，包括在体频谱分析、化学位移成像、磁共振血管成像以及大脑功能成像。

本书编者，长期从事磁共振成像方面的技术工作，积累了丰富的理论知识和实践经验。他们编写的这本书，涉及内容广泛，叙述条理清楚，术语定义准确。书中附有大量曲线插图，使概念的描述更形象直观。

本书可作为医学影像专业的教材或教学参考书，也可供从事磁共振成像的技术人员，以及需要较深入了解磁共振成像原理和技术的大学本科生和研究生作为参考书。披阅之余，深感此书值得推荐，乐为作序。

黄 治 焯

1997年4月于西安医科大学生物医学工程系

前 言

自 80 年代以来,我国各地投入使用的磁共振成像 (MRI) 设备逐年增加,大有在大中城市医院迅速普及之势。着眼于这个发展趋势,我们数年前着手准备编写《磁共振成像原理》这本书,拟定以医学影像专业为对象系统讲述磁共振成像的物理原理,它既包含有关磁共振成像和磁共振影像的各个方面的基本内容,又能与现代 MRI 的技术进步衔接起来。承蒙各方面的协力支持,使这本书得以面世。

全书由八章组成:

第一章描述磁共振现象,讨论磁共振发生的条件,围绕这个中心阐明磁共振领域的一些基本物理概念。

第二章以二维傅立叶变换成像为重点,从测量 MR 信号的射频脉冲序列的组成、信号位置的空间编码方法和影像重建技术三个方面阐述磁共振成像的基本原理。

第三章叙述 MR 影像的质量因素:影像对比度、空间分辨率、成像视野、信噪比、对比度噪声比、成像时间等的定义,分析自旋回波和反转恢复序列影像的对比度加权性质与序列参数的关系,讨论常规成像序列的成像时间与影像质量的关系和缩短成像时间的途径,描述梯度回波序列、快速自旋回波序列、快速梯度回波序列和回波平面成像的原理和特点。

第四章分析有流动性的组织成分在不同条件下的 MR 信号的特殊性质,讨论层流的偶数回波效应、湍流的自旋相位弥散效应、高速血流的截止效应、低速血流的进入效应,说明各种流动效应在自旋回波影像上的表现。

第五章讨论不同来源的 MR 影像伪影产生的原因,描述对比度失真、部分体积效应、金属伪影、折叠伪影、尖峰噪声伪影、截断伪影、运动伪影和流动伪影等十几种伪影的影像特征,并着重说明消除或抑制运动伪影和流动伪影的方法。

第六章讲述 MR 影像对比度的外因增强方法。重点是顺磁质的弛豫增强原理, 和有关 Gd-DTPA 及其临床应用方面的许多重要概念。

第七章介绍 MR 成像系统的主要物理部件磁体、梯度场线圈和射频线圈的结构和特性, 另外, 说明有关成像系统的成像操作过程、影像显示和影像分析的内容和概念。

第八章讲述利用化学位移、流入效应、体素内的无序运动, 以及大脑功能区域的状态获取信息的磁共振成像的特殊领域的技术原理, 包括定域频谱技术、化学位移成像、血管成像、大脑功能成像、灌注成像和扩散成像。

本书内容可供医学影像专业的学生学习, 也可供工作在磁共振现场的技术人员、从事 MR 影像诊断的临床医生和研究生阅读。

编者深感水平有限, 未能使本书尽如人意。错误和不妥之处, 诚恳欢迎使用本书的各界人士批评指出, 以期再版时修正。

西安医科大学生物医学工程系黄诒焯教授为本书写了序言, 西安医科大学第一临床医学院杨广夫教授和鱼博浪教授对书的初稿提出过中肯修改建议, 孙新建同志承担了本书的照片制作。谨在此表示衷心感谢。

黄继英 梁星原

1997年5月

目 录

第一章 磁共振的基本概念	(1-21)
1.1 原子核的自旋和磁矩	(1-3)
1.2 自旋磁矩在外磁场中的能级	(3-4)
1.3 磁共振条件和拉莫方程	(5-6)
1.4 弛豫过程：自旋—晶格弛豫	(6-7)
1.5 磁化强度矢量	(7-8)
1.6 拉莫进动	(8-10)
1.7 自旋磁矩和磁化矢量在射频场作用下的运动	(10-13)
1.8 纵向弛豫和横向弛豫	(13-15)
1.9 决定弛豫时间的因素	(15-19)
1.10 自由感应衰减信号	(19-21)
第二章 磁共振成像	(22-45)
2.1 概述	(22-23)
2.2 射频脉冲序列	(24-31)
2.2.1 饱和恢复序列	(24-25)
2.2.2 自旋回波序列	(26-29)
2.2.3 反转恢复序列	(29-31)
2.3 梯度磁场	(31-32)
2.4 选定成像层面的方法	(33-36)
2.4.1 选择激励	(33-34)
2.4.2 振动梯度技术	(34-36)
2.5 二维成像	(36-44)

2. 5. 1	平面影像的投影重建法	(36-37)
2. 5. 2	平面影像的付立叶变换法	(37-42)
2. 5. 3	多层面成像	(42-44)
2. 6	三维成像	(44-45)
第三章	影像的质量因素与成像序列	(46-76)
3. 1	影像对比度	(46-48)
3. 2	自旋回波序列成像的影像对比度	(48-52)
3. 3	反转恢复序列成像的影像对比度	(52-58)
3. 4	噪声、信噪比和对比度噪声比	(58-60)
3. 5	空间分辨率	(60)
3. 6	减少成像时间的意义和基本途径	(61-64)
3. 7	梯度回波成像序列	(64-71)
3. 7. 1	梯度回波形成原理	(64-66)
3. 7. 2	梯度回波序列的信号和对比度特性与序列参数的关系	(66-71)
3. 8	快速自旋回波成像序列	(71-73)
3. 9	快速梯度回波成像序列	(73-74)
3. 10	回波平面成像	(75-76)
第四章	流动效应	(77-97)
4. 1	血管中血液流动的形式	(77-78)
4. 2	流动效应及类别	(78-79)
4. 3	层流的偶数回波效应	(79-87)
4. 3. 1	以恒定速度沿梯度场运动的质子的附加相移	(80-82)
4. 3. 2	静止组织的自旋回波	(82)
4. 3. 3	层流的偶数回波效应	(83)
4. 3. 4	影响偶数回波效应的因素	(83-84)
4. 3. 5	研究偶数回波效应的意义和方法	(84-87)
4. 4	湍流的自旋相位弥散效应	(87)
4. 5	高速血流的信号截止效应	(88-90)
4. 6	低速血流的信号增强：进入效应	(90-94)
4. 6. 1	单层面成像的进入效应	(90-91)
4. 6. 2	多层面成像的进入效应	(91-94)
4. 7	各种流动效应的综合分析	(94-96)
4. 8	脑脊液的流动效应	(96-97)
第五章	伪影	(98-116)

5. 1	伪影的一般概念	(98 - 99)
5. 2	与磁场和梯度磁场有关的伪影	(99 - 101)
5. 3	化学位移伪影	(102 - 103)
5. 4	折叠伪影	(103 - 105)
5. 5	与射频脉冲和射频场有关的伪影	(105 - 108)
5. 6	归因于电路和数据处理的伪影	(108 - 110)
5. 7	运动和流动伪影	(110 - 112)
5. 8	减小运动和流动伪影的方法	(112 - 116)
第六章	MR 影像对比度增强剂	(117 - 139)
6. 1	概述	(117 - 118)
6. 2	物质的磁性和磁化率	(118 - 119)
6. 3	弛豫时间与分子运动相关时间的关系	(119 - 120)
6. 4	顺磁质的弛豫增强原理	(121 - 125)
6. 5	磁化率弛豫效应	(125 - 127)
6. 6	非经胃肠道用药的对比剂	(127 - 131)
6. 7	口服对比剂	(131)
6. 8	Gd-DTPA 的临床应用	(132 - 139)
第七章	MR 成像系统的主要物理部件和系统的使用	(140 - 167)
7. 1	前言	(140)
7. 2	磁体	(141 - 149)
7. 2. 1	磁体的性能参数	(141 - 142)
7. 2. 2	常导 (电阻) 磁体	(142 - 144)
7. 2. 3	超导磁体	(144 - 147)
7. 2. 4	永久磁体	(147 - 148)
7. 2. 5	三种磁体的比较	(148 - 149)
7. 3	梯度场线圈	(149 - 154)
7. 3. 1	梯度场的功能和梯度场的强度	(149 - 150)
7. 3. 2	梯度线圈的性能和结构	(150 - 153)
7. 3. 3	涡流效应及补偿办法	(153 - 154)
7. 4	射频线圈	(154 - 158)
7. 4. 1	关于射频线圈的一般概念	(154 - 155)
7. 4. 2	射频线圈的基本类型	(155 - 157)
7. 4. 3	射频线圈的等效电路	(157 - 158)
7. 5	MRI 系统的使用	(159 - 167)

7. 5. 1	用户操作系统的组成	(159)
7. 5. 2	MR 成像系统的用户软件功能	(159 - 161)
7. 5. 3	成像操作过程	(161 - 164)
7. 5. 4	影像分析系统	(164 - 167)
第八章	磁共振成像的特殊领域	(168 - 197)
8. 1	磁共振频谱技术	(168 - 183)
8. 1. 1	化学位移和磁共振频谱	(168 - 170)
8. 1. 2	自旋 - 自旋偶合引起的谱线裂分	(171 - 172)
8. 1. 3	付立叶变换磁共振频谱法	(172 - 173)
8. 1. 4	活体 MRS 研究的对象	(173 - 176)
8. 1. 5	定域频谱技术	(177 - 183)
8. 2	化学位移成像	(184 - 189)
8. 2. 1	引言	(184)
8. 2. 2	射频回波比梯度回波延迟的成像序列	(185 - 186)
8. 2. 3	空间选择激励和频谱选择激励分开的成像序列	(186 - 187)
8. 2. 4	相位编码的三维化学位移成像序列	(187)
8. 2. 5	变化频率编码梯度的化学位移成像	(187 - 189)
8. 3	磁共振血管成像技术 (MRA)	(189 - 195)
8. 3. 1	自旋回波成像的流动效应	(189 - 190)
8. 3. 2	利用流动效应突出血流信息的原理	(190 - 191)
8. 3. 3	MR 血管成像方法	(191 - 195)
8. 4	功能成像、灌注成像和扩散成像	(195 - 197)
8. 4. 1	大脑功能成像	(196)
8. 4. 2	扩散成像	(196 - 197)
8. 4. 3	灌注成像	(197)
主要参考文献		(198 - 201)
附录：磁共振成像技术词汇		(202 - 212)

第一章

磁共振的基本概念

磁共振成像建立在磁共振原理的基础上。磁共振涉及的基本物理概念，主要包括：原子核的自旋和磁矩，自旋磁矩在外磁场中的能量状态，产生磁共振的条件，拉莫进动，磁化强度矢量，以及射频场对磁化强度矢量的作用和弛豫过程。

1.1 原子核的自旋和磁矩^[1-4]

磁共振实验的样品物质，其原子核必需具有磁性。原子核的磁性是由于原子核具有自旋特性而产生出来的。

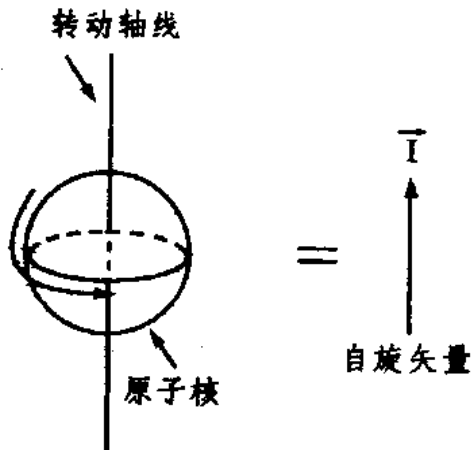


图 1.1 原子核自旋的表示

原子核由核子（质子和中子）组成。核子绕着自身的轴不停地作转动运动，核子之间也有相对运动。核子的这些运动总合起来可以使某些原子核具有所谓自旋特性。原子核的自旋常常简单理解为原子核绕自身轴线的转动，它是有方向性的物理量，常用矢量 \vec{I} 表示（图 1.1）。自旋矢量 \vec{I} 的方向与自转运动的轴重合，自旋的大小与原子中的核子数有关。除质子数和中子数都是偶数的原子核以外，质子数和中子数都是奇数，或其中之一为奇数的原子核均有自旋特性。表示自旋大小的物理单位是 \hbar 。质子数加中子数为

偶数的原子核，自旋 I 等于 $\frac{1}{2}\hbar$ 的偶数倍；质子数加中子数为奇数的原子核，自旋 I 是 $\frac{1}{2}\hbar$ 的奇数倍。

自然界的所有化学元素至少有一个有自旋特性的同位素。表 1.1 列出了人体内某些

有自旋特性的元素，元素符号左上角的数字表示该元素的原子核的核子数。表中的浓度表示在每公升体积中该同位素的摩尔（molar）数；相对灵敏度是从大量特定原子获得的磁共振信号强度与从同等数量的质子（ ^1H ）获得的磁共振信号强度之比。氢的同位素 ^1H 和 ^2H 的自旋分别为 $I = \frac{1}{2}$ 和 $I = 1$ 。因为 ^1H 的原子核由一个质子组成，而 ^2H 的原子核由一个质子和一个中子组成。

表 1. 1 人体组织内某些有自旋特性的元素

元素符号	自旋 (h)	旋磁比 (MHz/Teslas)	浓度 (mol/L)	灵敏度 (相对于 ^1H)
^1H	$1/2$	42.58	99.0	1
^{14}N	1	3.08	1.6	0.001
^{31}P	$1/2$	17.24	0.35	0.006
^{13}C	$1/2$	10.71	0.10	0.016
^{23}Na	$3/2$	11.26	0.078	0.093
^{39}K	$3/2$	1.99	0.045	0.005
^{17}O	$5/2$	5.77	0.031	0.029
^2H	1	6.53	0.015	0.0096
^{19}F	$1/2$	40.05	0.0066	0.83

在外加磁场中，自旋矢量 \vec{I} 在磁场方向（一般规定为 Z 方向）的投影 I_z 只能取相差为 1 的不连续数值，可以表示成

$$I_z = m\hbar \quad m = I, I-1, \dots, -I \quad (1. 1)$$

这里附带说明，表示自旋大小的物理单位 $\hbar = 1.054589 \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$ （焦耳·秒）。m 称为磁量子数。

根据 (1. 1) 式， $I = \frac{1}{2}$ 的自旋在 Z 方向有两个可能的投影值，即

$$I_z = \begin{cases} \frac{1}{2}\hbar & m = \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2}\hbar & m = -\frac{1}{2} \end{cases}$$

不同的投影代表原子核的自旋矢量可能具有的不同空间取向，它们是一些不同的自旋状态。这可以更直观地表示成图 1. 2 的形式。

磁共振成像主要研究 $I = \frac{1}{2}$ 的原子，而且，绝大多数是利用质子 ^1H 成像。因为， ^1H 不仅组织浓度高，而且，磁共振信号的灵敏度最大。其别的元素，例如 ^{19}F ，灵敏度高而浓度最低；又如 ^{31}P ，浓度和灵敏度都很低。但是，它们在生理代谢过程中有重要作用，因为它们能提供重要特殊信息而受到人们重视。还有一些元素，例如 ^{13}C ， ^{39}K ， ^{17}O 等，因为它们具有某种特殊性质，也是磁共振研究的对象。

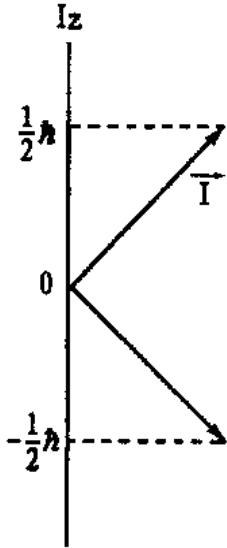


图 1.2 $I = \frac{1}{2}$ 的自旋在 Z 方向的投影

现在, 我们来说明自旋磁矩的概念。根据物理学, 质子是带正电荷的粒子; 中子总体上不带电, 但中子内部有一定的电荷分布。按照电荷运动产生磁场的道理, 有自旋特性的原子核周围必然存在一个微观磁场。原子核的自旋运动产生的这个微观磁场是一个磁偶极子, 被称为原子核的自旋磁矩。自旋磁矩用矢量 $\vec{\mu}$ 来描述。 $\vec{\mu}$ 的方向与 \vec{I} 一致, $\vec{\mu}$ 的大小 $\mu = \gamma \hbar I$ 。这里 γ 称为旋磁比, 是决定于原子核本身性质的常数。 ^1H 的旋磁比 $\gamma = 42.58 \text{MHz} \cdot \text{Tesla}^{-1}$ (兆赫/特斯拉), ^2H 的旋磁比 $\gamma = 6.53 \text{MHz} \cdot \text{Tesla}^{-1}$ 。

与自旋矢量 \vec{I} 类似, 自旋磁矩 $\vec{\mu}$ 在外加磁场方向的投影 μ_z 也只能取相差为 1 的不连续数值:

$$\mu_z = \gamma \hbar m \quad m = I, I-1, \dots, -I \quad (1.2)$$

对 ^1H 来说, $I = \frac{1}{2}$, $m = \pm \frac{1}{2}$ 。所以, $\mu_z = \pm \frac{1}{2} \gamma \hbar$, 分别与 $m = \pm \frac{1}{2}$ 的两个自旋状态相对应。

原子核自旋磁矩的大小, 一般指 $\vec{\mu}$ 在 Z 方向投影的最大值。如质子磁矩的最大值 $\mu = \frac{1}{2} \gamma \hbar$ 。

1.2 自旋磁矩在外磁场中的能级^[3]

如果一个原子核磁矩 $\vec{\mu}$ 处于指向 Z 方向的磁场 B_0 中, 这个核磁矩将具有磁场能量。磁场能量的大小用 E 表示:

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0 = -\mu_z B_0 \quad (1.3)$$

因为 $\mu_z = \gamma \hbar m$, m 取从 I 到 $-I$ 的总共 $(2I+1)$ 个可能的数值, 这样, 自旋为 I 的原子集合在外磁场中将分裂为 $(2I+1)$ 个不同的能级, 或者说集合中的原子分处于 $(2I+1)$ 个不同的能量状态。相邻能级之间有相同的能量差 ΔE , $\Delta E = \gamma \hbar B_0$ 。

因为质子 ^1H 有两个可能的自旋状态 ($m = \pm \frac{1}{2}$), 在磁场中将分裂为两个能级。自旋为 $\frac{1}{2}$ 的质子处于较低能量状态, 其磁场能量用 $E(\frac{1}{2})$ 表示,

$$E(\frac{1}{2}) = -\frac{1}{2} \gamma \hbar B_0$$

自旋为 $-\frac{1}{2}$ 的质子处于较高能量状态, 其磁场能量用 $E(-\frac{1}{2})$ 表示,

$$E(-\frac{1}{2}) = \frac{1}{2} \gamma \hbar B_0$$

由大量原子组成的原子集合中，原子在不同能级上分布的数目与温度和磁场强度有关。一方面，由于热运动，自旋磁矩不断随机性地改变着方向。自旋磁矩随意取向有使它们的矢量和变为零的趋势。另一方面，外磁场的作用力图使自旋系统具有最低能量。因为自旋磁矩的方向与磁场方向一致时能量最低，所以，磁场力的作用有使自旋磁矩顺着磁场方向排列的趋势。在给定的温度和磁场条件下，当这两种趋势达到动态平衡时，自旋系统不同能级的自旋粒子数服从波耳兹曼分布公式。对 ^1H 来说，若用 $N(\frac{1}{2})$ 表示处于低能级 $E(\frac{1}{2})$ 的质子数，用 $N(-\frac{1}{2})$ 表示处于高能级 $E(-\frac{1}{2})$ 的质子数，那么，波耳兹曼公式给出的这两个能级的质子数之比为

$$N(-\frac{1}{2}) / N(\frac{1}{2}) = e^{-\Delta E/kT} \quad (1.4)$$

这里， $\Delta E = E(-\frac{1}{2}) - E(\frac{1}{2}) = \gamma\hbar B_0$

k (波耳兹曼常数) = $1.38 \times 10^{-23} \text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ (焦耳/度)

T 为绝对温度

在室温 ($T=300^\circ\text{K}$) 条件下，将质子的集合置于 10,000 高斯 (Gauss) 的磁场中， $N(\frac{1}{2}) / N(-\frac{1}{2}) = 1.0 + 6.59 \times 10^{-7}$ 。处于低能级的质子数略高于处于高能级的质子数，两个能级的质子数之差仅有百万分之几。

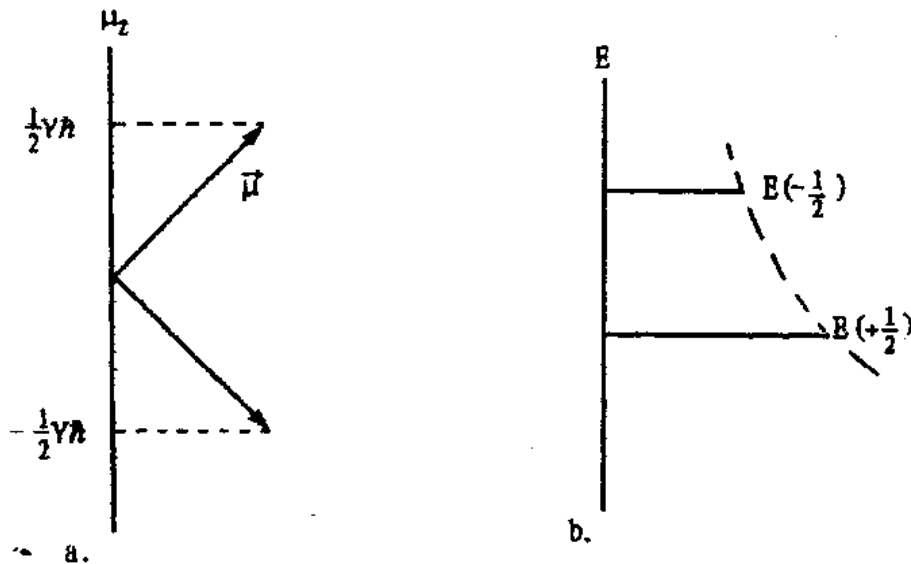


图 1.3 质子自旋磁矩在磁场方向的投影 (a) 和对应的能级 (b)

图 1.3 表示质子自旋磁矩在磁场方向的两个投影 (图 1.3a) 和对应的能级 (图 1.3b)。需要指出，顺磁场方向排列的自旋磁矩对应于较低的能级，逆磁场方向排列的自旋磁矩对应于较高的能级。图 1.3b 中的虚线表示随能级升高质子数按指数规律减少。

1.3 磁共振条件和拉莫方程^[2-4]

将含有¹H的化合物样品置于在空间均匀分布、不随时间变化的恒定磁场 B_0 （也称为静磁场）中，向样品发射电磁波进行激励。若激励样品的电磁波的频率 ν_0 满足关系式

$$h\nu_0 = \Delta E \quad (1.5)$$

(1.5)式中的 $h = 2\pi\hbar$ ，称为普朗克常数。 ΔE 是自旋系统的两个能级之间的能量差。在此条件下，原来处在低能级的自旋将被激发，即吸收电磁波能量而改变能量状态，从低能级跃迁到高能级。这种现象就是一般所说的有自旋特性的原子核与入射的电磁波（场）的核磁共振（NMR）。在现在的医学文献中，核磁共振被称为磁共振（MR），省去了前面的核字，这是为了避免人们对磁共振产生存在核医学中的核辐射的疑虑。

因为频率 ν_0 与角频率 ω_0 的关系为 $\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ 。以及 $h = 2\pi\hbar$ 和 $\Delta E = \gamma\hbar B_0$ ，所以，(1.5)式可以写成下面的角频率的形式：

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (1.6)$$

(1.6)式是磁共振中一个很重要的表达式，它被称为拉莫（Larmor）方程。拉莫方程表述了各种有自旋特性的原子核在外加磁场中与入射的电磁波产生磁共振现象所必需的条件：对给定种类的原子，激发磁共振的电磁波的频率决定于作用于原子核的外加磁场的强度，共振频率与磁场强度成正比；在给定磁场强度下，激发特定原子核的磁共振需要入射特定频率的电磁波，共振频率与原子核的 γ 值成正比。

表 1.2 几种元素在不同磁场中的磁共振频率

元素符号	磁场强度 (Tesla*)	共振频率 (MHz)
¹ H	0.04	1.703
	0.15	6.387
	0.30	12.774
	0.35	14.903
	0.50	21.290
	1.50	63.870
	2.00	85.160
³¹ P	0.50	8.62
	1.00	17.24
	1.50	25.86
	2.00	34.48
²³ Na	2.00	22.58

* 1Tesla (特斯拉) = 10^4 Gauss (高斯)。文献资料中常用 T 表示特斯拉和用 G 表示高斯。

表 1.2 列举了不同强度的磁场中¹H、³¹P 和²³Na 的磁共振频率。对质子而言，在 $B_0 = 10^4$ G (高斯)的磁场中的共振频率 $\nu_0 = 42.58$ MHz (兆赫)，在 $B_0 = 0.35 \times 10^4$ G 的磁场中的共振频率 $\nu_0 = 14.9$ MHz。因为激发磁共振的电磁波的频率实际上处在发送广播电视信号的无线电波的频率范围 (1—100MHz)。所以，激发磁共振的电磁波一般称为射频 (RF) 波。电磁波的频率习惯上用字母 f 表示。频率 f 与角频率 ω 的关系为 $\omega = 2\pi f$ 。

显然，人们不可能观测单个质子的磁共振现象。因为，磁共振是质子的能量状态在两个能级之间的跃迁。激发磁共振要求处在低能级的质子数大于处在高能级的质子数，而要在两个能级之间

出现几个质子数的差别，处在每个能级的质子数就必需有一百万以上。这样，作为磁共振实验的样品物质一定是包含无数质子的质子集合或系统。

还需要指出，在磁共振过程中，与处在低能级的质子吸收射频场能量跃迁到高能级的同时，处在高能级的质子也可能通过释放能量而过渡到低能级上去。这两个相反的过程实际上有相等的几率。但是，在大量质子的集合中，处在低能级的质子数毕竟大于处在高能级的质子数。在这种情况下得以维持的条件下，一个质子集合的磁共振信号就可以被观测到。

1.4 弛豫过程：自旋—弛晶格弛豫^[4,5]

如果用射频波持续不断地激励恒定磁场中的质子集合，高能级的质子将不断增多，低能级的质子将不断减少，最终会导致两个能级的质子数相等。这时，质子系统将不再吸收射频能量，因此也观测不到磁共振信号。这种现象被称为质子系统被激励到了饱和状态。射频波的强度或射频激励功率越大，使质子系统达到饱和所用的激励时间越短。

在质子系统达到饱和状态后停止射频激励，处在高能级的质子能以不产生电磁辐射的方式返回低能级，这最终导致不同能级的质子数分布恢复(1.4)式的热平衡关系。质子数在不同能级的分布由饱和值向热平衡值恢复的过程称为弛豫过程。这个弛豫过程是高能态的质子向周围环境释放能量的过程。磁共振样品的每个质子周围有许多其他的原子。在热运动引起的原子之间产生碰撞的相互作用中，原来在高能级的质子有可能将能量转移给其他原子。在固体中就是将能量释放给晶格，转化为晶格原子作热运动的动能，在液体中就是转变为质子周围的分子的平动与转动的能量。在磁共振成像领域，将一个质子周围的原子统称为晶格，而不管是在固体组织还是液体组织中。这样，不同能级的质子数向热平衡分布恢复的弛豫过程，就其内部机制来说，是质子自旋磁矩与晶格原子之间的能量交换过程。因此，它被称为自旋—晶格弛豫。

弛豫过程也和磁共振过程一样需要射频波的激励。不同的是，激发磁共振的射频波来自质子系统外部，确切地说，它是人为地向组织内发射的射频电磁波在组织内建立的射频电磁场。而激发质子系统发生弛豫的射频波产生于组织内部，它是由组织的晶格原子磁矩所建立的晶格场的射频分量。下面对晶格场稍作进一步地说明。

一个特定质子自旋磁矩 $\vec{\mu}_i$ 周围的晶格原子，许多都具有与质子自旋磁矩相同或者不同的磁矩。这些磁矩的磁场在 $\vec{\mu}_i$ 位置和 $\vec{\mu}_i$ 附近的作用建立起一个所谓局部磁场。因为这局部磁场来源于晶格，所以，它被称为晶格场。一个质子磁矩 $\vec{\mu}_i$ 周围的任何一个磁矩在 $\vec{\mu}_i$ 处建立的磁场的大小和方向，决定于这个磁矩与 $\vec{\mu}_i$ 的空间位置、这个磁矩相对于主磁场的方向和这个磁矩所处的能级。所有这些因素都随时在无规律地变化着。这些因素的随机性决定了任一质子磁矩 $\vec{\mu}_i$ 位置上晶格场的大小和方向也在随机性地改变。而且，不同位置的质子受到不同大小和不同方向的晶格场的作用。这就是说，晶格场不仅存在空间分布的不均匀性，而且，晶格场存在随时间无规律变化的波动性。因为任何随机波动的物理

量由无数频率不同的分量组成，所以，晶格场包含许多的以不同频率波动的磁场分量。

显然，在外加磁场存在的条件下，质子自旋磁矩将不仅受到外磁场的作用，还将受到晶格场的作用。

晶格场包含无数频率不同的电磁场分量，其中当然也有磁共振频率附近的射频分量。正是晶格场在共振频率范围的射频分量的作用，激发了自旋磁矩从高能级向低能级的跃迁，导致了样品中的自旋—晶格弛豫。

1.5 磁化强度矢量^[1]

为了从不同角度描述磁共振，这里引入一个对后面的讨论很有用的物理量，这就是磁化强度矢量。

如前所述，磁共振实验研究的是大量质子的集合。若一个质子的自旋磁矩用 $\vec{\mu}_i$ 表示，单位体积样品中的所有自旋磁矩的矢量和用 \vec{M} 表示，那么，

$$\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i \quad (1.7)$$

上式定义的 \vec{M} 就称为样品的磁化强度矢量。磁化强度矢量 \vec{M} 其实就是一个质子自旋集合的宏观磁矩。

在没有外加磁场时，各个质子自旋磁矩由于热运动而据有各种不同的任意方向。结果，它们的合成磁化强度等于零。在有外加磁场存在时，任一自旋磁矩在磁场中只能取顺磁场方向和逆磁场方向两者之一排列。它们在磁场方向的投影即 Z 向分量 $\mu_z = \pm \frac{1}{2} \gamma \hbar$ 。因此，它们的合成磁化强度必定在 Z 方向。这个合成磁化强度称为纵向磁化强度，其大小可以表示为

$$M_z = \frac{1}{2} \gamma \hbar \cdot \Delta N \quad (1.8)$$

这里， ΔN 代表两个自旋状态之间质子数之差。

如果将热平衡条件下两个能级的质子数之差用 ΔN_0 表示，相应的磁化强度用 M_0 表示，那么，如前所述，自旋—晶格弛豫过程是两个能级之间质子数之差从 ΔN 向 ΔN_0 变化的过程；考虑到关系式 (1.8)，它也是纵向磁化强度从某个 M_z 向热平衡值 M_0 恢复的过程。

自旋—晶格弛豫过程中 M_z 随时间的变化用下面的微分方程描述：

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{M_z - M_0}{T_1} \quad (1.9)$$

(1.9) 式中， T_1 是一个由样品性质决定的特征时间，对给定组织成分是个常数，称为自旋—晶格弛豫时间。人体的不同组织具有不相同的自旋—晶格弛豫时间 T_1 。

若将弛豫开始的时刻记作 $t=0$ ，这时 M_z 的值为 $M_z(0)$ ，由 (1.9) 式可以得到

$$M_z - M_0 = [M_z(0) - M_0] e^{-t/T_1} \quad (1.10)$$

如果 $t=0$ 时 $M_z(0) = 0$ ，上式成为

$$M_z = M_0 (1 - e^{-t/T_1}) \quad (1.11)$$

将 (1.11) 式描绘成直角坐标中的曲线就是图 1.4 所表示的样子。公式和曲线表达着相同的概念，这就是：将未磁化的样品置于磁场中，样品将被磁化，磁化方向和磁场方向相同；磁化过程中，纵向磁化强度随时间指数式增长，最终逼近极限值 M_0 ；若样品原来已经被磁化，由于某种原因而暂时失去纵向磁化强度，在外因消除后，这个失去的磁化强度将按同样的指数规律恢复到原来的平衡值。

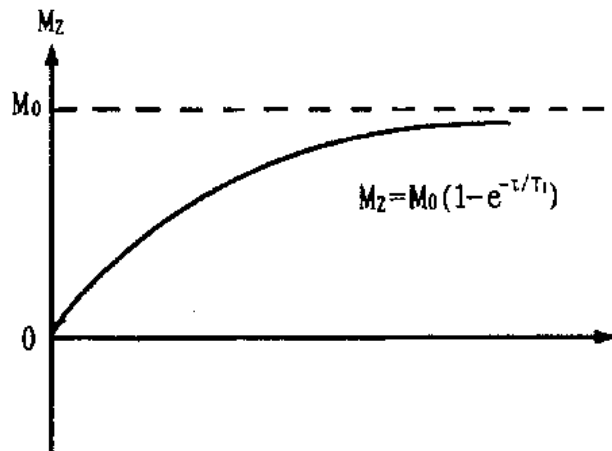


图 1.4 自旋—晶格弛豫曲线。纵向磁化强度从零向平衡值的恢复

1.6 拉莫进动

置于恒定磁场 \vec{B}_0 中的自旋磁矩 $\vec{\mu}$ ，如果其矢量的方向与外磁场方向不一致，磁矩 $\vec{\mu}$ 将受到一个力矩的作用，力矩的方向与 $\vec{\mu}$ 和 \vec{B}_0 所在的平面垂。这个力矩的作用将使磁矩 $\vec{\mu}$ 的方向不断变化。磁矩 $\vec{\mu}$ 在恒定磁场 \vec{B}_0 中的运动规律简单地分析如下。

根据力学原理，磁场 \vec{B}_0 作用在磁矩 $\vec{\mu}$ 上的力矩大小正比于 $\vec{\mu} \times \vec{B}_0$ ，这个力矩引起的 $\vec{\mu}$ 的运动用下述方程描述：

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma \vec{\mu} \times \vec{B}_0 \quad (1.12)$$

根据 (1.12) 式， $\vec{\mu}$ 的三个分量 μ_x 、 μ_y 和 μ_z 分别表示为

$$\mu_x = \mu_{XY} \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (1.13d)$$

$$\mu_y = \mu_{XY} \sin(\omega_0 t + \varphi) \quad (1.13b)$$

$$\mu_z = \text{常数} \quad (1.13c)$$

其中， $\mu_{XY} = (\mu_x^2 + \mu_y^2)^{1/2}$ ， $\omega_0 = \gamma \vec{B}_0$ ， φ 表示 $\vec{\mu}$ 的起始相位。

上述这些关系式说明，磁矩 $\vec{\mu}$ 及其在 XY 平面上的投影绕 B_0 方向以角频率 ω_0 旋转，而 $\vec{\mu}$ 与 Z 轴即磁场 B_0 方向的夹角不变，矢量 $\vec{\mu}$ 的顶端的运动轨迹始终在一个圆周上。这可以形象地用图 1.5 表示出来。

由以上所述可以得出结论：一个有自旋特性的原子核受到恒定磁场的作用后，除了绕着自身的轴的自旋运动外，还将以磁场方向为轴作匀速圆周运动。自旋磁矩的这种运动被称为拉莫（Larmor）进动。

自旋磁矩 $\vec{\mu}$ 作拉莫进动的角频率实际上就是 (1.6) 式确定的磁共振的角频率。这显然意味着，磁共振现象在自旋磁矩作拉莫进动的相同（角）频率上发生。

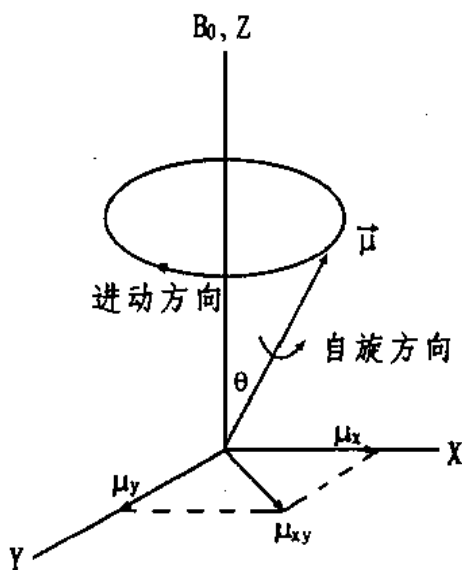


图 1.5 自旋磁矩 $\vec{\mu}$ 的拉莫进动

前面讲到，与质子有两个可能的自旋状态相对应，质子有自旋向上或顺磁场方向排列的磁矩 ($m = \frac{1}{2}$) 和自旋向下或逆磁场方向排列的磁矩 ($m = -\frac{1}{2}$)。这两个不同状态的磁矩以 B_0 方向为轴作拉莫进动，它们将分别描绘出一个底面朝上的圆锥和一个底面朝下的圆锥，如图 1.6a 所示。

现在，让我们考虑一个由大量质子组成的集合，在这个质子集合里，所有 $m = \frac{1}{2}$ 的自旋磁矩将在底面朝上的圆锥面上绕 B_0 方向进动，所有 $m = -\frac{1}{2}$ 的自旋磁矩将在底面朝下的圆锥面上绕 B_0 方向进动。需要进一步说明的是，无论哪个圆锥面的各个自旋矢量，其顶端是散布在进动圆周的不同位置上。因为，当进一步考虑到晶格场（确切地说是晶格场的与磁场 B_0 平行的分量）在空间上的非均匀性时，各个自旋磁矩进动的角频率并不精确等于 ω_0 ，而是，彼此之间稍有差异。结果各自旋磁矩矢量在进动过程中，它们的顶端在进动圆周上随时据有各不相同的位置，如图 1.6b 所示。这个事实也可以用一个变通说法解释，这就是可以认为质子集合里的所有自旋磁矩以相同的角频率绕 B_0 方向进动，但是，它们的进动相位（角）各不相同。

根据上面的叙述可以推测到，对一个大量质子的集合来说，其中任一自旋磁矩在 XY 平面上的投影，必定有另一自旋磁矩在 XY 平面上相反方向的投影与它相对，因而，这两个投影相互抵消。这样，整个质子集合的合成磁化强度便不会出现横向（X 和 Y 方向）分量，即 $M_{xy} = 0$ 。另一方面，样品的磁化强度矢量必然由全体自旋磁矩在 Z 方向的投影的总和产生。在热平衡条件下，顺磁场方向的自旋磁矩多于逆磁场方向的自旋磁矩。所以，如图 1.6c 所示，顺磁场方向排列的自旋磁矩的矢量和减去逆磁场方向排列的自旋磁矩的矢量和的余额就是热平衡磁化强度 M_0 ，正因为如此，平衡磁化强度 M_0 也叫做净磁化强度，它的方向与磁场 B_0 方向一致。

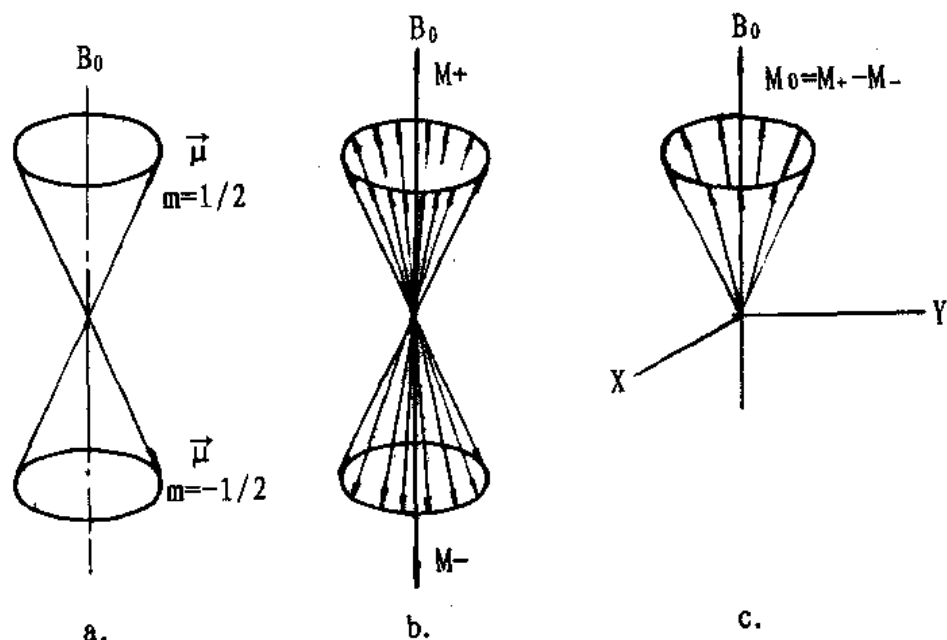


图 1.6 两种自旋状态和平衡磁化强度

- a. $m = \pm 1/2$ 的核磁矩 $\vec{\mu}$ 分别在顶端相对的两个圆锥面上进动。
- b. 质子集合中的自旋磁矩以不同的相位分布在两个圆锥面上，在 $+Z$ 方向合成矢量 \vec{M}_+ ，在 $-Z$ 方向合成矢量 \vec{M}_- 。
- c. 平衡磁化强度 $M_0 = M_+ - M_-$ ，也称为净磁化强度。

1.7 自旋磁矩和磁化矢量在射频场作用下的运动

前面在磁共振条件和拉莫方程一节讲述了用射频波激励恒定磁场中的质子，从而产生磁共振现象的某些概念。这一节将用一种比较直观的方式对磁共振现象进行讨论。

我们说在拉莫进动中，自旋磁矩 $\vec{\mu}$ 以磁场 B_0 方向为轴，以角频率 $\omega_0 = \gamma B_0$ 作匀速圆周运动， $\vec{\mu}$ 与 B_0 方向之间的夹角保持固定不变。注意，这是自旋磁矩没有受射频电磁波作用时的情况。现在，我们向样品发射射频电磁波，在样品内除恒定磁场 B_0 外还有一个射频电磁场。这个射频场的磁场分量为 \vec{B}_1 ，它的方向与 B_0 方向垂直，它的振动角频率为 ω 。想象有这样—个旋转坐标系 $X'Y'Z'$ ，它的 Z' 轴就是固定坐标系 XYZ 的 Z 轴， X' 轴始终与 \vec{B}_1 重合，即旋转坐标系和矢量 \vec{B}_1 一起以角频率 ω 旋转。这样，当 \vec{B}_1 变化的角频率和 $\vec{\mu}$ 进动的角频率相等，即 $\omega = \omega_0$ 时，在旋转坐标系里观察到的 \vec{B}_1 和 $\vec{\mu}$ 都是静止的。这就是说，在旋转坐标系里看，恒定磁场 B_0 对磁矩 $\vec{\mu}$ 的作用消失，而旋转磁场 \vec{B}_1 对磁矩 $\vec{\mu}$ 起着静磁

场那样的作用。因此可以得出结论，磁矩 $\vec{\mu}$ 必然存在以 \vec{B}_1 为轴的进动运动，其进动角频率 $\omega_1 = \gamma B_1$ 。这种情形可用图 1.7 帮助说明。

在磁共振实验中，射频磁场 B_1 的强度一般很小，典型值约为 1 高斯。与这个强度相应的自旋磁矩 $\vec{\mu}$ 的进动频率等于 4258Hz，进动一周经过的时间是 $1/4258$ 秒 = 235 微秒。

受射频场 \vec{B}_1 作用时，自旋磁矩 $\vec{\mu}$ 绕射频磁场 \vec{B}_1 方向的进动将使它与 Z 轴 (B_0 方向) 的夹角不断增大。这是自旋磁矩从射频场吸收能量的过程，在本质上，就是自旋磁矩吸收射频能量，从低能级向高能级跃迁。

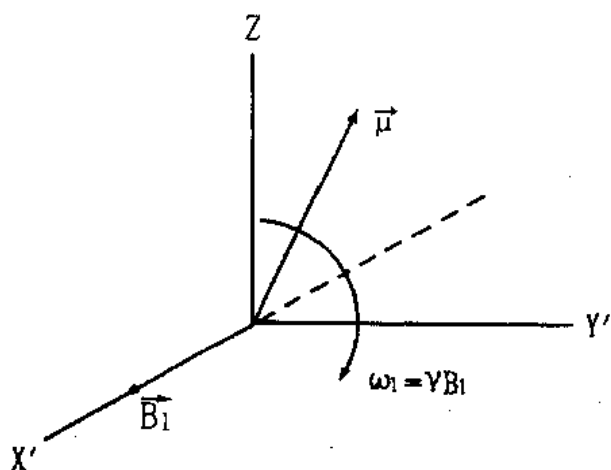


图 1.7 自旋磁矩 $\vec{\mu}$ 在射频场作用下的运动。在旋转坐标系里看， $\vec{\mu}$ 绕 \vec{B}_1 进动。

磁化强度矢量 \vec{M} 作为由许多自旋磁矩 $\vec{\mu}$ 合成的宏观磁矩，它在恒定磁场 \vec{B}_0 中运动和在恒定磁场中受射频磁场作用时的运动方式，应当与一个自旋磁矩在同样条件下的运动方式没有什么区别。事实上，磁化强度矢量 \vec{M} 和自旋磁矩 $\vec{\mu}$ 一样有两种进动运动。在恒定磁场 \vec{B}_0 中，若磁化强度矢量 \vec{M} 由于某种原因偏离 \vec{B}_0 方向一个角度 θ ，它便在保持这个角度大小不变的情况下以角频率 $\omega_0 = \gamma B_0$ 绕 \vec{B}_0 方向作拉莫进动 (图 1.8a)。若另外施加与 \vec{B}_0 方向垂直的射频场 \vec{B}_1 的作用，

并且，射频场 \vec{B}_1 变化的角频率等于 ω_0 时，在以角频率 ω_0 旋转的坐标系里看，磁化强度矢量 \vec{M} 将绕 \vec{B}_1 进动，绕 \vec{B}_1 进动的角频率 $\omega_1 = \gamma B_1$ (图 1.8b)。假定，射频场作用的起始时刻 \vec{M} 处在 Z 方向；射频场持续作用的时间为 τ 。那么，由于磁化强度矢量绕 \vec{B}_1 方向的进动，它在时间 τ 内将偏离 Z 方向一个角度。这个角度常用 θ 表示，在上述条件下，

$$\theta = \omega_1 \tau = \gamma B_1 \tau \quad (1.14)$$

根据以上所述，磁化强度矢量 \vec{M} 有既绕恒定磁场 \vec{B}_0 方向进动又绕射频磁场 \vec{B}_1 方向进动的特性。将这两方面结合起来不难想象，在射频场 \vec{B}_1 作用下，矢量 \vec{M} 与 \vec{B}_0 之间的夹角 θ 将不断增大。两种进动的合成运动使矢量 \vec{M} 的顶端在静止坐标系中的运动轨迹将描绘出图 1.9 中那样的螺旋形曲线。这就是磁共振现象的宏观描述。

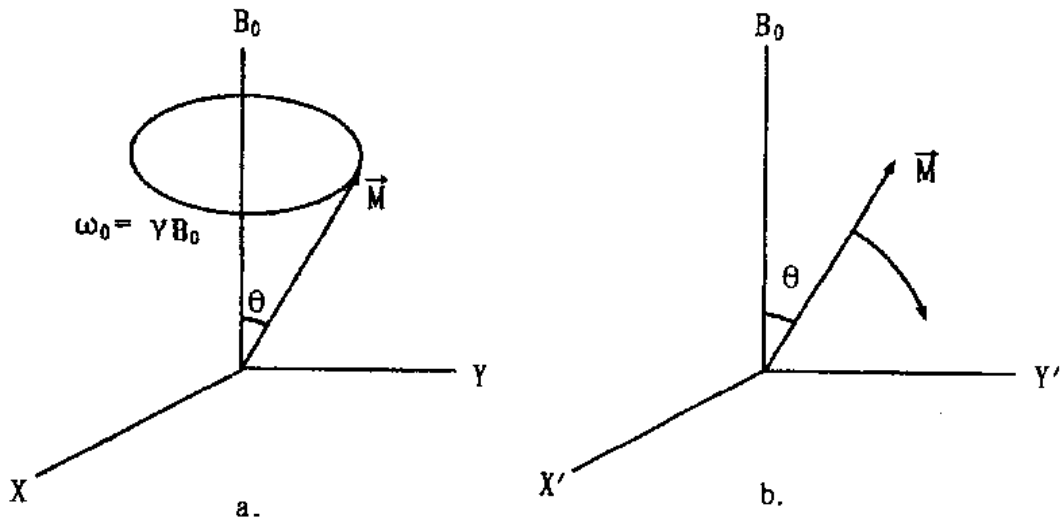


图 1.8 磁化强度 \vec{M} 的拉莫尔进动和在射频场作用下的运动

- a. 使 \vec{M} 偏离磁场 \vec{B}_0 方向一个角度 θ 时, 它就绕 \vec{B}_0 方向进动, θ 角保持不变。
- b. 发生磁共振时, 在旋转坐标系里看, \vec{M} 绕 \vec{B}_1 进动, 导致 θ 角不断增大。

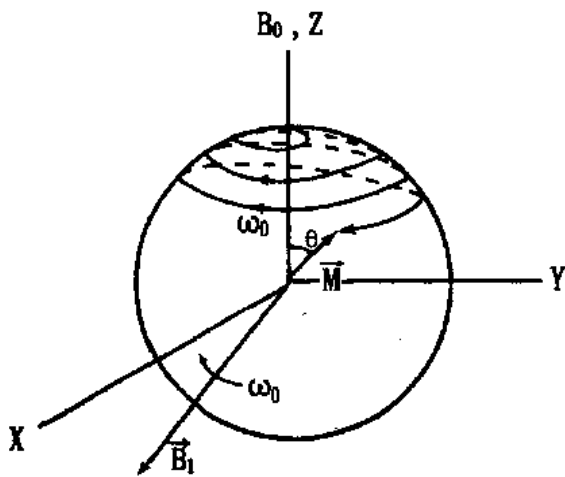


图 1.9 在恒定磁场 B_0 中, 磁化强度矢量 \vec{M} 在射频场作用下的运动

需要指出, 在磁化强度矢量 \vec{M} 受到射频激励而偏离磁场 \vec{B}_0 方向的过程中, 射频波的作用并不改变合成磁化强度 \vec{M} 的各个自旋磁矩之间原来的相位关系, 因而也不改变由它们合成的矢量 \vec{M} 的幅度。这就是说, 磁化强度矢量 \vec{M} 在偏离 \vec{B}_0 方向而运动的过程中仍然保持它原来的一定大小不变。这是因为激励质子集合的射频电磁波的波长远大于样品的几何尺度。这样, 处在样品内任何位置的自旋磁矩都受到相同的射频场的作用。所以, 各个自旋磁矩绕 \vec{B}_1 的进动是同步的, 绕 \vec{B}_0 的进动也是同步的。

在旋转坐标系中观察不出 \vec{M} 绕 \vec{B}_0 的进动, 所看到的只是磁化矢量 \vec{M} 整个地从 \vec{B}_0 或 Z 方向偏倒的效果。

现在, 我们可以清楚地知道, 发生磁共振时, 物质的磁化强度的大小不变, 但是, 磁

化的方向发生了改变。磁化矢量偏离 Z 轴方向，必然伴随磁化强度的横向 (XY) 分量的出现。

最后，我们对 (1. 14) 式定义的 θ 稍作说明。这个角度一般称为磁化矢量的翻转角。翻转角 θ 的大小正比于射频磁场的强度 B_1 和它持续作用的时间 τ 的乘积。

激发磁共振的射频波每次作用持续的时间 τ 一般很短，常以微秒 (μs) 为单位计量。所以，这个射频波一般称为射频脉冲，射频脉冲持续的时间长短称为它的脉冲宽度 τ 。

射频脉冲习惯上用它们引起的磁化翻转角的大小命名。例如，能使磁化强度产生 90° 翻转角的射频脉冲叫做 90° 射频脉冲， 90° 射频脉冲的作用可以将磁化矢量从纵向 (Z 方向) 完全翻转到横向 (XY 平面)。能使磁化矢量产生 180° 翻转角的射频脉冲叫做 180° 射频脉冲， 180° 射频脉冲的作用可以将纵向磁化矢量从 +Z 方向翻转到 -Z 方向，但这并不伴随横向磁化分量出现。

显然，脉冲宽度 τ 相同时， 180° 射频脉冲的幅度应当是 90° 射频脉冲幅度的两倍；脉冲幅度 B_1 相同时， 180° 脉冲的宽度应当是 90° 脉冲宽度的两倍。

1. 8 纵向弛豫和横向弛豫^[1,3,4]

我们已经知道，质子集合在磁场中将被磁化。平衡磁化强度指向 +Z 方向，它是纵向磁化强度 M_z 的最大值，用 M_0 表示。当质子集合受射频脉冲激励发生磁共振时，平衡状态被破坏， M_0 偏离 +Z 方向，纵向磁化强度 M_z 随之减少，同时出现磁化强度的横向分量 M_{xy} 。停止射频脉冲的作用后，质子系统便开始弛豫，从非平衡状态向平衡状态恢复。

既然磁化强度在非平衡状态下不仅有纵向分量存在，而且还有横向分量存在。那么，磁化强度恢复平衡状态的过程就不仅包括纵向分量向 M_0 恢复的过程，而且还包括横向分量向零恢复的过程。根据这个事实，弛豫可以分为纵向弛豫和横向弛豫。纵向弛豫即磁化强度的纵向分量从某个 M_z 向它的最大值 M_0 增长的过程。横向弛豫即磁化强度的横向分量从某个 M_{xy} 向它的最小值零衰减的过程。这一章在前面讲述过的自旋-晶格弛豫其实就是这里说的纵向弛豫。与纵向弛豫被称为自旋-晶格弛豫相对应，横向弛豫的另一名称为自旋-自旋弛豫。自旋-晶格弛豫和自旋-自旋弛豫的名称本身反映产生纵向弛豫和产生横向弛豫的两种不同内部机制。

关于纵向弛豫的数学方程和纵向弛豫的机制在前面已经作了描述，这里不再重复。以下着重对横向弛豫进行具体的分析和说明。

按照类似于处理纵向弛豫的方法可以写出横向磁化强度的弛豫方程：

$$\frac{dM_{xy}}{dt} = \frac{0 - M_{xy}}{T_2} \quad (1. 15)$$

上式中， T_2 是表示横向弛豫速率的特征时间。

对 (1. 15) 式求解可以得到

$$M_{xy} = M_{xy\max} e^{-t/T_2} \quad (1. 16)$$

这个表达式中的 $M_{xy\max}$ 是横向弛豫开始时刻横向磁化强度 M_{xy} 的最大幅度。如果激励处于热平衡的质子系统的射频脉冲是 90° 脉冲，弛豫从 90° 脉冲停止作用的瞬间开始。这时，

$$M_{xy\max} = M_0.$$

(1.16) 式表明, 在横向弛豫过程中, 横向磁化强度以指数函数形式从其最大值开始衰减, T_2 为其指数式衰减的时间常数。将 (1.16) 式绘制成曲线, 如图 1.10 所示。

弛豫过程结束后, 磁化强度恢复到它的热平衡值。即经过弛豫, 纵向磁化强度最终增长到 M_0 , 横向磁化强度最终减少到零。但是, 需要强调指出, 弛豫过程中纵向分量 M_z 的增大并不是横向分量 M_{xy} 减少的直接结果。弛豫过程中 M_z 与 M_{xy} 的矢量和的大小并不等于平衡磁化强度 M_0 的大小。因为横向弛豫和纵向弛豫是两个机制完全不同的过程, 并且, 这两个弛豫过程的速率也不相同。由于时间常数 T_2 总是小于时间常数 T_1 , 横向弛豫的速率 ($1/T_2$) 总是大于纵向弛豫的速率 ($1/T_1$)。样品磁化强度的恢复是以纵向磁化强度增长到 M_0 为标志, 而不是以横向分量 M_{xy} 衰减到零为标志。

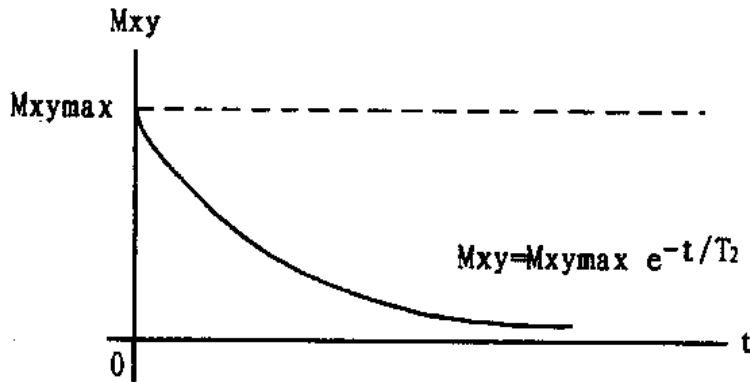


图 1.10 横向弛豫曲线

引起横向弛豫的重要因素是晶格场的非均匀性。这个因素导致横向磁化强度减小的过程可借助图 1.11 进行说明。

如前所述, 磁共振样品物质包含大量质子自旋磁矩, 每个自旋磁矩都处在邻近自旋磁矩建立的局部磁场中, 不同位置的质子自旋磁矩的本地磁场有所不同。这使得整个样品中的所有自旋磁矩绕外加磁场方向进动的角频率在 ω_0 附近一个范围内随机分布。各自旋磁矩的进动频率不同, 这可以等效地说, 所有自旋磁矩以相同的频率进动, 但是, 它们具有各不相同的进动相位。用图形表示出来, 就是各自旋矢量以各种不同角度弥散分布在进动圆锥面上。在热平衡状态, 纵向磁化强度 $M_z = M_0$ 。但由于所有自旋矢量的方向或它们进动的相位弥散到在 360° 角的范围均匀分布的程度, 所以, 由全部自旋磁矩合成的横向磁化强度 $M_{xy} = 0$ 。当用射频脉冲激励磁共振, 使 M_0 偏离 Z 方向时, 横向分量 M_{xy} 产生出来。 90° 射频脉冲使 M_0 整个翻转到 XY 平面内, 而且, 在 M_0 翻转过程中和 90° 脉冲结束的瞬间, 所有自旋磁矩始终保持着它们在 M_0 翻转以前所具有的相位关系。这就是为什么在 90° 脉冲结束的这一瞬间 $M_{xy} = M_0$ (图 1.11a) 的道理。但是, 在 90° 脉冲作用过后, 晶格场的非均匀性引起自旋进动相位弥散的现象将要产生作用。这样就导致合成的横向磁化

强度开始减小(图 1. 11b)。90°脉冲停止作用后, 随着时间增长, 自旋进动相位弥散范围越来越大, 横向磁化强度的幅度变得越来越小, 最终衰减到横向分量消失, $M_{xy}=0$ (图 1. 11c)。显然, 场的非均匀性程度越大, 达到自旋进动相位完全弥散和横向磁化强度完全衰减的时间越短。

引起横向弛豫的另一因素是纵向弛豫。因为在纵向弛豫过程中, 自旋磁矩的能量状态改变伴随出现自旋磁矩之间进动相位关系的紊乱, 这同场的非均匀性引起的自旋进动相位弥散一样, 会导致横向磁化强度幅度逐渐减小。只有因纵向弛豫而引起的横向磁化强度减小的量值才和纵向磁化强度增长的量值相当。这就是说, 假设不存在晶格场的非均匀性引起的横向弛豫, 给定样品的横向弛豫时间 T_2 当和纵向弛豫时间 T_1 相等。

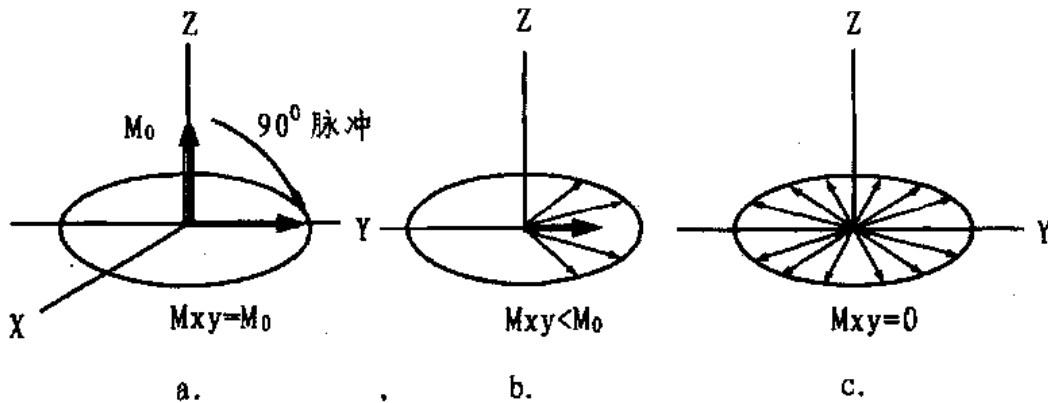


图 1. 11 90°脉冲结束后, 随着自旋进动相位弥散分布的范围扩大, 横向磁化强度逐渐衰减为零。

顺便说明一下, 弛豫也可用弛豫过程的两个特征时间 T_1 和 T_2 命名。按这种命名方式纵向弛豫或自旋-晶格弛豫的第三个名称是 T_1 弛豫; 横向弛豫或自旋-自旋弛豫的第三个名称是 T_2 弛豫。

1. 9 决定弛豫时间的因素^[5,6]

对质子产生波动磁场作用的任何机制都可能诱导弛豫。在 MRI 中, 弛豫的基本机制是质子自旋磁矩与邻近质子或其他原子磁矩的相互作用, 质子自旋磁矩之间的相互作用尤为重要。

磁共振样品中的每个自旋磁矩都处在邻近自旋磁矩建立的区域性磁场中。由于固体、粘性液体和非粘性液体这些不同物理状态的物质中, 分子或原子热运动的速率相差悬殊, 因此, 一个自旋磁矩受邻近自旋磁矩局部磁场作用的效果在不同物理状态的物质中有显著差别。这导致弛豫率(弛豫时间的倒数)与样品的物理状态有密切关系。为了说明这个概念, 我们引入分子转动相关时间 τ_c 这个术语。 τ_c 是表征分子运动速率的特征时间, 它可

以粗略地理解为分子转动 $1/2\pi$ 圆周所需要的最小时间，或者，分子的热运动引起磁矩方向发生跳变之间的最小时间。

非粘性液体，包括水在内，分子运动速度很快，分子转动相关时间 $\tau_C \sim 10^{-12}$ 秒。液体随着粘度增加，或者分子体积增大，或者温度降低，分子运动速度变得缓慢起来， τ_C 呈增大的趋势。粘性液体，如水化脂肪，分子转动相关时间 $\tau_C \sim 10^{-9}$ 秒。固体样品的分子运动速度十分缓慢，分子转动相关时间 $\tau_C \sim 10^{-5}$ 秒。

样品的分子转动相关时间 τ_C 的长短决定着晶格场静态的非均匀性和动态的波动性，而晶格场的这两方面的性质分别是诱发 T_2 弛豫和 T_1 弛豫的因素。

一个质子自旋磁矩只受到磁场 B_0 的作用时，它的进动频率 $\omega_0 = \gamma B_0$ 。但是，束缚在一个水分子中的两个质子，由于彼此离得很近，一个便处在另一个的自旋磁矩产生的附加磁场 ΔB 中， ΔB 约 10 高斯，与自旋矢量相对于 \vec{B}_0 的取向有关系。如果质子的位置固定不动，如在冰中， ΔB 是一固定值。这个固定的静态不均匀性将引起其它分子的质子以各不相同的频率进动，进动角频率在从 $\omega = \gamma (B_0 + \Delta B)$ 到 $\omega = \gamma (B_0 - \Delta B)$ 的范围。一个质子集合中所有质子的进动频率不同就会出现自旋进动相位弥散现象，也就是产生 T_2 弛豫作用。

假设，局部磁场在 20 高斯范围内，那么，引起进动的自旋出现完全相位弥散的时间近似等于质子自旋在 20 高斯的磁场中进动一周的时间。根据在 20 高斯磁场中质子的进动频率 $f = 42.6 \times 0.002$ 兆赫 $= 8.52 \times 10^4$ 赫，可以知道，一个集合中的质子出现完全相位弥散的时间为 $1/f = 1.2 \times 10^{-5}$ 秒或 12 微秒。

这样，如果分子转动相关时间 $\tau_C > 10^{-5}$ 秒，那么，水分子中的一对质子在相对于上述完全相位弥散来说充分长的时间相对固定不动。任何转动相关时间这样长的大分子也都转动得非常缓慢，以致可以认为它们的晶格场在横向弛豫过程中相对固定不变。正因为如此，它们的晶格场的非均匀性也最大。所以， $\tau_C > 10^{-5}$ 秒的样品横向弛豫速率最高，横向弛豫时间 T_2 最短。如果分子的转动相关时间 $\tau_C \sim 10^{-12}$ 秒，它们将以各向同性的方式迅速运动。这种情况下，质子自旋磁矩之间的相互作用的静态分量对自旋进动相位的正向和反向作用平均为零，也就是晶格场的非均匀性对 T_2 弛豫的作用平均为零。在室温或体温条件下的普通水，大多数溶剂和小分子量溶质的溶液基本上是这种情况，这些样品的 T_2 弛豫时间最长。如果分子的转动相关时间介于以上两者之间，分子运动的速率不是太慢也不是太快，那么，这样的样品将具有不是最长也不是最短的中等 T_2 弛豫时间。

晶格场的波动性是既引起 T_1 弛豫又引起 T_2 弛豫的因素。波动场的频率分量包含从零（实际指低于 10^5 赫的频率）到 $\frac{1}{\tau_C}$ 的所有频率。以这个频率范围内不同频率转动的质子数按频率的分布定义为频率分布函数 $J(\omega)$ ，或称为质子密度谱。固体、粘性液体和非粘性液体的频率分布函数的曲线形式示于图 1. 12。每条曲线下的面积相等，与总质子数成正比；阴影区域的面积正比于以共振频率 ω_0 转动的质子数。

分子的转动运动将每个质子置于邻近质子的变化磁场中。当质子受到共振频率上的磁场分量的作用时，质子自旋磁矩有一定的机率改变状态，通过吸收射频能量从低自旋状态跃迁到高自旋状态。两个自旋磁矩相互作用，一个自旋磁矩失去能量，一个自旋磁矩获得

能量，这种相互作用称为自旋交换。

假若经过自旋交换，两个自旋都归于低能态，多余的能量将变成晶格分子运动的能量，这就是自旋-晶格弛豫或 T_1 弛豫机制。假若经过自旋交换，两个自旋磁矩相对于其余排列一致或相聚在一个方向的自旋磁矩随机取向，就将引起自旋磁矩进动相位的随机分布，结果将是自旋进动相位相互干涉而导致横向磁化强度减小。这就是与 T_1 弛豫相联系的 T_2 弛豫机制。

需要明确指出，所有以共振频率转动的水分子（质子对）具有使它们能够弛豫的机制。不以共振频率转动的水分子不能通过磁共振现象弛豫。但是，因为水分子的运动状态在不断改变着，所以，所有水分子最终都有机会以共振频率转动，因而，它们最终能够通过磁共振现象而弛豫。弛豫速率或弛豫时间的长短依赖于共振频率上的质子数对于其他所有可能频率上的质子数的比值，即任意时刻共振的这部分质子占全体质子的比例。

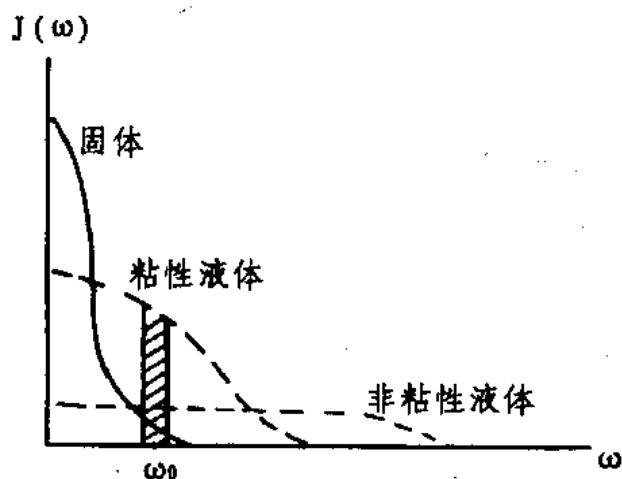


图 1.12 固体、粘性液体和非粘性液体中质子的频率分布函数 $J(\omega)$ 的曲线形式。阴影区域代表以共振频率 ω_0 转动的相对质子数。

粘性液体， $\frac{1}{\tau_c} \sim \omega_0$ ，以共振频率转动的分子数的比例最大，晶格场具有能有效诱发 T_1 弛豫的射频分量。所以，粘性液体与固体和非粘性液体相比，其 T_1 弛豫速率最高， T_1 弛豫时间最短。

因为 $J(\omega)$ 是频率的函数，所以，改变共振频率可以改变以共振频率转动的质子数的相对值，从而引起 T_1 弛豫时间的改变。例如，当用一个比图 1.12 中的 ω_0 高的共振频率时，代表粘性液体和固体的曲线下的阴影区域面积减小，这使非粘性液体在共振频率上的质子数起作用的比重增大，结果将导致 T_1 变长。

因为拉莫进动频率或共振频率决定于磁场强度，所以，根据以上分析， T_1 弛豫时间和磁场强度有关，磁场强度增高使 T_1 延长。按严格的理论公式计算得到的弛豫时间和转

非粘性液体， $\frac{1}{\tau_c} \gg \omega_0$ ，以各种不同频率转动的分子数在由 $\tau_c \sim 10^{-12}$ 秒决定的最高频率到零频率的广阔范围均匀分布。所以，非粘性液体中以共振频率转动的分子很少，诱发 T_1 弛豫的射频能量很弱。这样，非粘性液体的 T_1 弛豫过程很缓慢， T_1 弛豫时间很长。

固体， $\frac{1}{\tau_c} \ll \omega_0$ ，绝大多数分子以远离共振频率的低频率转动，以共振频率转动的分子数占很小比例。所以，固体的 T_1 弛豫时间也很长。

动相关时间 τ_c 的关系示于图 1. 13, 曲线左侧对应于非粘性液体, 例如水, $\tau_c \sim 10^{-12}$ 秒, 这个区域 $T_1 = T_2$ 。曲线右侧对应于固体, 例如冰和脱水蛋白, $\tau_c \sim 10^{-5}$ 秒, 这个区域 $T_1 > T_2$ 。曲线中间区域对应于粘性液体, 例如水化脂肪和油, $\tau_c \sim \frac{1}{\omega_0} \sim 10^{-9}$ 秒。

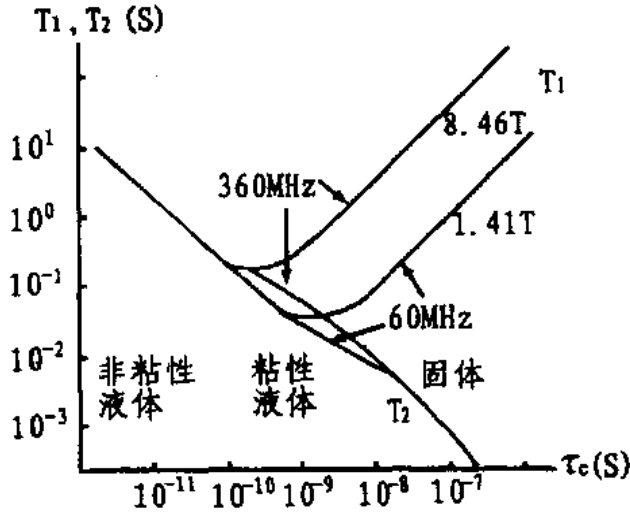


图 1. 13 弛豫时间 T_1 、 T_2 与转动相关时间 τ_c 的关系曲线。磁场强度以特斯拉为单位, 质子共振频率是以兆赫为单位。

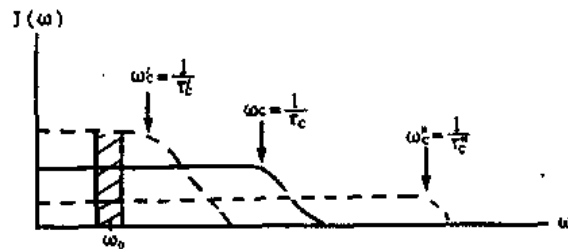


图 1. 14 温度对水质子频率分布函数的影响。温度升高频率分布范围扩大 ($\omega_c'' > \omega_c$), 共振频率 ω_0 上的质子数减少, T_1 增大, 温度降低则相反 ($\omega_c' < \omega_c$, T_1 减小)。

除磁场强度外, 温度也影响 T_1 弛豫速率。温度对 T_1 的影响可通过图 1. 14 定性地解释。图 1. 14 说明温度对水质子密度的频率分布函数的影响。在室温条件下, 水分子的转动相关时间为 τ_c 。温度低于室温时, 分子转动运动变得较为缓慢, 转动相关时间增长为 τ'_c 。温度高于室温时, 分子转动运动变得较为迅速, 转动相关时间缩短为 τ''_c 。与这三个转动相关时间对应的最高转动频率分别为 $\omega_c = \frac{1}{\tau_c}$, $\omega'_c = \frac{1}{\tau'_c}$ 和 $\omega''_c = \frac{1}{\tau''_c}$ 。注意, 图 1. 14

中每条曲线下的面积代表总质子数，总质子数在不同温度下保持相等。阴影的面积代表以共振频率转动的质子数。因为弛豫率与共振频率上的质子数成正比，所以，由图 1. 14 可以看出，温度降低时，以共振频率 ω_0 转动的相对质子数增加， T_1 弛豫速率加快， T_1 弛豫时间缩短。相反，温度升高时，以共振频率 ω_0 转动的质子数减少， T_1 弛豫速率减慢， T_1 弛豫时间增长。

1. 10 自由感应衰减信号^[1,2]

在磁共振成像设备中，接收信号用的线圈和发射射频脉冲用的线圈可以是同一个线圈，也可以是线圈方向相互正交的两个线圈，线圈平面与磁场 B_0 平行。因为要接收的信号是样品在射频激励后产生的响应信号，所以，接收在停止发射射频脉冲后进行。射频脉冲停止作用后出现弛豫过程，磁化矢量只受磁场 B_0 的作用，这种情况下磁化矢量绕 B_0 方向的进动被称为自由进动，以有别于磁共振过程中还受到射频激励的那种运动。因为只有横向磁化强度 M_{XY} 在垂直于线圈平面的平面上运动，所以，根据电磁感应定律，只有横向磁化强度 M_{XY} 能在接收线圈中感应出随时间而变化的电压 $V(t)$ ，其大小与横向磁化强度成正比，

$$V(t) \propto M_{XY} \cos \omega_0 t \quad (1. 17)$$

感应电压表达式中的余弦项 $\cos \omega_0 t$ 反映 M_{XY} 以角频率 ω_0 绕磁场 B_0 方向的周期性运动，它决定了感应电压随时间周期性变化的规律。

因为在弛豫过程中 M_{XY} 的幅度按指数方式不断衰减，

$$M_{xy} = M_0 \sin \theta e^{-t/T_2} \quad (1. 18)$$

上式中， θ 是射频脉冲停止作用时磁化强度矢量与磁场 B_0 方向之间的夹角。所以，考虑到这种情况，(1. 17) 式成为

$$V(t) \propto M_0 \sin \theta \cos \omega_0 t e^{-t/T_2} \quad (1. 19)$$

这个表达式代表所谓自由感应衰减 (FID) 信号，因为这个电压 $V(t)$ 是磁化矢量的自由进动感应产生的，并且是一个不断衰减的振荡电压。FID 信号的振荡频率等于拉莫进动频率，它的起始幅度正比于平衡磁化强度 M_0 ，幅度随时间指数式衰减的速率就是横向弛豫速率 ($1/T_2$)。

根据 (1. 19) 式， $\theta=90^\circ$ 时，FID 信号的起始幅度最大； $\theta=180^\circ$ 时，FID 信号的起始幅度为零。这就是说， 90° 射频脉冲的激励产生最大的 FID 信号， 180° 射频脉冲的激励全然不产生 FID 信号，因为 180° 脉冲的作用使磁化矢量由 $+Z$ 方向变到 $-Z$ 方向，并且在沿 Z 方向恢复平衡的过程中没有任何横向磁化分量出现。

(1. 19) 式是 FID 信号的时域函数。时域函数描述信号的瞬时幅度与时间的对应关系。对时域函数进行付立叶变换就得到它的频域函数或频谱。信号的频谱描述组成时域信号的各种不同频率分量和各个频率对应的信号强度。以单一频率周期性振荡的等幅信号的频谱是频率坐标轴上的一条垂直线；由两个不同频率的等幅振荡合成的信号的频谱是频率坐标轴上的两条等高的垂线。每条垂线称为一条频谱线，它们组成所谓离散频谱。对 (1.

19) 式进行付立叶变换, 结果就得到 FID 信号的频域函数或频谱:

$$\int_0^{\varphi} V(t) \cos \omega t dt = \frac{M_0}{2} \frac{T_2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} \quad (1.20)$$

图 1.15 是 FID 信号的波形和它的频谱的示意图。FID 信号的瞬时值以角频率 ω_0 振荡变化, 瞬时最大值的包络以 T_2 为时间常数指数式衰减。如图 1.15a 所示。图 1.15a 中的 ω_0 , T_2 和起始幅度的数值是任意假定的。FID 信号具有连续频谱, 频谱曲线的峰值与共振频率 ω_0 对应, 随着频率远离 ω_0 , 对应频率的信号强度越来越小, 如图 1.15b 所示。频谱曲线的峰值高度的 $\frac{1}{2}$ 处对应的两个频率之间的频率范围定义为半高度带宽或频谱宽度。频谱宽度与 T_2 成反比。 T_2 越长, FID 信号衰减越慢, 频谱曲线越尖锐, 频谱宽度越小, FID 信号所包含的共振频率以外的频率分量越少。反之, T_2 越短, FID 信号衰减越快, 频谱曲线越平缓, 频谱宽度越大, FID 信号所包含的共振频率以外的频率分量越多。

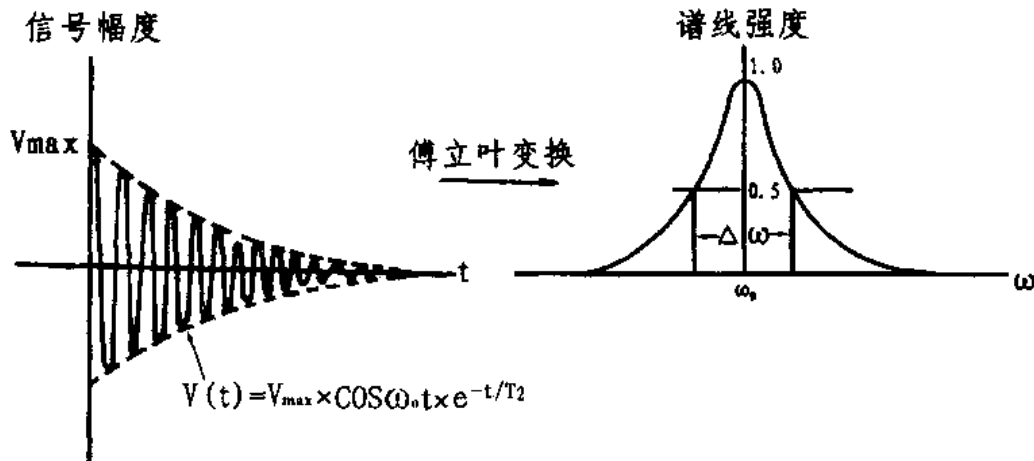


图 1.15 FID 信号的波形 (a) 及其频谱 (b) 的示意图。

按照前面的分析得出的一个结论, 是晶格场的非均匀性引起的自旋进动相位弥散导致了横向磁化强度的衰减。其实, 外加磁场 B_0 的非均匀性同样能引起自旋进动相位弥散, 而且, 它是实际上导致横向磁化强度衰减的主要因素。在两者同时起作用的情况下, 如果把单纯由外加磁场的非均匀性引起的横向磁化强度衰减的时间常数记作 T_2' , 那么, 表示 FID 信号的 (1.19) 式的右边还应乘以 $e^{-t/T_2'}$ 。这样, FID 信号 $V(t)$ 的表达式成为

$$V(t) \propto M_0 \sin \theta \cos \omega_0 t e^{-t/T_2^*} \quad (1.21)$$

其中,

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2'} \quad (1.22)$$

实际上, 因为 $T_2' \ll T_2$, 所以, $T_2^* \approx T_2'$ 。这说明 FID 信号衰减的速率主要决定于 T_2' 。FID 信号实际衰减的速度比组织样品的 T_2 弛豫速率快得多。

根据以上所述，我们还可以引出其他一些有用的概念。简述如下：

由于磁场的非均匀性使横向磁化强度衰减很快，而且，由于衰减而失去的这部分横向磁化并不能转化为纵向磁化，所以，纵向磁化强度恢复到平衡值一般要比横向磁化强度衰减到零慢得多，许多物质的 FID 信号早在纵向磁化强度完全恢复之前就消失了。因为这个道理，FID 信号刚一消失就立即重复施加 90° 脉冲实行激励，这不可能期望得到较大的响应信号。另外，为了根据磁共振信号检测样品组织真正的 T_2 弛豫特性，必须在测量中设法消除磁场的非均匀性对 T_2 弛豫的影响。关于这一点在下一章进一步说明。

第二章

磁共振成像

磁共振成像 (MRI) 涉及激发磁共振和测量磁共振信号的射频脉冲序列, 获取信号位置信息的空间编码方法, 以及利用带有编码信息的信号重建影像的技术这三个方面的问题。本章阐述磁共振成像的基本原理, 重点内容是梯度场的性质和它在空间编码中的作用, 二维影像的付立叶重建法和多层面成像。

2.1 概述

磁共振影像上可以分辨的最小几何单位是像素。一幅平面影像由 N_Y 行和 N_X 列像素组成。 N_Y 是影像垂直方向的像素数, N_X 是影像水平方向的像素数。一幅影像的所有像素是几何尺寸全等的小矩形。一个像素与被成像物体的一个小体积单元对应, 这个小体积单元称为体素。体素具有一定厚度, 一幅影像的所有像素对应的体素组成一个所谓层面 (图 2.1)。一幅平面影像实际上是这个有一定厚度的层面所包含的组织构造的影像。影像上各个像素的明亮或暗淡的程度, 在影像学中称为灰度, 决定于由对应的组织体素发出的磁共振信号的强弱。灰度值规定取从某个最大值到某个最小值 (例如 $0-2^{15}$) 之间的任意数值。最大灰度值对应于亮度最高的白色, 最小灰度值对应于亮度最低黑色。所以, 简单地说来, 一幅 MR 影像就是被成像层面各个体素的 MR 信号的平面分布图。

为了产生一幅 MR 影像, 不仅要获得被成像层面每个体素的 MR 信号, 而且, 要获得这些信号的位置信息, 这才有可能对一个指定的解剖层面成像, 并使产生的影像的每个像素与这个解剖层面的每个体素正确无误的一一对应。

赋予 MR 信号空间位置信息的方法称为空间编码。磁共振成像的空间编码技术建立在拉莫方程的基础上。根据 $\omega_0 = \gamma B_0$ 这个基本关系, MR 信号的频率唯一地由磁场强度 B_0 决定。如果使处于不同位置的体素中的质子受到不同磁场强度的作用, 不同位置的体素中的质子便具有不同的共振频率。在场强随位置变化的磁场中, 质子的共振频率在磁场较强

的地方较高，在磁场较弱的地方较低。这样，在这些受不同磁场强度作用的质子都产生磁共振的情况下，接收到的信号必定是许多不同频率的正弦波的合成信号。合成信号是幅度随着时间在变化的所谓时域信号。通过计算机对时域信号进行付立叶变换，又可以求得合成信号中的各个不同频率的正弦波所占的分量，也就是组成时域信号的所有正弦波的频率和各个频率上的信号幅度。由时域信号分解产生的正弦信号的频率和它的幅度的对应关系称为时域信号的频谱，频谱也称为频域信号。因为不同频率的信号来自不同场强的位置，所以，频谱就代表了不同位置发出的信号的强度。根据这个道理不难理解，不同体素中 MR 信号的不同频率可以用来作为这些体素位置的标记。用频率对体素或质子的空间位置进行标记，在 MRI 中称为频率编码。不同体素中 MR 信号的不同相位也可以作为体素位置的标记，相应地称为相位编码。频率编码和相位编码在本质上没有什么区别，因为它们都是通过均匀磁场上迭加线性梯度场而实现的。

通过计算机进行付立叶变换将时域信号变换为频域信号，在磁共振成像中称为影像重建。为了获得一幅影像，在影像重建前要反复进行许多次信号采集，每次信号采集需要成像系统按一定时序发射射频脉冲和输出建立梯度磁场的梯度脉冲，以进行成像层面选定，激发选定的层面的磁共振，形成磁共振信号和实现信号的空间编码。为此而设计的有一定时序和周期重复时间的一组射频脉冲和梯度脉冲，称为一个磁共振成像脉冲序列。在一个成像脉冲序列的实施过程中，射频脉冲的工作和梯度脉冲的工作是有机地结合在一起的。不过，在下面介绍磁共振成像的基本原理时，为了叙述方便，并且有利于充分说明一些有用的概念，我们不妨将射频脉冲序列从成像序列中分离出来先行介绍。

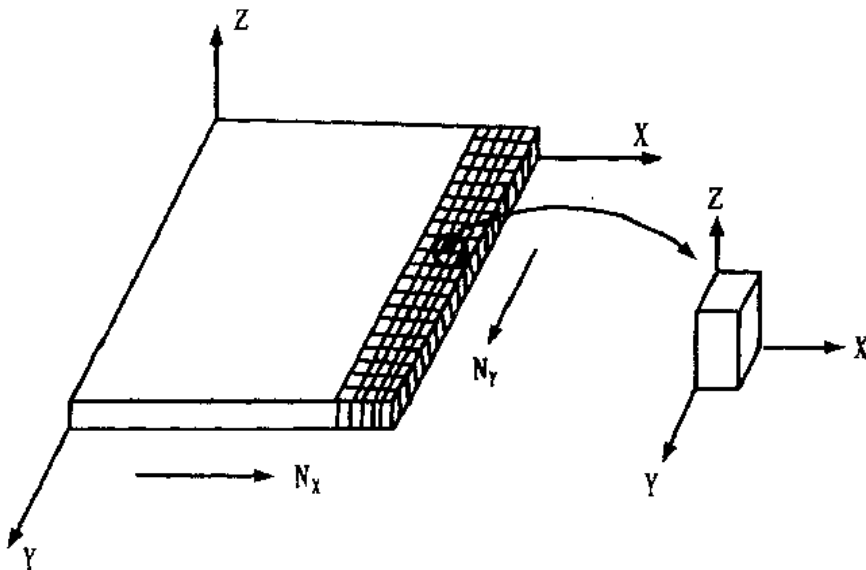


图 2.1 一个成像层面是 $N_x \cdot N_y$ 个体素组成的矩形陈列。

2.2 射频脉冲序列^[7,8]

因为 MR 信号（如 FID 信号）由横向磁化强度在接收线圈中感应产生，横向磁化强度的大小正比于平衡磁化强度的幅度，因而正比于参与磁共振的组织的质子密度。所以，MR 信号强度与质子密度有关。又因为 MR 信号在射频激励后的弛豫过程中被检测，所以，从特定组织检测的 MR 信号的强度，不仅与该组织的 T_1 和 T_2 弛豫时间有关，而且，与在弛豫过程中的什么时间测量及用什么方法测量有关。所谓射频脉冲序列就是指产生并测量 MR 信号所需要的一组周期性重复的射频脉冲的组合方式和定时关系。最基本的成像序列有饱和恢复（SR）序列，自旋回波（SE）序列和反转恢复（IR）序列。这几种成像序列的射频脉冲按其作用分为射频激励脉冲和信号测量脉冲。MR 信号测量从本质上说是测量纵向磁化强度的瞬时值。但是，如前所述，为子在接收线圈中产生感应信号，需要将纵向磁化强度转变为横向磁化强度。所以，这些脉冲序列都包含为建立横向磁化强度所必需的 90° 射频脉冲。关于这三种基本脉冲序列的组成和它们测量的 MR 信号的特点，我们分别在下面进一步说明。

2.2.1 饱和恢复序列

SR 序列的每个周期只有一个 90° 射频脉冲，它利用 90° 脉冲进行射频激励，将平衡磁化强度 M_0 转变为横向磁化强度，并且立即测量由横向磁化强度感应产生的 FID 信号。所以，SR 序列的 90° 射频脉冲既是激励脉冲又是测量脉冲。

图 2.2 表示 SR 序列的射频脉冲的时序， 90° 射频脉冲只绘出了它的理想化的矩形包络来代表。相邻 90° 脉冲间隔的时间 TR 称为序列重复周期。如果 SR 序列的 TR 大于各种被成像组织的 T_1 弛豫时间，那么，各种组织的纵向磁化强度在每个周期有充分时间恢复其平衡值。从而，每个周期的 90° 脉冲基本上对已达到平衡值的纵向磁化强度进行激励。在这种情况下，紧跟 90° 激励脉冲而出现的 FID 信号的初始幅度就只决于组织的质子密度，而与组织的 T_1 弛豫时间、 T_2 弛豫时间无关。用这样的 SR 序列获得的影像，其像素的灰度值或亮度也将只决定于对应体素中的组织的质子密度。如果 SR 序列的 TR 时间与各种被成像组织的 T_1 弛豫时间的平均值相同，那么，每个周期施加 90° 激励脉冲时， T_1 短的组织纵向磁化强度有充分的弛豫时间恢复到平衡值， T_1 长的组织的纵向磁化强度没有充分的弛豫时间，因而未达到平衡值。用这样的 SR 序列获得的影像， T_1 短的组织亮度将决定于质子密度， T_1 长的组织的亮度将低于由它的质子密度决定的大小，这就是说，不同组织的 T_1 差异将对影像产生影响。

图 2.2 在表示 SR 序列的射频脉冲时序（图 2.2a）的同时，绘出了 90° 脉冲激励产生的 FID 信号（图 2.2b）和 TR 期间纵向磁化强度随时间增长的相对值曲线（图 2.2c）。

在 90° 射频激励脉冲过后，如果不立刻进行 FID 信号的检测，随着横向磁化强度在弛

豫过程中逐渐衰减，检测到的 FID 信号的幅度将减小。在有梯度场的条件下，FID 信号以 T_2^* 为时间常数指数式衰减，而不是以组织的 T_2 值为时间常数衰减。

图 2. 2c 有助于分析 TR 取不同值时 FID 信号最大幅度的变化情况，和 TR 取一定值时 T_1 不同的组织之间 FID 信号幅度的差别。这条曲线实际上能用饱和恢复法测量得到。测量过程中，先用 90° 脉冲将平衡磁化强度 M_0 变为横向磁化强度，然后，在纵向磁化强度恢复的过程中施加一个 90° 脉冲对纵向磁化强度进行取样测量。等待纵向磁化强度完全恢复平衡值之后，改变这两个 90° 脉冲之间的延迟时间重复上述测量过程。根据这样反复测量的数据便可描绘出图 2. 2c 的曲线。根据这条曲线或第一章的一个公式 $M_z(t) = M_0(1 - e^{-t/T_1})$ ，当 $t=0$ 时，即在 90° 脉冲结束的一瞬间， $M_z=0$ 。组织的纵向磁化强度为零，表明这时组织没有产生磁共振信号的能力。这就是 90° 射频脉冲将组织激励到了饱和的程度。然后，纵向磁化强度在弛豫过程中逐渐恢复。饱和恢复的名称即由此而来。当 $t = T_1$ 时， $M_z = 0.63M_0$ ，这显然表明，组织的纵向磁化强度从零上升到它的平衡值的 0.628 倍所需的时间就是这种组织的 T_1 弛豫时间。这实际上就是组织 T_1 弛豫时间的定义。

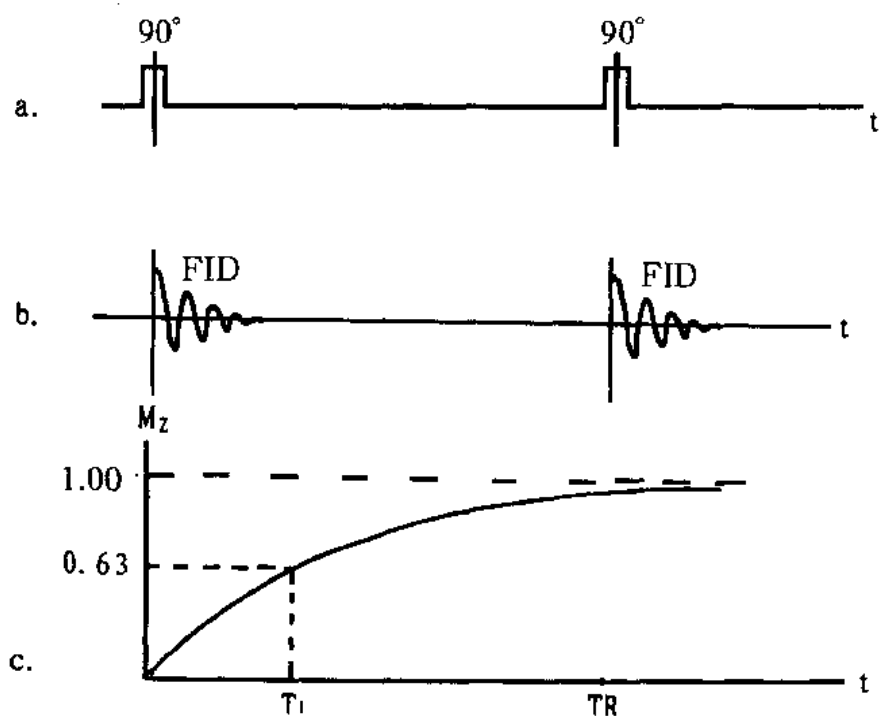


图 2. 2 SR 序列的射频脉冲时序 (a) 和这个序列中的 FID 信号 (b) 以及纵向磁化强度在 TR 期间的相对值曲线 (c)

2. 2. 2 自旋回波序列

自旋回波 (SE) 序列的射频脉冲时序示于图 2. 3。一个重复周期内有一个 90° 射频脉冲和一个 180° 射频脉冲。

SE 序列检测的信号不是 90° 射频脉冲引起的 FID 信号，而是在 90° 脉冲结束后经过一段时间 τ 施加一个 180° 射频脉冲，然后，检测由这个 180° 脉冲引起的所谓自旋回波信号。FID 信号紧随着 90° 射频激励脉冲而产生出来，它比 90° 射频脉冲微弱得多。在 SR 序列中， 90° 脉冲一结束就立即检测 FID 信号，这容易使 FID 信号被强大的射频激励脉冲干扰。在 SE 序列中，接收自旋回波能够避免磁共振信号受射频脉冲干扰。

更重要的一点是，SE 序列主要在需要反映组织的 T_2 差别的场合应用。但是，如前所述，FID 信号以 T_2^* 为时间常数很快衰减，其中磁场非均匀性引起的 T_2' 弛豫对信号衰减起主导作用。这使检测 FID 信号不能反映组织的 T_2 特性。为了获得能够反映组织 T_2 特性的信号，就必须在消除磁场非均匀性影响的基础上进行信号检测。SE 序列中 180° 脉冲所起的作用，就是一方面消除磁场非均匀性对信号的影响，一方面促使自旋回波信号的产生。

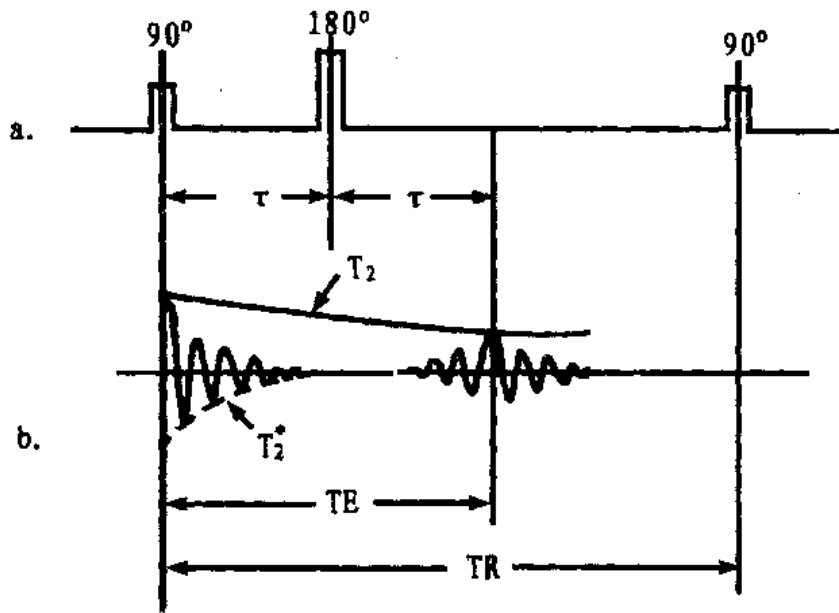


图 2. 3 SE 序列的射频脉冲时序 (a) 和这个序列中的自旋回波信号 (b)。

FID 信号以 T_2^* 为时间常数指数式衰减；从 FID 的最大值到自旋回波的峰值，信号以 T_2 为时间常数指数式衰减。

在说明自旋回波形成的过程时，我们暂不考虑 T_2 弛豫的作用，假定引起横向弛豫的

因素只有磁场的非均匀性。图 2.4 是这个假设条件下的自旋回波形成过程的图解说明。不言而喻，序列开始时的 90° 射频脉冲要将平衡磁化强度 M_0 变为横向磁化强度。在激励过程中，合成 M_0 的各个自旋磁矩受射频磁场的作用同步地向 $X'Y'$ 平面偏倒。结果，矢量 M_0 不改变大小地成为横向磁化强度。为了简便，假定 90° 脉冲结束的一瞬间横向磁化强度就在 Y' 方向（图 2.4a）。 90° 脉冲停止作用后开始由磁场的非均匀性引起的 T_2' 弛豫过

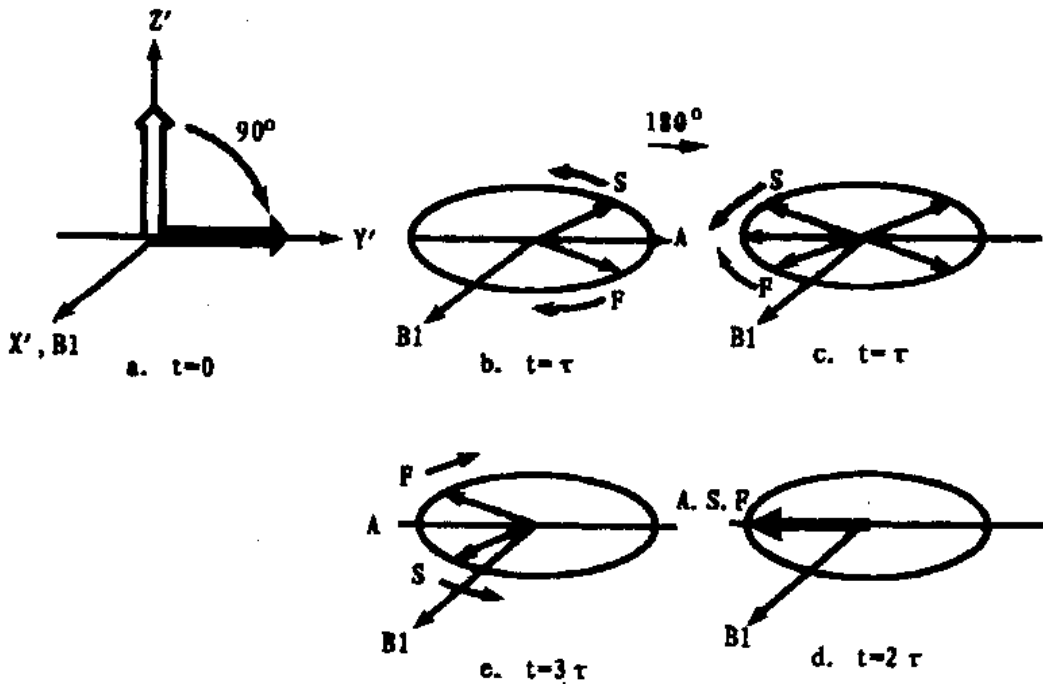


图 2.4 自旋回波形成过程的图解

- a. $t=0$ 90° 脉冲将 M_0 扭转到横向平面。
- b. $t=\tau$ 磁场非均匀性引起自旋进动相位弥散在一个角度范围。
- c. $t=\tau$ 180° 脉冲使所有自旋矢量以 B_1 为轴转过 180° ，但进动方向不变。
- d. $t=2\tau$ 自旋进动相位弥散分布的状况被完全校正，恢复到 $t=0$ 时的相位关系，称为自旋相位重聚。
- e. $t=3\tau$ 出现与 $t=\tau$ (b) 时类似的现象。

程。这是因为磁场在空间上的非均匀分布，导致不同位置的自旋磁矩以稍有区别的频率进动。以进动角频率为 ω_0 的自旋磁矩 (A) 作为参考基准，假定进动最快的自旋磁矩 (F) 的角频率为 $(\omega_0 + \Delta\omega)$ ，进动最慢的自旋磁矩 (S) 的角频率为 $(\omega_0 - \Delta\omega)$ ，那么，在以角频率 ω_0 与射频磁场同步旋转的坐标系中观察，将看到 A 静止不动，F 顺时针方向旋转，S 逆时针方向旋转。这样，经过一段时间 τ 后，F 和 S 便分别处在 A 的两侧，它们

与 A 之间形成一个夹角 ($\Delta\omega \cdot \tau$)。这意味着, 一个体素中不同位置的自旋磁矩的方向或进动相位将弥散分布在 $2(\Delta\omega \cdot \tau)$ 的一个角度范围, 这使合成的横向磁化强度比原来减小 (图 2. 4b)。这时, 一个 180° 射频脉冲出现, 它所建立的射频磁场 B_1 在 X' 方向。因受这个射频脉冲的作用, 所有自旋磁矩将绕 X' 轴同步翻转 180° , 但并不改变各自的进动方向 (即进动速度不变), 如图 2. 4c 所示。这样以来, S、F 由原来的背离 A 运动转而成为现在的朝向 A 运动, 这必然使自旋进动相位弥散分布的范围减小下来。 180° 脉冲作用后, 再经过同样一段时间 τ (从 90° 脉冲算起在 2τ 时刻), 所有自旋磁矩之间的进动相位差将完全消失。矢量 A、S、F 又在 $-Y'$ 方向重合一致, 横向磁化强度又达到最大值 (图 2. 4d)。在这之后, 自旋磁矩的进动相位又逐渐在越来越大的范围弥散分布开来, 横向磁化强度也随着逐渐减小。在 $t=2\tau$ 前后, 横向磁化强度可以在接收线圈中感应出一个幅度由小变大, 又由大变小的 MR 信号。这个信号是衰减了的 FID 信号在 180° 脉冲作用后再度重新出现的, 所以, 它被称为回波信号。回波的峰值出现在 $t=2\tau$ 时刻。 $t=0$ 和 $t=2\tau$ 之间的时间定义为回波时间 TE。

SE 序列的 180° 射频脉冲对自旋回波形成起着关键性作用。它使所有自旋进动相位一瞬间发生 180° 改变。正是这个相位反转作用校正了磁场非均匀性对自旋进动相位的影响并产生了自旋回波。磁场的非均匀性在这里是指迭加在主磁场上的一个固定的、有规律分布的梯度磁场, 在 180° 脉冲作用前和作用后相等的时间 τ 内, 它所引起的自旋进动相位变化大小相等而正负符号相反。所以, 在 $0-\tau$ 期间积累的自旋相位弥散程度在 180° 脉冲作用后的 $\tau-2\tau$ 期间能被完全逆转为零。

根据 SE 序列中 180° 脉冲所起的作用, SE 序列的 180° 脉冲被称为相位反转脉冲或者回波形成脉冲。

现在, 我们来讨论, 考虑 T_2 弛豫的影响时回波信号的峰值幅度的变化。由于引起 T_2 弛豫的原因是晶格场的非均匀性, 而晶格场的空间分布的不均匀性是没有规律的、随机地变化着。因此, 在 180° 脉冲作用前后相等的时间 τ 内, 由晶格场的非均匀性引起的自旋进

一个自旋回波将在 $t=6\tau$ (3TE) 出现……至少有两个 180° 脉冲, 并因此能产生至少两个回波的 SE 序列被列为 Carr-purrell 序列。

用序列周期 TR 长的 SE 序列采集 MR 信号有条件突出反映各种组织不同的 T_2 特性。组织的 T_2 越长, 自旋回波幅度衰减越慢, 组织的 T_2 越短, 自旋回波幅度衰减越快。所以, T_2 长的组织的信号一般比 T_2 短的组织信号强。如果 SE 序列的周期 TR 较短, 采集到的自旋回波的幅度就与组织的 T_1 长短有关。另外, 在 TR 相同的条件下, Carr-Purrell 序列能获得比基本 SE 序列多几倍的回波。第一回波的强度主要由质子密度决定, 后面的回波受组织 T_2 特性的控制。这些概念对理解 MR 影像很有实际意义。

2. 2. 3 反转恢复序列。

IR 序列的射频脉冲包括 180° 脉冲和 90° 脉冲两种, 但是, 这里的 180° 脉冲是射频激励脉冲, 90° 脉冲是测量脉冲。

图 2. 5 给出了 IR 序列的射频脉冲时序 (图 2. 5a) 和序列周期 TR 内纵向磁化强度恢复的曲线 (图 2. 5b) 以及这个序列中的 FID 信号 (2. 5c)。

180° 脉冲将平衡磁化强度 M_0 由 +Z 方向激励到 -Z 方向, 然后, 纵向磁化强度由 $-M_0$ 向 $+M_0$ 恢复。在纵向恢复的过程中施加一个 90° 脉冲对纵向磁化强度进行取样测量。因为这个序列先要使纵向磁化强度反转 180° , 然后, 在纵向磁化强度向平衡值恢复的过程中获取 MR 信号, 所以, 它被称为反转恢复序列。在磁化强度的反转恢复过程中, 磁化强度矢量只在 Z 方向增长, 它既没有横向分量也没有进动运动。所以, 为了获取信号, 要在 180° 脉冲之后的 TI 时刻施加一个 90° 射频脉冲, 目的是将这个时刻具有的纵向磁化强度变为横向的, 以便由这个横向分量在接收线圈中感应产生 FID 信号。

IR 序列的 180° 脉冲和 90° 脉冲之间的时间称为反转恢复时间 TI。

图 2. 5b 的曲线可以通过改变 TI 时间反复测量 FID 信号的幅度而获得。另外, 根据描述这条曲线的方程:

$$M_z(t) = M_0 (1 - 2e^{-t/T_1})$$

可以知道, $M_z(t) = 0$ 的一点, $t = 0.693T_1$ 。这就是说, 由给定组织的纵向磁化强度的反转恢复曲线与时间轴的交点可以确定出该组的 T_1 弛豫时间。

对通常的 TI 时间来说, 具有不同 T_1 的组织的纵向磁化强度在这时的恢复程度当然不同。 T_1 较短的组织可能已达到平衡值, FID 信号的幅度就比较大, T_1 较长的组织可能弛豫尚不充分, FID 信号的幅度就比较小。在这方面 IR 序列和 SR 序列有些类似。但是, 应用 SR 序列时, 因纵向磁化强度从零向 M_0 增长, 序列周期 TR 取得接近于纵向弛豫时间最长的组织的 T_1 ; 应用 IR 序列时, 纵向磁化强度从 $-M_0$ 向 $+M_0$ 恢复, 为使纵向弛豫在下一个序列周期开始前充分完成, TR 要取得比所有被研究的组织中最长的 T_1 大几倍。正是这方面的区别决定了 IR 序列比 SR 序列鉴别 T_1 不同的组织的能力更强。

为避免射频激励脉冲对 FID 信号的干扰, IR 序列也可以检测自旋回波信号, 这要在

90°测量脉冲后面增加一个180°回波形成脉冲，或者在IR序列周期内插入自旋回波序列。这两种情况分别示于图2.6和图2.7。

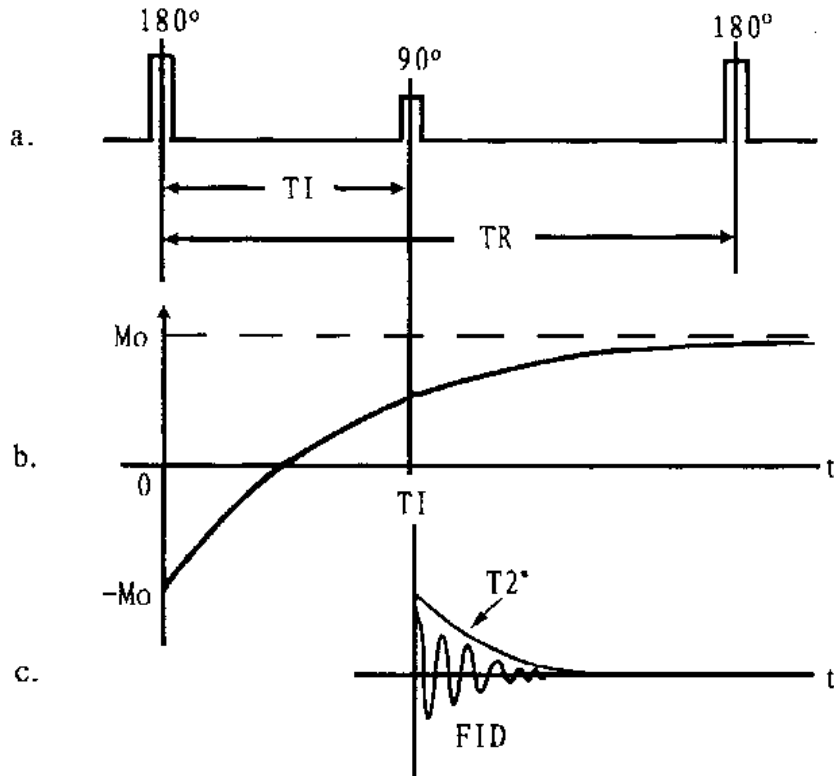


图2.5 IR序列的射频脉冲时序(a)和序列周期内纵向磁化强度随时间增长的曲线(b)及这个序列中的FID信号(c)

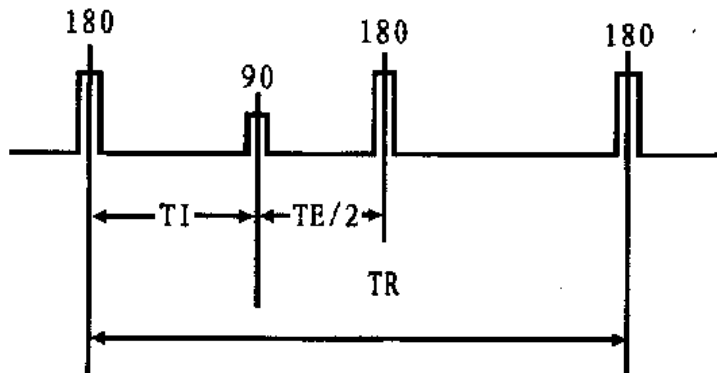


图2.6 有180°回波产生脉冲的IR序列的射频脉冲时序。

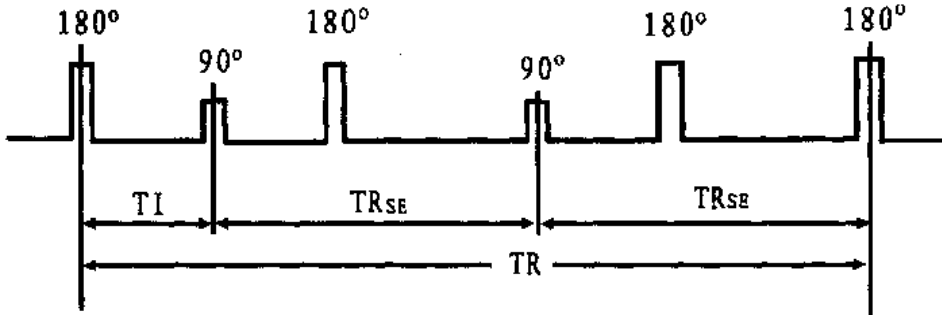


图 2.7 包含 SE 序列的 IR 序列的射频脉冲时序。

以上概括介绍了三种基本射频脉冲序列。在磁共振成像中，MR 信号主要反映组织特性的哪个参数（质子密度、 T_1 和 T_2 ），与采集信号所用的脉冲序列（SE、SR 和 IR），以及脉冲序列的定时参数（IR、TE 和 TI）有密切依赖关系。

SR 序列和 IR 序列是有意利用组织的 T_1 弛豫时间影响信号性质的序列。不过，IR 序列的这个特点更为显著。对采集自旋回波的 IR 序列来说，信号也受组织 T_2 弛豫时间的影响。

SE 序列是临床实践中最常采用的基本脉冲序列。通过选用适当的序列定时参数，SE 序列能够满足信号主要决定于质子密度、 T_1 和 T_2 时间三者之一的不同要求。但是，应当指出，SE 序列的主要特点还是体现在获得反映组织的 T_2 特性的信号方面。

2.3 梯度磁场^[7-9]

磁场强度随位置而变化的磁场中存在磁场梯度。像磁场强度一样，磁场梯度是一个有方向性的物理量。磁场梯度的方向是由场强低的位置指向场强高的位置。磁场梯度的大小等于在场强变化的方向上单位距离内场强之差。存在梯度的磁场称为梯度磁场。如果一个梯度磁场的场强随位置线性增加或减小，这个梯度磁场就是一个线性梯度场。一个 Z 方向的线性梯度磁场可用下述方程表示：

$$B = B_0 + (Z - Z_0) G_z \quad (2.1)$$

(2.1) 式中， B_0 是线性梯度场中心位置 Z_0 处的磁场强度，或者，未迭加梯度场时的均匀恒定磁场的强度； G_z 是 Z 方向梯度的大小， $G_z = \frac{\Delta B}{\Delta Z}$ ，对线性梯度场 G_z 是个常数。

磁场梯度的单位是高斯/厘米 (G/cm) 或特斯拉/米 (T/M)。

将线性梯度场的表达式 (2.1) 在直角坐标中表示出来是一条直线，直线的斜率就是

磁场梯度的大小 (图 2.8)。线性梯度场中, 场强随位置线性变化, 与梯度方向垂直的任一平面上磁场强度相等, 任何两个这样的平面之间的磁场强度之差与这两个平面之间的距离成正比, 距离相等的平面之间场强之差也相等。几乎所有的磁共振成像系统所用的梯度磁场都是线性梯度磁场。

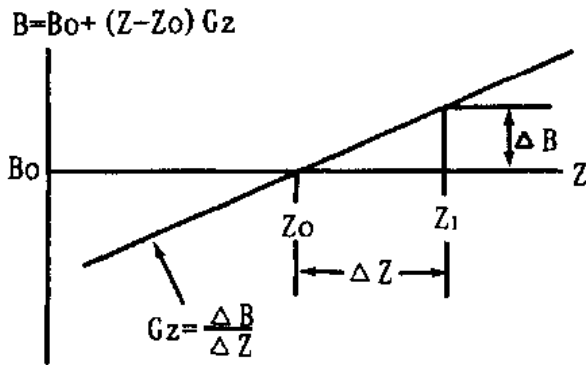


图 2.8 Z 方向的线性梯度磁场

为了在一个均匀磁场 B_0 上迭加一个梯度磁场, 原则上可以在均匀磁场两端分别增设一个线圈, 其中一个用于产生与 B_0 方向相同的磁场, 另一个用于产生与 B_0 方向相反的磁场。这样, 两个线圈之间沿着磁场 B_0 方向的磁场强度便随位置而改变。用于磁共振成像的磁场强度一般在 0.04 ~ 2 特斯拉, 磁场梯度一般在 0.01 ~ 1.0 高斯/厘米。梯度场引起的磁场强度的变化远小于均匀磁场 B_0 的绝对值。

要求梯度场能够迅速接通和关断。梯度场被关断期间恒定的均匀磁场仍然存在。

用 (2.1) 式的 B 代替 B_0 写出的拉莫方程为

$$\omega = \gamma [B_0 + (Z - Z_0) G_z] \quad (2.2)$$

(2.2) 式表明, 线性梯度场中自旋磁矩进动的角频率与自旋磁矩沿 Z 方向所处的位置有关。这就是说, 磁场梯度给沿梯度场方向不同位置的质子分配了与其位置——对应的共振频率。处在与 G_z 垂直的同一平面上的质子具有相同的共振频率。这样, 在有梯度 G_z 存在的条件下, 用角频率为 $\omega_0 = \gamma B_0$ 的射频脉冲激励质子系统, 便只有 $Z = Z_0$ 的平面上的质子能发生共振。反过来, 也可以根据发生磁共振的频率确定质子所在平面的位置。这个概念可以抽象地表述为: Z 方向的磁场梯度确定了垂直于 Z 轴的一系列平行平面, 每个平面的 Z 坐标位置和它的磁场强度或共振频率是唯一对应的关系。X 方向和 Y 方向的磁场梯度同样能够建立类似的关系。

在磁共振成像中普遍假定, 磁场 B_0 的方向与 Z 轴正方向一致。照此规定, 梯度 G_z 与 B_0 方向平行, 梯度 G_x 或梯度 G_y 与 B_0 方向垂直。不管磁场梯度在哪个方向, 共振频率总是决定于主磁场 B_0 和梯度磁场合成起来的磁场, 而它肯定是在 Z 方向。

除规定磁场 B_0 的方向为 Z 的正方向外, 磁共振成像中还约定, 当接受检查的患者头顶朝向 B_0 方向仰卧于磁场中时, 患者身体右侧为 +X 方向, 鼻尖的方向为 +Y 方向。照此规定, 人体的横断面是一个 XY 平面, 矢状面是一个 YZ 平面, 冠状面是一个 XZ 平面。

2.4 选定成像层面的方法^[8,10-12]

对二维平面成像来说，执行成像序列的第一个步骤是选定物体将要被成像的层面。原则上讲，层面选定是在层面选定梯度起作用的同时，施加一个有选择性的射频脉冲激励被成像物体。用于层面选定的梯度磁场的方向与所要选定的成像层面垂直。只有进动频率与射频激励脉冲频率相同的层面受到射频激励后才发生磁共振。有代表性的层面选定方法是下面的选择激励法和振动梯度技术。

2.4.1 选择激励

按照上述原则，选定成像层面的选择激励法，就是有选择性的激发某个层面的磁共振。它是在磁场 B_0 上迭加一个进行层面选定的线性梯度磁场，同时，在垂直于磁场方向发射射频激励脉冲。举例说，如果要有选择地对 $Z=Z_0$ 的横断层面（XY 平面）的磁共振进行激发，就需要在 Z 方向建立一个磁场梯度 G_Z ，在 G_Z 起作用的同时施加一个频谱不太宽的射频脉冲。在理想情况下，这个射频脉冲应具有矩形频谱，它的所有频率分量的幅度相等。频谱中心的频率与 $Z=Z_0$ 的平面上质子的进动频率相等。在这种情况下， $Z=Z_0$ 附近一个有一定厚度 ΔZ 的层面内的质子就能被激发产生共振（图 2.9）。

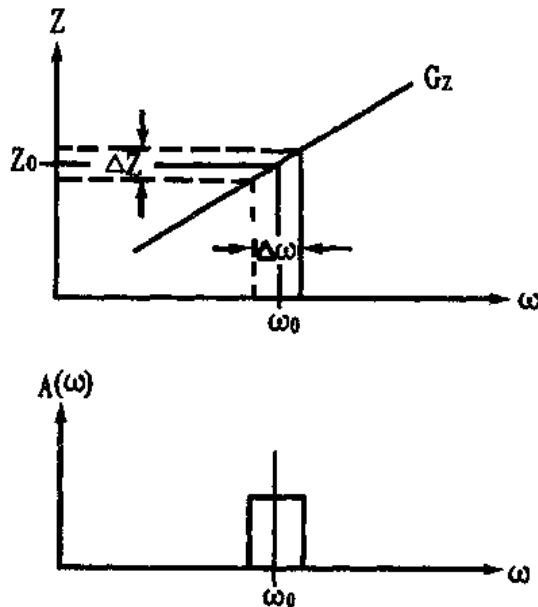


图 2.9 成像层面的选择激励。在存在磁场梯度 G_Z 的条件下，用频谱宽度等于 $\Delta\omega$ 的射频脉冲激励 Z_0 附近厚度为 ΔZ 的层面内的质子的共振。

选择激励法中的层面选定梯度通常幅度不大。这样，层面厚度 ΔZ 内质子的进动频率分布在一个较窄的频率范围 $\Delta\omega$ 内。激励磁共振的射频脉冲应正好含有这个频率范围内的

频分量。如果射频脉冲的频谱比这个频率范围宽，期望要求的层面以外的质子也将被激发，层面将加厚。

层面厚度由磁场梯度的大小和射频脉冲的频带宽度共同决定。磁场梯度一定时，频带宽的射频脉冲激发一个较厚的层面，激励的选择性程度相对较低；频带窄的射频脉冲激发一个较薄的层面，激励的选择性程度相对较高。射频脉冲频带一定时，磁场梯度越大，选

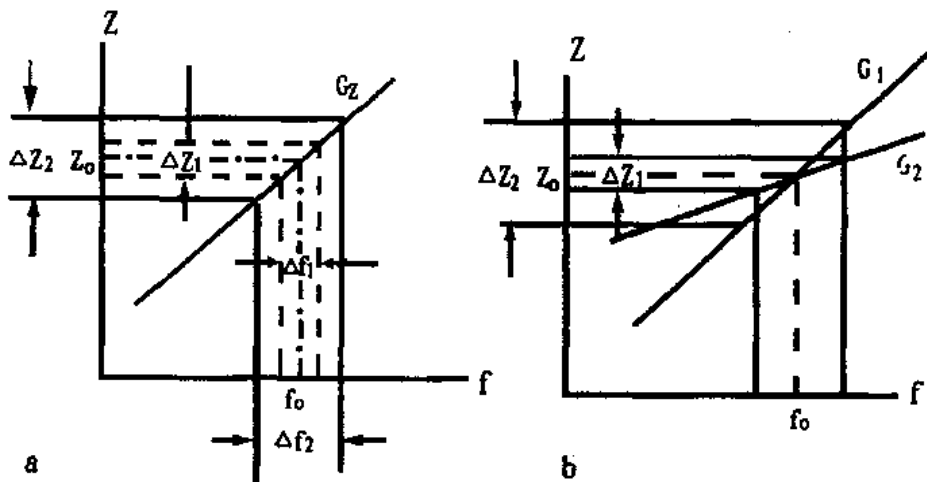


图 2.10 磁场梯度和射频脉冲带宽决定层面厚度。梯度大小一定时，频带较宽的射频脉冲激励较厚的层面 (a)。射频脉冲带宽一定时，较大的磁场梯度决定较薄的层面。

定的层面越薄；磁场梯度越小，选定的层面越厚 (图 2.10)。

层面位置和层面厚度原则上可以通过改变射频脉冲的中心频率和频带宽度进行调节。但在实际上，一般是将射频脉冲的中心频率固定，通过改变磁场强度和梯度的大小来实现。例如，调节梯度线圈中直流成分的大小可使场强等于 B_0 的平面发生移动，从而使中心层面的位置 Z_0 发生改变。调节梯度线圈中的电流幅度以改变磁场梯度的斜率 G_z ，可以对层面厚度 ΔZ 进行调节。

根据以上关于选定横断成像层面完全相同的道理，通过建立 X 方向的磁场梯度 G_x 并进行选择激励，可以选定垂直于 X 轴的矢状成像层面；通过建立 Y 方向的磁场梯度 G_y 并进行选择激励，可以选定垂直于 Y 轴的冠状成像层面。

在临床 MR 成像时，有时需要层面厚度较大，有时需层面厚度较小，这主要根据对影像空间分辨率的要求决定。但是，影像的空间分辨率和影像的信号与噪声的比值之间存在矛盾。这方面的一些概念放在后面有关章节进一步说明。

2.4.2 振动梯度技术

选择成像层面的振动梯度技术所采用的线性磁场梯度是交变性的，它的磁场梯度的方

向随着时间周期性地从一个方向变到相反方向。一个 Z 方向的振动梯度磁场的表达式为

$$B = B_0 + (Z - Z_0) G_z \cos \Omega t \quad (2.3)$$

其中, Ω 是磁场梯度周期性改变的频率。

由 (2.3) 式的第二项可以看出, 由于 $G_z \cos \Omega t$ 的作用, 磁场梯度以 Z_0 平面为中心作周期性的振荡变化。在梯度振荡的过程中, 处在 Z_0 平面的质子始终受到等于 B_0 的场强的作用, 它们进动的角频率固定不变, 等于 γB_0 , 在 Z_0 平面之外与 Z_0 平面平行的其他平面上, 质子受到变化不定的磁场的作用。具体地说, Z 座标为 $(Z_0 + \Delta Z_1)$ 的平面上, 磁场在 $(B_0 + \Delta Z_1 G_z)$ 和 $(B_0 - \Delta Z_1 G_z)$ 之间变化。因此, 这个平面上的质子进动角频率在 $\gamma (B_0 + \Delta Z_1 G_z)$ 和 $\gamma (B_0 - \Delta Z_1 G_z)$ 之间不断变化。如果在这个振动梯度场作用的同时, 用持续时间极短, 因而频带很宽的射频脉冲激励被成像的物体, 很大的体积范围内的质子将发生磁共振。这种情况下获得的 MR 信号是频带很宽的合成信号。因为这个信号是以 $\cos \Omega t$ 被调制的, 所以, 在一个周期内对信号求平均值, 来自进动频率变化不定的平面上的信号将平均起来为零, 因而被消除。只有共振频率固定不变的 Z_0 平面发出的信号能被保留下来。这样, 这个 Z_0 平面就被唯一选定。

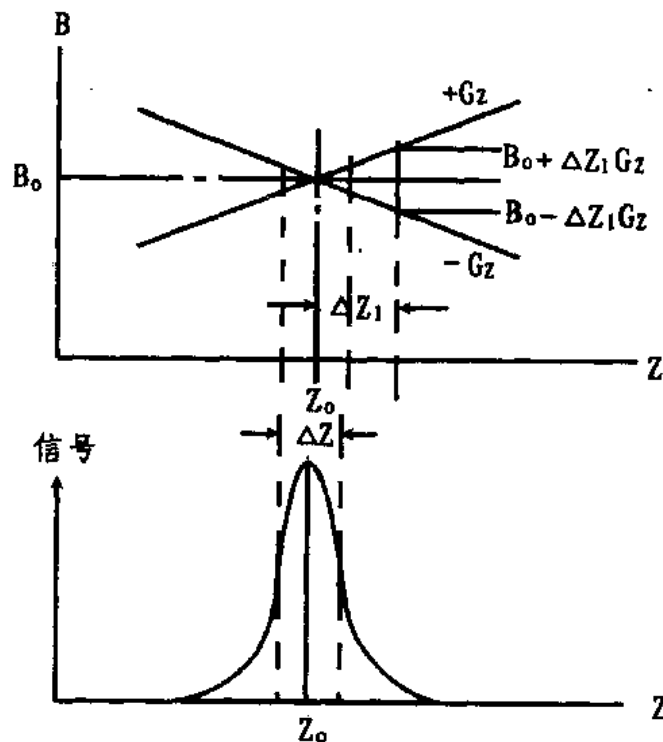


图 2.11 振动梯度场选定成像层面的原理。 Z_0 平面以外的质子以周期性连续变化的频率产生信号, 在一个周期内的平均值为零。这样, 只有 Z_0 平面的质子的磁共振有实际意义。

图 2. 11 是利用振动梯度进行层面选择的原理图。

实际上, 利用振动梯度技术不能完全去掉 Z_0 平面以外组织发出的信号, 选定的仍是一个界限不很分明的层面。结果, 所产生的影像不如用选择激励产生的影像清晰。由于这个原因, 现在流行的 MRI 系统多采用选择激励法选定成像层面。

2. 5 二维成像^[8,10-12]

2. 5. 1 平面影像的投影重建法

影像的投影重建法通过收集一组所谓投影的数据来组建一幅平面影像, 与几何制图中由投影图复原平面实物有些类似。不过, 这里所说的投影是在一个梯度场作用下获得的 MR 信号经过变换而来的数据。梯度场的作用是对信号进行频率编码。为了获得重建一幅平面影像所需要的足够数据, 要以许多不同的角度变换磁场梯度在层面内的方向进行频率编码, 并且在这每一方向上收集来自被成像层面的信号。

获取第一个投影数据时, 首先进行层面选定。假定要使某个 XY 层面产生磁共振, 就要在层面选择梯度的 G_z 接通的同时施加射频激励脉冲。接着, 关断 G_z 梯度和射频脉冲, 接通 X 向梯度并读取 FID 信号。进行频率编码的 X 向梯度也叫信号读取梯度。X 向梯度的作用使选定的层面内质子的进动频率沿着 X 方向线性变化。因此, 与 X 方向垂直的同一直线上的质子共振频率相同, 与 X 方向垂直的不同 X 位置的直线上的质子共振频率不同。这样, 发生磁共振时检测到的时域信号便是许多频率不同的正弦波的代数和。而每个频率上的信号由 X 坐标相同的一条直线上的许多质子产生出来。付立叶变换可以把这个时域信号分解为它的频谱, 即它所包含的不同频率的正弦波的强度与频率的对应关系。考虑到线性梯度场中频率与位置的对应关系, 频谱可以被变换为信号强度与位置的对应关系。这样得到的 MR 信号的频谱就可以看作选定的层面在梯度 G_x 方向(X 轴上)的一维投影。

图 2. 12 说明一个横断层面在 X 轴上的一维投影。这里假定, 质子均匀地分布在画有斜线的区域, 没有斜线的空的区域没有质子(图 2. 12a)。这个层面的 MR 信号的频谱如图 2. 12b 所示。因为信号强度与质子数成正比, 所以, 特定频率上的信号强度反映垂直于 X 轴的特定区域内质子的总数。根据信号频率、磁场强度和梯度方向的位置相互对应的关系, 这里信号频谱代表不同 X 位置的 MR 信号的强度, 也就是层面在 X 轴上的一维投影。

为了获得第二个投影, 仍像上述那样激励选定的层面, 但是, 读出梯度的方向要在层面内偏离 X 轴一个角度, 梯度大小仍保持不变。

第三个投影依照第二个投影的方法获取。依次类推, 在 180° 角的范围内逐步改变频率编码梯度的方向, 并且对层面进行射频激励和 MR 信号采集, 最后, 把采集的信号处理成为各种不同方向的投影数据, 总投影数一般为 128 或 256。

为了重建影像，需要对不同方向的频率编码梯度下读取的信号进行付立叶变换，将信号变换为投影数据。投影数据还要经过滤波处理。最后，将经过滤波的投影数据反投影到产生这组投影数据的一个物体的位置陈列中，成为可以在监视器的屏幕上进行显示的数据。

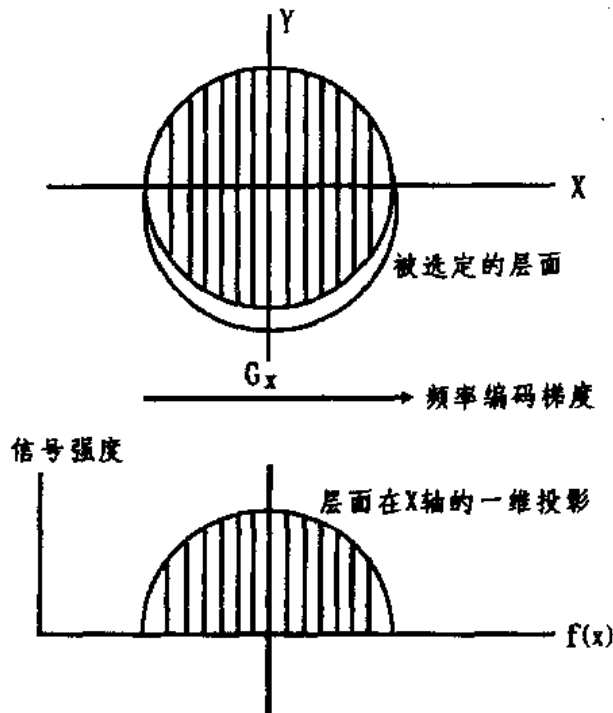


图 2.12 一个层面在频率编码方向的投影是由信号频谱变换成的信号强度与位置的对应关系。

2.5.2 平面影像的付立叶变换法

上一节介绍的投影重建法通过逐步旋转梯度场的方向进行空间编码，它所编码的是 MR 信号的频率。这一节将要讨论的二维付立叶变换 (2DFT) 法有所不同，它利用两个方向不变的正交梯度场分别对 MR 信号的频率和相位进行空间编码。频率编码用 X 方向的磁场梯度 G_x 进行，相位编码用 Y 方向的磁场梯度 G_y 进行。相位编码梯度在成像序列的每个周期中出现在频率编码梯度之前，为在频率编码期间读取数据作了准备，相位编码梯度因此也被称为准备梯度。

在 2DFT 成像的数据采集过程中，成像序列周期性反复执行，每个周期内 G_x 的大小保持完全相同。但是，在 G_x 之前起作用的 G_y 的大小或者 G_y 的持续时间 t_y 在每个序列周期中都有所改变。在序列重复过程中，相位编码梯度 G_y 的持续时间 t_y 恒定而 G_y 的大

小每次取一个不同值的方法称为自旋翘曲法； G_Y 大小保持不变而 t_Y 每次取不同值的方法称为轭合成像法。自旋翘曲法对自旋回波信号进行读取，轭合成像法对 FID 信号进行读取。目前，MR 成像广泛采用自旋翘曲法。以下的叙述就围绕这个方法进行。

2DFT 成像的自旋翘曲法中，脉冲序列的第一个周期与投影重建法的第一步相同，即先对成像层面进行选择激励，然后，在 G_X 梯度作用下读取回波信号。第一周期内不施加相位编码梯度， $G_Y = 0$ 。采集的信号经付立叶变换产生出选定的成像层面在 X 轴上的一个一维投影。

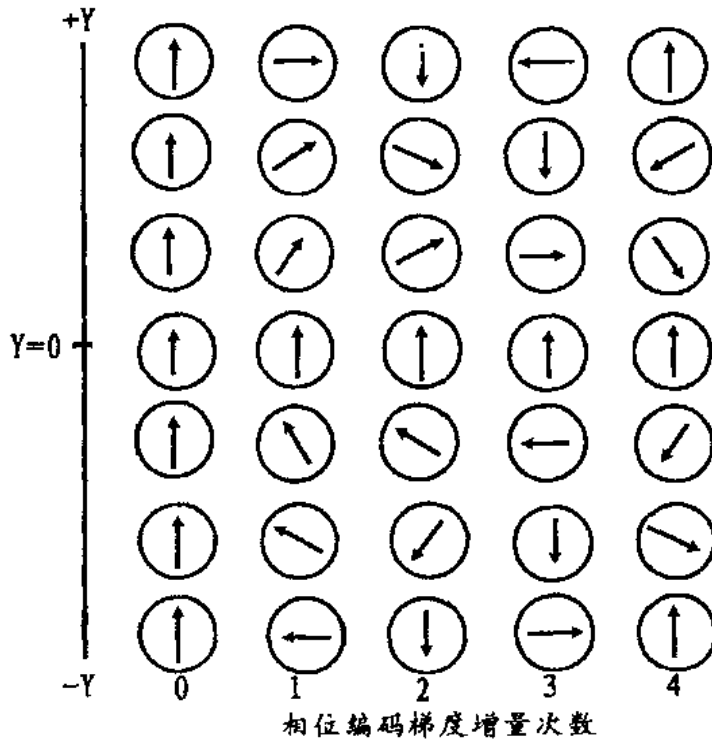


图 2. 13 G_Y 增量对质子进动相位的影响。X 座标相同的一列自旋矢量受 G_Y 作用产生的相移，与它们的 Y 座标值成正比，与 G_Y 增量大小成正比。

在成像序列的第二个重复周期内，对层面进行选择激励之后施加一个幅度较小的相位编码梯度进行相位编码。在相位编码梯度 G_Y 作用期间，自旋磁矩的进动频率在 Y 方向将随着 Y 座标位置的不同而出现差别，偏向 +Y 的质子比沿 $Y=0$ 的直线上的质子进动频率高，偏向 -Y 的质子比沿 $Y=0$ 的直线上的质子进动频率低。这样，在 G_Y 作用期间，+Y 一侧的质子进动了较大的角度，-Y 一侧的质子进动了较小的角度。在 G_Y 梯度被关断之后，层面内的所有质子又将以由均匀磁场 B_0 决定的相同频率进动。但是，由于在 G_Y

作用期间质子的自旋矢量旋转的角度因它们的 Y 座标不同而异。所以，Y 座标不同的自旋矢量这时处在进动圆周的不同位置上，+Y 一侧的质子进动相位超前，-Y 一侧的质子进动相位落后。距离 Y=0 的直线 ΔY 处与 Y=0 的直线上进动相位之差可由下式表示：

$$\theta_Y = \omega_Y t_Y = \gamma \Delta Y G_Y t_Y \quad (2.4)$$

由 (2.4) 式可见，对给定的 G_Y 来说， ΔY 为正值处的质子进动相位超前， ΔY 为负值处的质子相位落后。相位超前或落后的程度正比于梯度 G_Y 和位置偏移 ΔY 。这说明，梯度场 G_Y 起到了对质子的 Y 座标实现相位编码的作用，这能够使质子在 Y 方向的位置信息在质子发出的 MR 信号的相位中反映出来。

相位编码梯度作用过后再施加频率编码梯度 G_X ， G_X 又使层面内 X 座标不同的质子具有不同的进动频率；X 座标相同而在 Y 方向位置不同的质子具有相同的进动频率，但同时具有 G_Y 梯度结束时积累起来的进动相位差。结果，在信号读取期间接收到的 MR 信号，是在 X 方向不同频率的质子和在 Y 方向不同相位的质子发出的信号的总和，其中任一频率分量的信号来自 X 座标相同的一些具有不同进动相位的质子。

从第三个序列周期开始，每个周期都是重复第二周期的过程。但是，每个重复周期中相位编码梯度 G_Y 比前一个周期增加一倍，引起 Y 座标相同的质子的相位偏移比前一个周期增加一倍。

图 2.13 是关于相位编码的一个形象说明。图中的每一竖行描绘 X 座标相同、Y 座标不同或有待区别的一列质子。第一列表示读取第一行原始数据前的情况，这些质子具有相同的相位。第二列表示最小的 G_Y 增量引起的相对相位偏移，第三列和第四列分别是 G_Y 增量在第二列和第三列的值上加一倍所引起的相对相位偏移。这每一列中，距离中心 (Y=0) 越远的质子与中心的相位偏移越大。横过每一列看，每一行的相位偏移有不同的频率，Y 座标的绝对值越大，相位偏移的频率越高。这些相位信息包含在每次被采集的时域信号中。付立叶变换将把这些相位偏移的不同频率（应当说是一种伪频率）分解为符合于每个 Y 座标位置的信号幅度。

图 2.14 是自旋翘曲法中引进相位编码的另一种形象表示方式。 $G_Y=0$ ($n=1$) 时，选定的层面内不同 Y 座标的自旋磁矩以相同的频率和相同的相位进动，这种情况用平行排列的矢量表示。 $G_Y \neq 0$ ($n=2, 3, \dots$) 时，磁场梯度 G_Y 趋使不同 Y 座标的自旋磁矩的进动相位发生不同程度的偏移。这用一系列方向扭转程度不同的矢量表示出来就是所谓的自旋相位翘曲。梯度 G_Y 越大，自旋相位翘曲越厉害。这里，n 为相位编码步数。

图 2.14 下面的曲线表示时域信号，虽然每个周期中读取梯度 G_X 相同，但是，由于相位编码梯度 G_Y 在一个周期不同于另一个周期。所以，每个周期出现的时域信号有着彼此不同的波形。因为，相位编码梯度所引起的信号相位变化将使每个频率分量上的信号幅度受到影响。

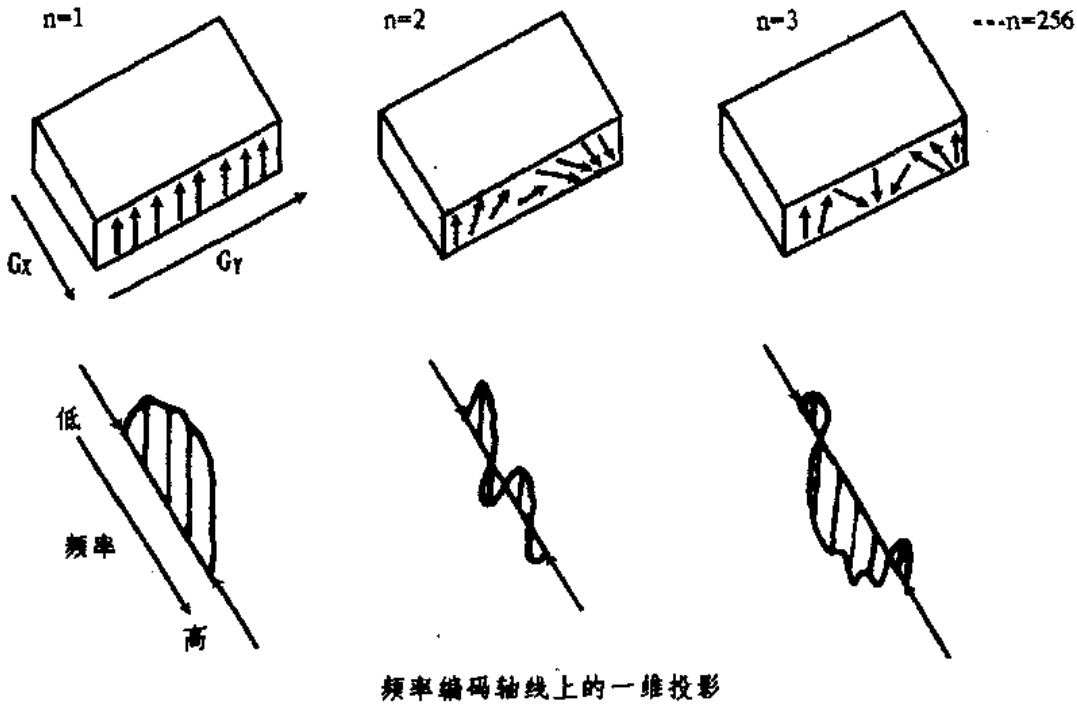


图 2. 14 相位编码梯度 G_Y 引起自旋相位翘曲，将质子的位置信息包含到信号相位中。

2DFT 成像的完整脉冲序列示于图 2. 15，它包括序列需要的所有射频脉冲和梯度脉冲的定时关系。图 2. 15 表示的是用 SE 序列进行信号采集的情况。 90° 射频脉冲和层面选择梯度 G_Z 选定一个厚度为 $\Delta Z = \Delta\omega / \gamma G_Z$ 的层面 ($\Delta\omega$ 是 90° 射频脉冲的宽度)， 180° 射频脉冲使这个层面产生出自旋回波信号。相位编码梯度 G_Y 施加在 90° 脉冲和 180° 脉冲之间，频率编码梯度 G_X 在回波形成期间发生作用。

如果要求影像在 Y 方向被分解为 N_Y (可取 64, 128 或 256 等数) 个像数，成像序列要重复 N_Y 个周期来获取重建一幅影像所要需要的数据。第一个周期的相位编码梯度为零，从第二个周期开始，相位编码梯度以某个增量 ΔG_Y 为基础成倍增加。在每个重复周期内，梯度脉冲 G_Y 和 G_X 在各自的持续时间内保持恒定的幅度。

在第一个序列周期，相位编码梯度引起的相移到处为零。在第二周期的 G_Y 引起 90° 相位超前的 y 坐标上，序列重复过程中出现的相移，从第二个周开始依次为 90° 、 180° 、 270° 、 360° (0°) …… $(N_Y - 1) 90^\circ$ 。在这个 Y 坐标一半的位置上出现的相移，第一周期为零，从第 2 周期开始依次为 45° 、 90° 、……、 $(N_Y - 1) 45^\circ$ 。在 $-Y$ 方向，除相移的符号为负外，序列重复过程中相位变化的规律与 $+Y$ 方向相同。Y 坐标距离中心 ($Y = 0$) 越远，随 G_Y 增大相移的 (伪) 频率越高。

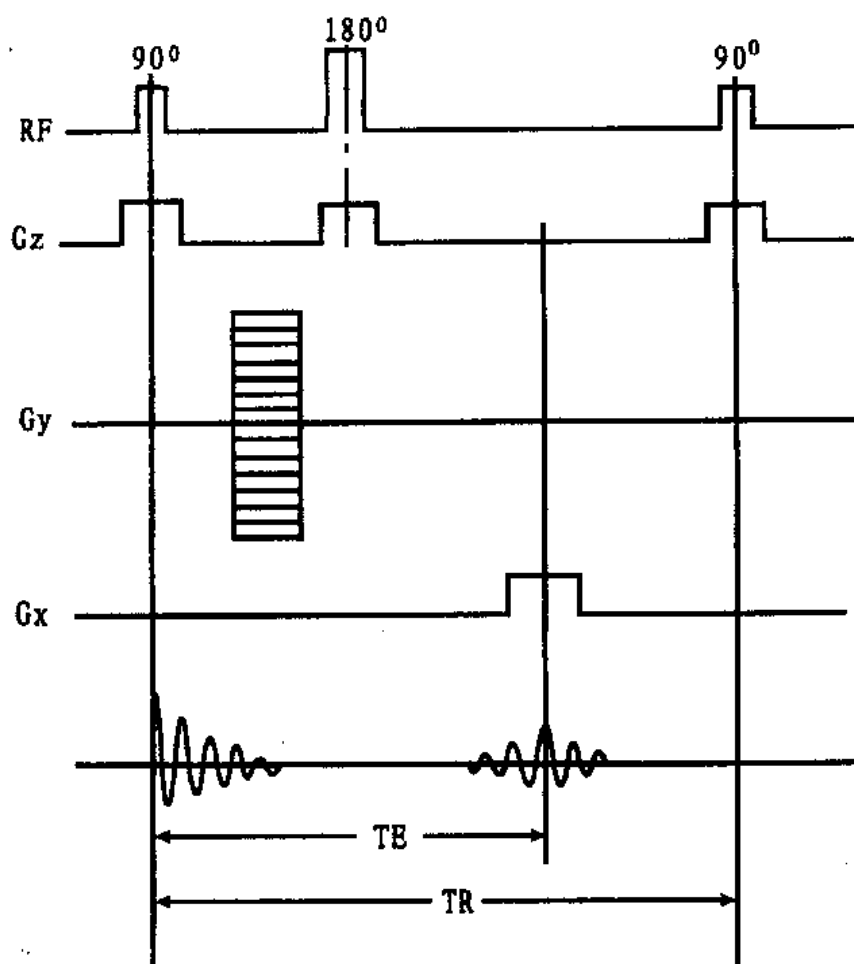


图 2. 15 自旋回波成像序列的脉冲时序

以上从不同角度对 MRI 的相位编码的概念进行了解释说明。空间编码使成像层面在 X 方向有不同频率，在 Y 方向有不同相位。利用相位编码方法将空间位置信息嵌入 MR 信号的成像技术，它其实可以称为相位编码成像，其所以被称为付立叶变换成像是因为，要把原始数据变成可显示的影像数据需要对编码信号进行解码，解码的办法是对数据进行付立叶变换。

这里需要补充说明，能直接用于进行付立叶变换的原始数据是所谓 K 空间数据。K 空间是在对 MR 信号进行编码和取样的过程中建立起来的。在每个序列周期的读取期间的信号取样，通过在取样点之间的时间间隔上对信号进行积分来获取 N_x 个取样点。一个 G_y 梯度下的 N_x 个取样点组成 K 空间的一行或一个投影。序列周期重复 N_y 次，在不同的 G_y 梯度下进行取样获得的 N_y 个投影组成 K 空间一个有 $N_y \cdot N_x$ 个数据点的陈列。K 空

间水平方向的 K_x 值相当于读取梯度的时间积分，垂直方向的 K_y 值按相位编码步描绘，与对应的相位编码的梯度强度成正比。 $K_y=0$ 的一行数据对应于 $G_y=0$ 的投影。 G_y 每获得一次增量， K_y 值向上升一步。

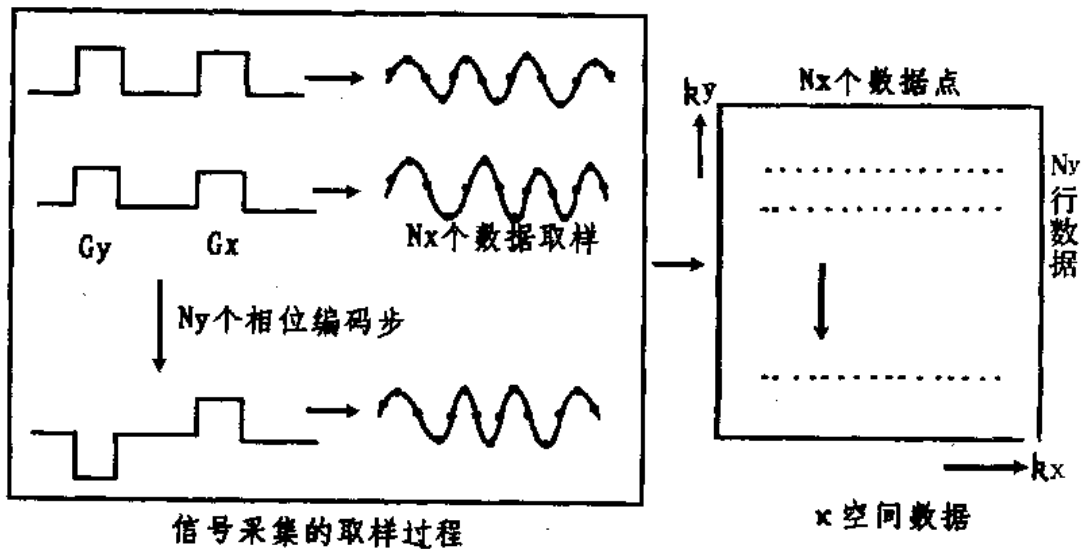


图 2. 16 K 空间数据在对 MR 信号取样的过程中产生出来。

图 2. 16 是通过对 MR 信号进行取样而产生 K 空间数据的说明。

K 空间数据的付立叶变换第一次沿 K_x 轴对二维矩阵的每一行进行，第二次沿 K_y 轴对第一次变换后的每一列进行。经过变换以后的数据陈列是一个二维频谱，其强度反映成像层面的信号分布。最终的 MR 影像就是这个二维频谱的灰度表现或描绘。

2. 5. 3 多层面成像

在 2DFT 成像中，一幅影像的信号采集时间为

$$T = N_y \cdot TR \cdot n \quad (2. 5)$$

(2. 5) 式中，TR 为序列重复周期， N_y 是相位编码步数， n 是用同一相位编码梯度重复进行数据采集的次数。例如取 $n=2$ ，成像序列的每一周期在不改变相位编码梯度大小的情况下被连续重复两次。这样重复采集的目的是利用多次测量的数据对信号求平均值以改善影像的信噪比 (S/N)。因为信号随重复测量的次数成正比累加，而噪声随重复测量的次数的平方根成正比累加，所以，信噪比正比于重复测量次数的平方根 (\sqrt{n})，随每步相位编码下对信号重复采集次数增加而变大。

按照 (2. 5) 式，如果序列周期 $TR=1.0$ 秒，相位编码次数 $N_y=128$ 步，每步相位编码被重复 $n=2$ 次。那么，获得一幅影像的总数据采集时间

$$T = 1.0 \times 128 \times 2 \text{ 秒} \approx 4.2 \text{ 分钟}$$

如果要获得 10 个连续层面的影像，用这个序列进行数据采集总共将需要 42 分钟的时间。要是将周期时间改变为 $TR=2.0$ 秒，数据采集的时间还得加长一倍。这里还没有考虑用在其他方面的时间，如数据采集开始前成像系统初始化的时间，数据采集完成后进行影像重建的数据处理时间等。

2DFT 成像的一个序列周期内，实际用于激励磁共振和进行数据采集的时间一般在 50 毫秒左右，其余大部分时间用来等待磁化强度的恢复。序列周期 TR 的选取受组织 T_1 弛豫时间的制约，这是 TR 不能任意缩短，并且使数据采集时间很长的主要原因。

如果将序列周期 TR 内等待一个层面的磁化强度恢复的时间用于对其他平行层面进行选择激励和数据采集，采集多个连续层面的时间必将大大缩短。这种在一个 TR 周期内获取许多层面的影像数据的成像方案就是多层面成像方法。

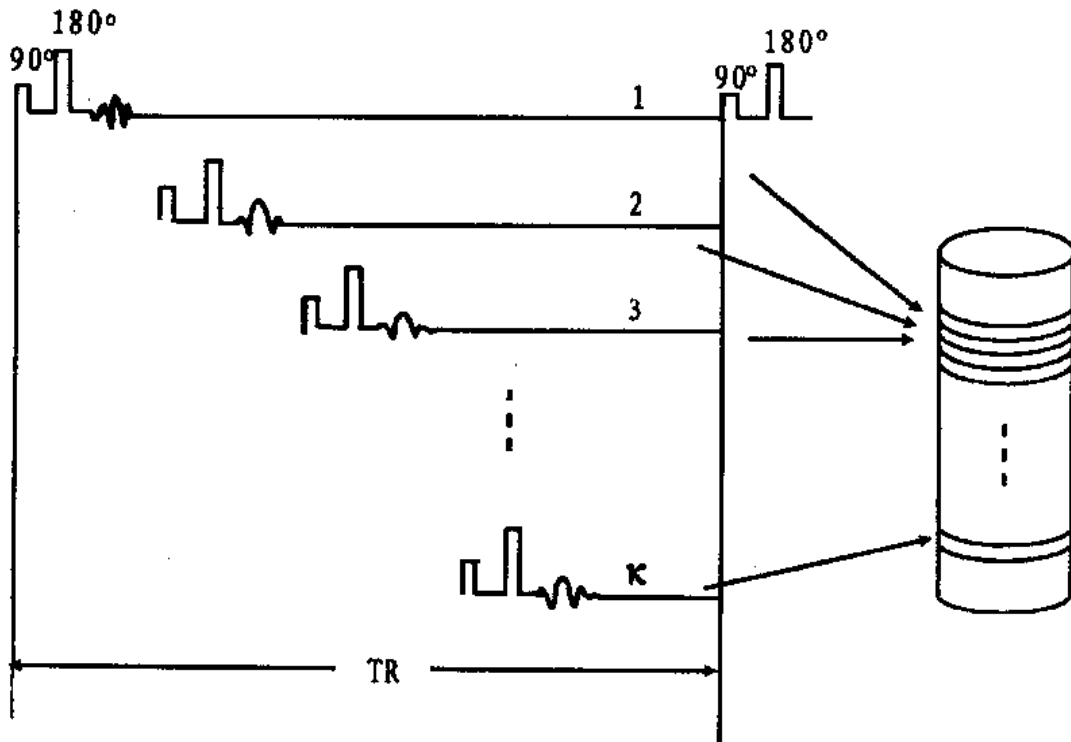


图 2.17 多层面成像。在一个 TR 周期内等待第一层面的磁化强度恢复的期间，顺序对其他层面进行选择激励并采集信号。

多层面成像的数据采集，大体按以下步骤进行：

在成像序列的第一周期内，先对第一个层面进行选择激励和数据采集。然后，在等待第一层面的纵向磁化强度恢复的同时，顺序对第二、第三……层面进行选择激励和数据采集（图 2.17）。在这个过程中，除层面选择梯度针对不同的层面发生变化外，作用于所有层面的其他序列参数完全相同。在第一周期对最后一个层面的数据采集结束后，又从

第一层面开始执行成像序列的第二周期，整个过程与第一周期相同。但是，第二周期中的相位编码梯度相对第一周期的 $G_Y=0$ 要有一个增量 ΔG_Y 。待第二周期完成所有层面的数据采集后，再次返回第一层面开始执行序列的第三个周期。在第三个周期中，除相位编码梯度的增量比第二周期的大一倍外，其他序列参数和采集顺序与第二周期完全相同。依照第二周期和第三周期那样进行其余周期内的数据采集，直到完成 G_Y 最后一次增量的第 N_Y 个周期为止。

多层面成像最多能采集的层面数决定于序列周期 TR 和完成一个层面的射频激励和信号读取所需时间之比。在较长的 TR 时间内最多可采集 20 个以上的层面。

进行多层面成像时，为了避免出现层面之间的相互干扰，层面之间需要留有适当的间隙，如间隔等于一个层面厚度的距离。这是因为，射频激励脉冲不可能具有理想的矩形频谱曲线。通常的射频脉冲具有高斯形或钟形频率分布的形状。由这种形状的射频脉冲进行选择激励确定的层面，其边缘界限不很分明。因为一个钟形射频脉冲激励或选定的层面，其信号幅度沿层面厚度方向的分布具有类似的钟形曲线，层面中心的信号幅度最大。层面厚度规定为信号下降到等于最大信号幅度一半的两点之间的距离。这样，从规定层面采集信号时不可避免地采集到了来自两侧直接毗连的相邻层面的某些信号，致使一个层面的影像总是部分地迭加有邻近层面的信息。另外，在连续的多层面成像时还可能出现一种情况，就是对一个层面进行的射频激励使已被选择激励过，现正处于纵向弛豫过程的层面又受到一定程度的激励，因而使这个层面下次产生信号的纵向磁化强度受到影响而减小。

在多层面成像时，层面之间的上述干扰可以通过在层面之间留有间隙来克服。但是，采集不连续的层面影像很可能丢掉层面间隙中存在的本来很有价值的信息。为使成像层面连续起来覆盖一个立体空间，又尽可能减小层面与信号的对应关系的混淆，多层面成像的数据采集可以首先顺序进行奇数层面的射频激励和信号测量，然后，再顺序进行偶数层面的射频激励和信号测量。

2.6 三维成像^[8,11,12]

三维成像或体积成像通过扩展二维平面成像中的空间编码方向来实现。

二维投影重建法中，投影方向即频率编码梯度的方向，在成像层面内 180° 角的范围旋转变换。影像的三维投影重建是在一个半球形的三维空间旋转频率编码梯度的方向。在进行信号采集的过程中，射频脉冲每次激励一个包含要被成像的所有层面的三维体积，然后，在频率编码梯度的作用下读取信号，以获取投影数据。

2DFT 成像方法中，用方向正交的相位编码梯度和频率编码梯度进行空间编码。3DFT 成像利用三个相互正交的磁场梯度进行空间编码，它增加了一个与层面方向垂直的相位编码梯度以实现第三个方向上的空间定位。但是，在信号采集过程中，3DFT 成像不

需要像 2DFT 成像那样对成像层面进行选择激励。3DFT 成像序列的射频激励是激发一个被成像的三维区域的磁共振。

下面对 3DFT 成像稍作具体说明。

假设我们要求获得横断 (XY) 平面的影像, 那么, 不仅要施加 Y 方向的相位编码梯度 G_Y 和 X 方向的频率编码梯度 G_X , 而且还要施加 Z 方向的相位编码梯度 G_Z 。在 Z 方向进行相位编码是为了将被成像的三维体积在 Z 方向分解为 N_Z 个不同的层面。

执行 3DFT 成像序列时, 射频激励和 Z 方向及 Y 方向的相位编码同时进行。但是, 对应于 Z 方向的每一步相位编码, Y 方向的相位编码要反复进行 N_Y 次, 或者说, 在每一个 G_Z 增量下 G_Y 要取 N_Y 个不同的值来重复序列周期。这与 2DFT 成像中通过 N_Y 步相位编码完成一个层面的数据采集类似。每次 G_Y 增量后在完全相同的 G_X 梯度下采集数据。完成每一步 Z 方向的相位编码需要序列周期重复 N_Y 次; G_Z 增量发生的次数等于准备把三维成像区域要分解的层面数 N_Z 。这样, 3DFT 成像所采集的投影数为 $N_Z \cdot N_Y$ 。

数据采集完成后需要经过三次付立叶变换来确定每个像素的灰度值。付立叶变换的顺序是首先沿读出梯度的 X 方向进行, 接着沿相位编码梯度的 Y 方向进行, 最后沿另一相位编码的 Z 方向进行。

假设读取信号的取样次数 N_X , 那么, 被成像的三维区域就被分解为 $N_Z \cdot N_Y \cdot N_X$ 个像素。如果体素在三个方向尺寸相等, 产生的影像在三个方向上将有相同的分辨率。具有这样的分辨率特性的三维成像称为各向等同的三维成像。各向等同的三维数据经适当处理可以重建三个相互正交的方向上的横断面、矢状面和冠状面的多层面影像。3DFT 成像也可重建从任意方向切取出来的层面影像, 影像的空间分辨率也无明显降低。

3DFT 成像产生的层面厚度决定于 G_Z 梯度增量的大小。非各向等同的 3DFT 成像的 G_Z 增量使相邻层面的距离或层面厚度大于层面内的像素尺寸。采用这种方式能进行较大区域的三维成像, 但是, 影像在 Z 方向的解剖分解率降低。与 2DFT 成像一样, 改变频率编码方向的空间分辨率不影响成像时间, 提高相位编码方向的空间分辨率得使数据采集时间延长。

第三章

影像的质量因素与成像序列

MR 影像的质量因素包括影像对比度、空间分辨率、信噪比和对比度噪声比，以及成像时间等。其中，影像对比度是最主要的质量指标，影像对比度的概念对理解 MR 影像所反映的组织特性具有非常重要的意义。

MR 成像产生对比度加权影像，不同类型的成像序列产生的影像具有不同对比度特性；同一成像序列选用不同序列参数成像，可以产生突出组织之间的质子密度差异或者 T_1 值差异或者 T_2 值差异的影像。常规 SE 序列影像和 IR 序列影像具有对比度优良和信噪比高的优点，但成像时间过长。缩短成像时间将导致影像其他质量指标下降。用任何成像序列产生的影像，影像的各种质量因素之间一般存在顾此失彼的矛盾。实现特定诊断目的的成像序列和具体的序列参数的选用，要在这些相互矛盾的因素之间寻求平衡或者折衷考虑。

理想的成像序列应能产生具有高对比度、高空间分辨率和高信噪比的影像，并且，采集影像数据的时间极短。先进的快速成像序列是实现这些目标要求的最佳成像序列。

3.1 影像对比度^[13,14,16,18]

对比度通常指照片或电视画面上明亮部分与暗淡部分形成的差别对照，它决定于物体不同部分发出的光线的强弱。MR 影像的对比度，粗略地说，是指相邻解剖组织之间或相比较的解剖结构之间某种特性上存在的差异或差别在影像上的反映。影像是否有诊断价值决定于它区分不同组织成分的能力。MR 影像的最大优点在于它具有其他形式的影像无与伦比的高组织分辨能力，优良的软组织对比度特性是 MR 影像的显著特色。

影像对比度与产生影像的信号强度有直接关系。组成 MR 影像的每个像素的信号强度与对应体素的组织特性密切相关。组织特性是指不同组织成分各自固有的特性，包括质子密度 $N(H)$ ， T_1 弛豫时间和 T_2 弛豫时间。由固有特性的参数差异决定的对比度称为固

有组织对比度。单纯由组织之间质子密度的差异产生的对比度是固有质子密度对比度，单纯由组织之间 T_1 弛豫时间的差异产生的对比度是固有 T_1 对比度，单纯由组织之间的 T_2 弛豫时间差异产生的对比度是固有 T_2 对比度。

实际上，无论用什么脉冲序列成像，MR 影像的对比度绝不可能单纯决定于组织之间一个固有特性参数的差异。因为，无论用什么脉冲序列成像，也不管如何设定脉冲序列参数，均不可能获得仅决定于单一组织参数的 MR 信号。事实上，组织的质子密度、 T_1 和 T_2 弛豫时间同时对 MR 信号的强度产生作用。它们对 MR 信号产生作用的大小决定于采集 MR 信号的脉冲序列类型和脉冲序列的具体参数。这就是说，组织之间的影像对比度既决定于组织的固有特性，又受脉冲序列参数的控制。所谓影像的对比度加权，就是适当设置所用成像序列的参数以突出组织的某个特性参数对 MR 信号的作用，从而使获得的影像的对比度主要决定于这个特性参数的差异。

顺便说明，通过执行成像序列直接获得的影像叫做采集的影像。由序列参数适当的一组采集的影像可以计算出显示单一组织参数的影像。这种计算的单一组织参数的影像像素值，反映对应体素包含的组织的质子密度，或者 T_1 弛豫时间，或者 T_2 弛豫时间，分别称为 $N(H)$ 值影像、 T_1 值影像和 T_2 值影像。

MR 影像对比度的准确定义为

$$C = \frac{S_A - S_B}{S_{ref}} \quad (3.1)$$

其中， S_A 和 S_B 分别代表由两种相同体积（例如一个体素）的不同组织 A 和 B 产生的信号的强度，它决定于组织 A 和组织 B 的固有特性，又依赖于成像序列类型和序列参数的具体数值。 S_{ref} 是与组织特性和脉冲序列无关的恒定参考信号的强度。

因为 S_{ref} 恒定，(3.1) 式定义的组织 A、B 之间的对比度其实可以理解为组织 A、B 之间的信号强度之差 ($S_A - S_B$)。对同一解剖部位，用不同的脉冲序列成像，或者用同一脉冲序列成像，但设定的脉冲序列参数（脉冲间的延时和射频脉冲的翻转角等）不同，那么，由各种组织发出的 MR 信号强度和组织之间的信号差将不同。从而，产生出具有不同对比度特性的 MR 影像。

MR 影像的对比度与脉冲序列类型和成像序列参数有紧密的依赖关系，这个概念对于正确理解 MR 影像所反映的组织特性，对于进行病变检测时选用最佳成像序列和设定最适合的序列参数十分重要。本章论述 MR 影像的质量因素和成像序列参数的关系，其中，关于脉冲序列和序列参数控制影像对比度的原理贯穿于本章的始终，关于决定影像对比度的内在因素，讨论中只涉及组织的质子密度、 T_1 和 T_2 弛豫时间三个基本参数。实际上，凡是对 MR 信号的强度产生作用的因素都对影像对比度产生影响。因此，除上述三个基本组织参数外，影响对比度的因素还有磁化率特性、化学位移特性和流动特性，以及各种形式的产生伪影的因素。与这些因素有关的内容包含相当广泛的概念，这留待后续几章以

不同的方式阐述。

3.2 自旋回波序列成像的影像对比度^[14-16]

在分析自旋回波影像的对比度与自旋回波序列定时参数的关系时，为使分析的结论有较大的普遍性，假设所研究的组织是具有关联性或一致性组织参数的组织 A 和组织 B。即质子密度较小的组织 A 也具有较短的 T_1 和 T_2 弛豫时间；质子密度较大的组织 B 也具有较长 T_1 和 T_2 弛豫时间。具体参数假设如下：

组织 A $N(H) = 0.8$, $T_1 = 0.5s$, $T_2 = 40ms$

组织 B $N(H) = 1.0$, $T_1 = 1.0s$, $T_2 = 60ms$

SE 序列的射频脉冲和梯度场脉冲的定时关系示于图 3.1。序列周期为 TR，选择性 90° 射频脉冲和 180° 射频脉冲每隔 TR 时间重复出现一次，射频脉冲持续时间极短。 90° 脉冲中心到自旋回波峰值的时间 TE 为回波时间。梯度场 G_Y 用于 Y 方向的相位编码，每一步相位编码 G_Y 发生一次增量，为实现 Y 方向体素的空间定位， G_Y 共取 N_Y (128 或 256 等) 个不连续的值。读出梯度 G_X 用于 X 方向的频率编码，实现 X 方向体素的空间定位。在 G_X 作用期间对数据进行测量取样 (128 或 256 个点次)。取样时间为 T_S 。

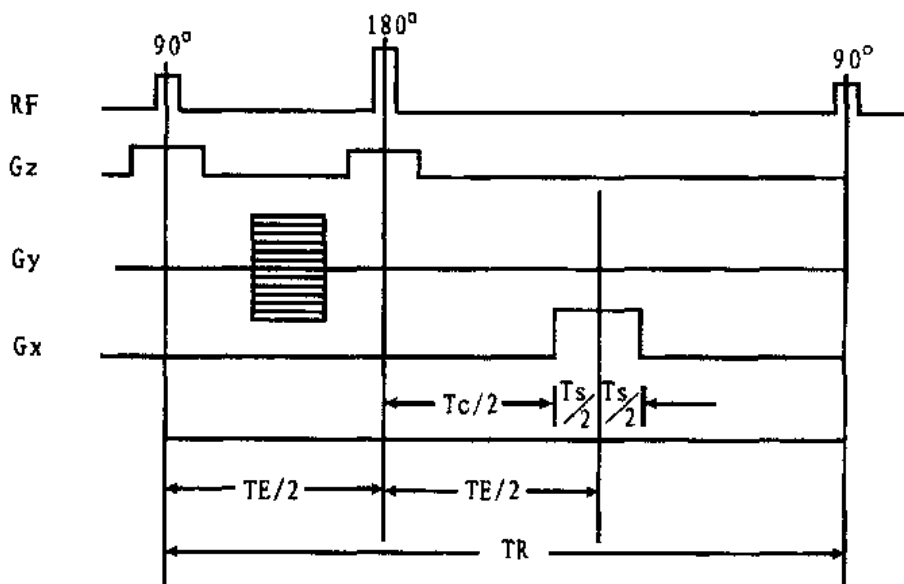


图 3.1 SE 序列的射频脉冲和梯度场脉冲的定时关系 (T_S 为取样时间, $T_C = TE - T_S$)。

序列周期开始时的 90° 脉冲将所有体素的纵向磁化强度变为横向磁化强度。由于磁场的非均匀性和自旋-自旋弛豫的作用，一个体素中不同位置的自旋以不同的角频率进动，

出现自旋进动相位弥散, 导致横向磁化强度以 T_2^* 为时间常数指数式衰减, 并可在接收线圈中感应出自由衰减信号 FID。180°脉冲使自旋进动相位改变 180°, 再经过与发生自旋相位弥散相等的时间 $TE/2$, 同一体素的自旋重新恢复进动相位的相对一致性, 形成一个自旋回波的峰值。因为 180°脉冲只逆转有规则的、固定不变的磁场非均匀性引起的相位弥散, 而不改变随机性变化的自旋-自旋相互作用引起的相位弥散, 所以, 从 FID 信号的峰值到自旋回波信号的峰值, 信号指数式衰减的时间常数是组织的 T_2 弛豫时间。

假设射频脉冲能均匀激励选定的层面, 从特性参数为 $N(H)$ 、 T_1 和 T_2 的组织体素发出的信号强度可用下式表示:

$$S(TR, TE) = N(H) [1 - 2e^{-(TR-TE/2)/T_1} + e^{-TR/T_1}] e^{-TE/T_2} \quad (3.2)$$

上式是三个因子的乘积。其中, 第一项是自旋密度 $N(H)$, 它不随时间变化。第二项是 T_1 因子, 代表 90°脉冲后纵向磁化强度随时间恢复的程度, 是序列定时参数 TR 、 TE 的函数。在大多数应用情况下, $TR \gg TE$, T_1 因子可近似为 $(1 - e^{-TR/T_1})$, 其值决定于 TR 。最后一项是 T_2 因子, 描述弛豫过程中横向磁化强度随时间衰减的程度, 是 TE 的函数。(3.2) 式说明, 一个组织体素的信号是由它的有效自旋密度 $N(H)$ 或平衡磁化强度转化来的, 组织的有效自旋密度, 或更一般地说组织的质子密度的高低决定由该组织可能产生的最大信号强度。实际获得的信号强度又同序列定时参数 TR 、 TE 有关。

将假设的组织 A 和组织 B 的参数代入 (3.2) 式, 以 TR 和 TE 为变量计算信号强度。第一步不考虑 T_2 因子, 计算前两个因子的乘积。根据计算结果绘制的曲线如图 3.2a 所示。计算时取 $TE = 30ms$, $TE \neq 30ms$ 的信号强度仅在曲线起始部分与图 3.2a 的稍有区别, 但不影响下面的分析和结论

图 3.2a 表明, 信号强度从最小值零开始, 随 TR 延长指数式向极限值 $N(H)$ 增长。两种组织的信号 S_A 、 S_B 和信号差 $(S_A - S_B)$ 受 TR 取值范围控制的大体趋势如下:

信号强度曲线的 $S_A > S_B$ 部分, TR 取值较短 (0.5 秒左右), 纵向弛豫尚不充分, S_A 和 S_B 都未达到最大, 信号差 $(S_A - S_B)$ 主要产生于组织 A 和组织 B 不同的纵向弛豫速率。

信号强度曲线的 $S_A < S_B$ 部分, TR 取值较长 (2.0 秒左右), S_A 和 S_B 因纵向弛豫接近完成而趋近最大值, 信号差 $(S_A - S_B)$ 主要决定于组织 A 和组织 B 不同的质子密度 $N(H)$ 。

信号强度曲线有一个交点 ($S_A = S_B$), 在交点对应的 TR 值上, T_1 差异和 $N(H)$ 差异引起的信号差消失。这显然表明, 具有一致性组织参数的组织之间, 固有 $N(H)$ 对比度和固有 T_1 对比度有对消性。

第二步计算包括 T_2 因子的信号强度, 这时, 信号强度在给定 TR 的条件下计算, 它是回波时间 TE 的函数。图 3.2b 和图 3.2c 分别绘出了在 $TR = 0.5$ 秒和 $TR = 2.0$ 秒两种条件下计算的信号强度曲线。图 3.2b 中 $TE = 0$ 处的信号强度分别对应于图 3.2a 中

TR=0.5 秒处两条曲线的纵坐标值, 两种组织的信号差 $S_A - S_B = 0.13$ 。随 TE 延长, 两种组织的信号强度和它们之间的信号呈逐渐减小的趋势。在 TE = 40 毫秒处, S_A 减小到与 S_B 相等的程度。这表明在 TR 较短的条件下, 组织 A 和组织 B 的固有 T_1 对比度和固有 T_2 对比度具有对消性。对于 40 毫秒以上的 TE 值, 信号差又随 TE 延长而变大, 而且, 两种组织的信号幅度的大小关系变为 $S_A < S_B$ 。图 3. 2c 中 TE=0 处的信号强度和信号差与图 3. 2a 中 TR=2.0 秒处的信号强度和信号差对应相等, $S_B - S_A = 0.10$ 。随 TE 延长, S_A 和 S_B 均按指数规律衰减, 但是, S_A 衰减较快, S_B 衰减较慢, 信号强度曲线不出现图 3. 2b 中那样相交的情形。这表明在 TR 较长的条件下, 具有一致性组织参数的组织之间的固有 N (H) 对比度和固有 T_2 对比度有互补性。

根据对比度决定于信号差的概念, 由以上所述可以进一步推论出 SE 序列影像对比度受 TR 和 TE 这两个序列定时参数控制的一般特点。

TR=0.5 秒附近, 信号差主要由组织 A 和组织 B 不同的 T_1 弛豫时间引起。用这样的短 TR 自旋回波序列采集影像, 若取 TE=0, 影像对比度有突出组织之间固有 T_1 差异的特征。由于固有 N (H) 对比度和固有 T_1 对比度的对消性, SE 影像不可能具有最大程度的 T_1 加权对比度。另一方面, 由于在 TR 较短的条件下固有 T_1 对比度和固有 T_2 对比度的对消性, 获取 T_1 加权 SE 影像要选用尽可能短的 TE 时间。

TR=2.0 秒附近, 信号差主要由组织 A 和组织 B 不同的自旋密度引起。用这样的长 TR 自旋回波序列采集影像, 若取 TE=0, 影像对比度有突出组织之间 N (H) 差异的特征。若取 TE \neq 0, 信号幅度随 TE 延长而减小, 但是, T_2 短的组织 A 比 T_2 长的组织 B 信号减小得更快。这样, TE 越长, 组织 A、B 之间的信号差越大, 影像对比度也在越来越大的程度上有突出组织之间固有 T_2 差异的特征。因此, 用长 TR 自旋回波序列采集的影像, 在 TE 取得比较短的条件下具有质子密度加权性质的对比度, 在 TE 取得比较长的条件下, 具有 T_2 加权性质的对比度。

总之, 通过适当设定 SE 序列的定时参数 TR 和 TE, 可以获得影像对比度突出三个组织参数之一的影像。产生对比度加权性质不同的 SE 影像需要的 TR 和 TE 值可参考表 3. 1 选定。TR 的设定范围最大可在 100—10000 毫秒。如果要获得 T_1 加权影像或 N (H) 加权影像, 取 TE 等于成像系统允许选用的最小值。如果要获得 T_2 加权影像, TE 取得与所要研究的组织的 T_2 可相比拟。

以上所述的 SE 序列, 一个序列周期内包含一个 180° 脉冲, 产生一个自旋回波, 因此, 被称为单回波 SE 序列。事实上, MR 成像常广泛采用能产生一个以上回波的 SE 序列。Carr 和 Purcell 最先提出的多回波序列叫作 CP 序列。CP 序列在每个周期的 90° 脉冲后以相等的时间间隔施加两个或两个以上的 180° 脉冲, 产生与 180° 脉冲相同数目的自旋回波。在不同回波时间产生的每个回波被用于重建同一成像层面的不同回波的影像。

表 3. 1 SE 序列定时参数的设定值范围

	TR (ms)	TE (ms)
T ₁ 加权影像	100 - 500	15 - 30
N (H) 加权影像	1500 - 2500	15 - 30
T ₂ 加权影像	1500 - 2500	90 - 150

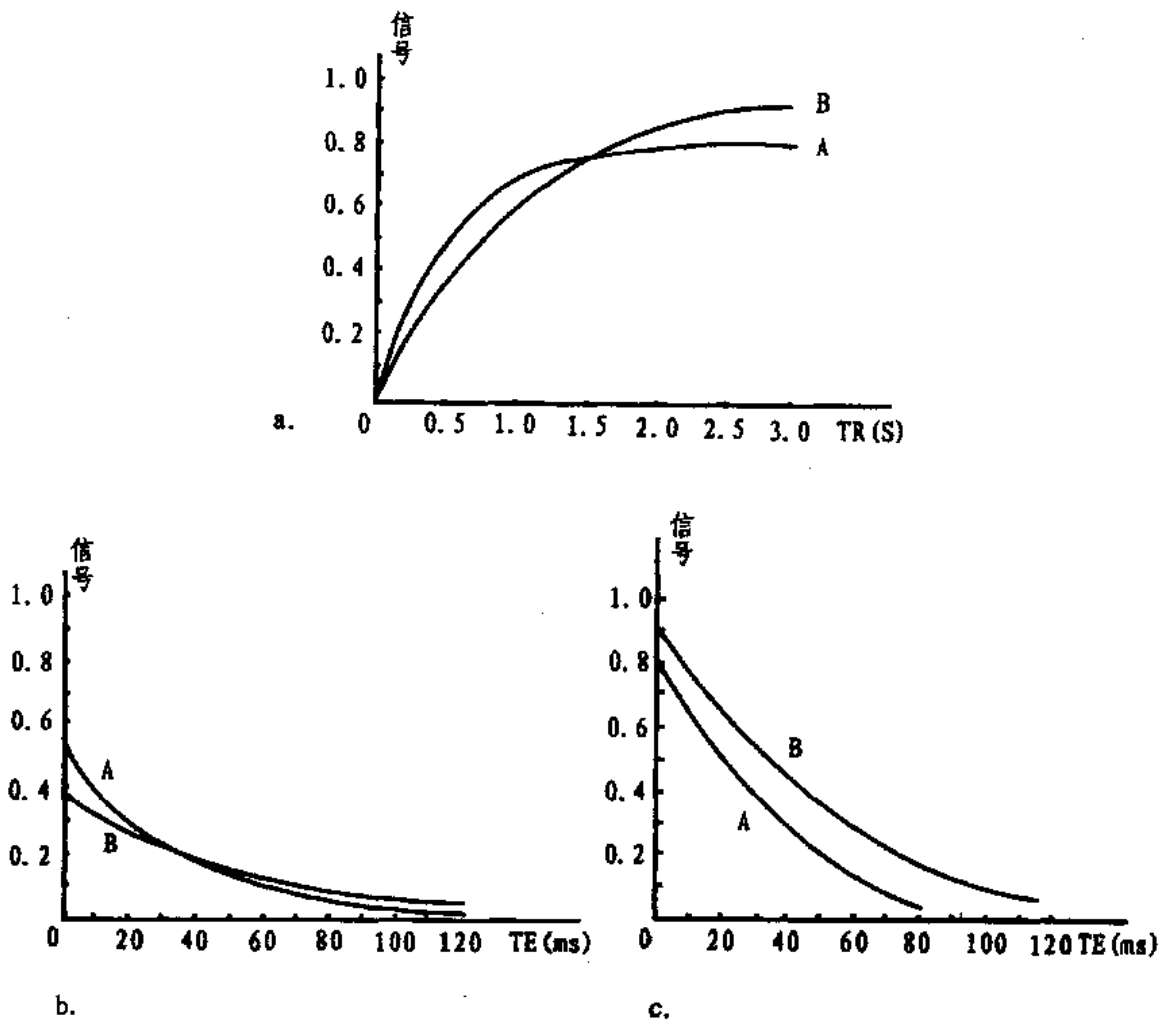


图 3. 2 SE 序列的信号强度曲线。a. 信号差与 TR 的关系。b. 信号差与 TE 的关系 (TR=0.5 秒)。c. 信号差与 TE 的关系 (TR=2.0 秒。)

CP 序列的 180° 脉冲和 90° 脉冲相位相同，产生的回波峰值的极性依次正负交替。经过 Meiborn 和 Gill 修正的 CP 序列叫做 CPMG 序列。CPMG 序与 CP 序列的区别在于它的 180° 脉冲和 90° 脉冲有 1/4 周期的相位差，回波峰值全部是正极性。假设回波总数为 n，

CPMG 序列的第 k 个回波的信号强度可用下式表示:

$$S(TR, TE) = N(H) [1 - e^{-(TR-nTE)/T_1}] e^{-kTE/T_2} \quad (3-3)$$

式中 TE 是第一个回波的回波时间, 也是相邻回波峰值之间的延时。在 TR 较长的条件下, CPMG 序列的 T_1 因子与单回波 SE 序列的 T_1 因子近似。CPMG 序列的周期时间 TR 一般设定得比较长, 以使固有 T_1 对比度的影响尽量小。第一回波影像通常按质子密度加权影像解释, 第二回波及其后面序号更高的回波的影像揭示的组织对比度的 T_2 加权程度越来越大。

由于用 CPMG 序列成像需要为许多层面中的每一层面采集大量回波数据, 并且进行影像重建的数据处理, 这必然使用大量计算机存储空间和加长数据处理的时间。又由于回波峰值的幅度随回波延时增加按指数规律衰减, 回波序号越高的影像信噪比越小。因此, 对性能不高的成像系统来说, 用 CPMG 序列采集的有诊断价值的影像仅限于序号不高的前面几个回波的影像。所以, 在实际应用中, CPMG 序列的最高回波序号 k 一般是两位数以下的数。最后一个回波的回波时间一般不超过 $kTE = 120$ 毫秒。

3.3 反转恢复序列成像的影像对比度^[14-16]

反转恢复序列采集的信号可以是 FID 信号, 也可以是自旋回波信号。采集自旋回波信号的反转恢复序列称为反转恢复自旋回波序列 (IRSE)。通常, 这两种序列都被称为反转恢复 (IR) 序列。

IRSE 序列的射频脉冲和用于空间编码的梯度脉冲波形示于图 3.3。序列周期由 180° 磁化矢量反转脉冲开始, 180° 射频脉冲的作用是将平衡磁化强度由 $+Z$ 方向激励到 $-Z$ 方向。激励过后, 各种组织的磁化强度以各自的 T_1 为时间常数指数式向 $+Z$ 方向增长。在纵向磁化强度经过一段长为 TI 的时间的恢复后施加 90° 射频脉冲, 将这部分恢复的纵向磁化强度变为横向磁化强度。在 90° 脉冲后 $TE/2$ 时间施加 180° 回波形成脉冲, 消除场的非均匀性引起的自旋相位弥散以产生自旋回波。回波信号在 T_S 期间被取样检测。信号检测后经过一段时间等待纵向磁化强度完全恢复平衡值, 然后开始下个序列周期。序列重复周期为 TR 。像 SE 序列一样, 所有射频脉冲都是选择性的。 G_z 是层面选定梯度, G_x 是频率编码梯度, G_y 是相位编码梯度。

假设射频脉冲能均匀激励选定的层面, 特性参数为 $N(H)$ 、 T_1 和 T_2 的组织体素的信号强度可用下式表示:

$$S(TR, TI, TE) = N(H) [1 - 2e^{-TI/T_1} + 2e^{-(TR-TE/2)/T_1} - e^{-TR/TE}] e^{-TE/T_2} \quad (3.4)$$

上式中 $N(H)$ 和 T_2 因子与 SE 序列信号表达式的相同, T_1 因子比 SE 序列的 T_1 因子复杂, 是 TR 、 TE 和 TI 三个参数的函数。在大多数实际应用的情况下, $TR \gg TE$, (3.

1) 式可以简化为

$$S (TR, TI, TE) = N (H) [1 - 2e^{-TI/T_1} + e^{-TR/T_1}] e^{-TE/T_2} \quad (3.5)$$

上述表达式表明，由给定组织体素的 $N(H)$ 或平衡磁化强度转化出来的信号，其强度大小决定于 TR 、 TI 和 TE 三个定时参数。这里，反转时间 TI 是调节 IR 序列影像对比度的主要因素。

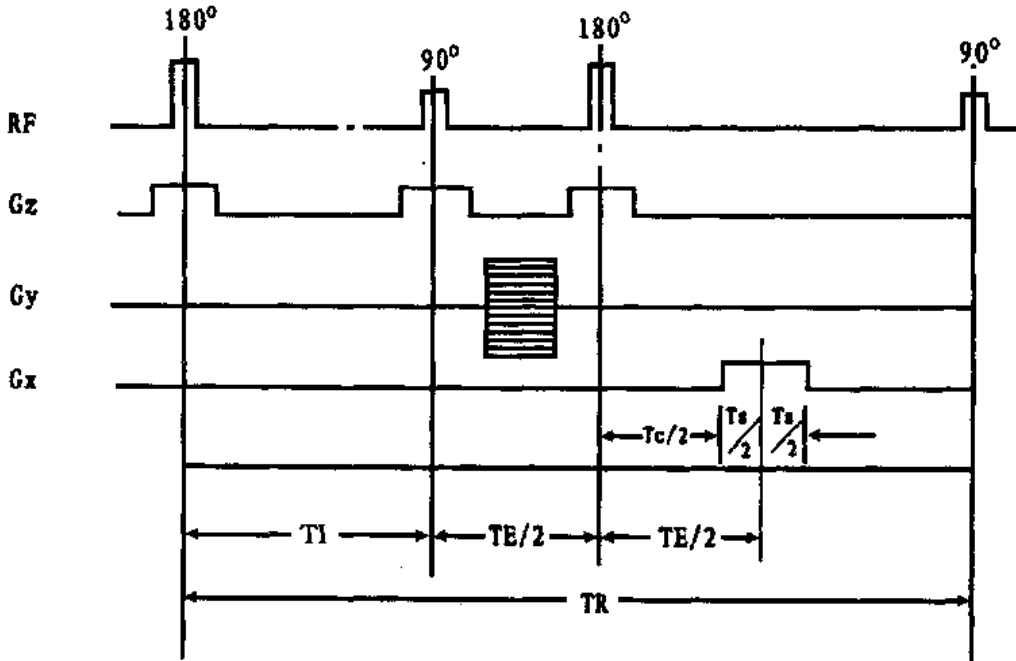


图 3.3 IRSE 序列的射频脉冲和梯度场脉冲的定时关系 (T_s 为取样时间, $T_c = TE - T_s$)。

利用讨论自旋回波影像对比度时假设的组织 A 和组织 B 的参数计算这两种组织的信号强度。计算时以 TI 、 TE 为变量，取 TR 为一个较大的固定值，如 3.0 秒（三倍于组织 B 的 T_1 值）。由计算结果可以绘出图 3.4 的曲线。

图 3.4a 和图 3.4b 的曲线未计入 TE 参数的影响 ($TE=0$)，相当于读取 FID 信号的 IR 序列的信号强度曲线。图 3.4a 和图 3.4b 的不同在于图 3.4a 考虑了数据的正负符号，而图 3.4b 只取了数据的绝对值。

图 3.4a 中， S_A 和 S_B 随 TI 按指数规律增长。 $TI = TR = 3.0$ 秒对应于最大信号强度， $S_A = 0.79$ ， $S_B = 0.92$ 。 $TI = 0$ 对应于最大信号强度的负值。 180° 磁化反转脉冲作用后， T_1 较长的组织 B 在 $TI = 0.65$ 秒处信号强度为零， T_1 较短的组织 A 在 $TI = 0.35$ 秒处信号强度为零。信号上升到零的时间 $TI(0)$ 称为信号零位。信号零位时间与组织的 T_1 值的关系为 $TI(0) = T_1 \ln 2$ 。 S_A 的曲线和 S_B 的曲线在上升过程中有一交点，对所假设的两种组织，这个交点的 $TI \approx 2.0$ 秒。

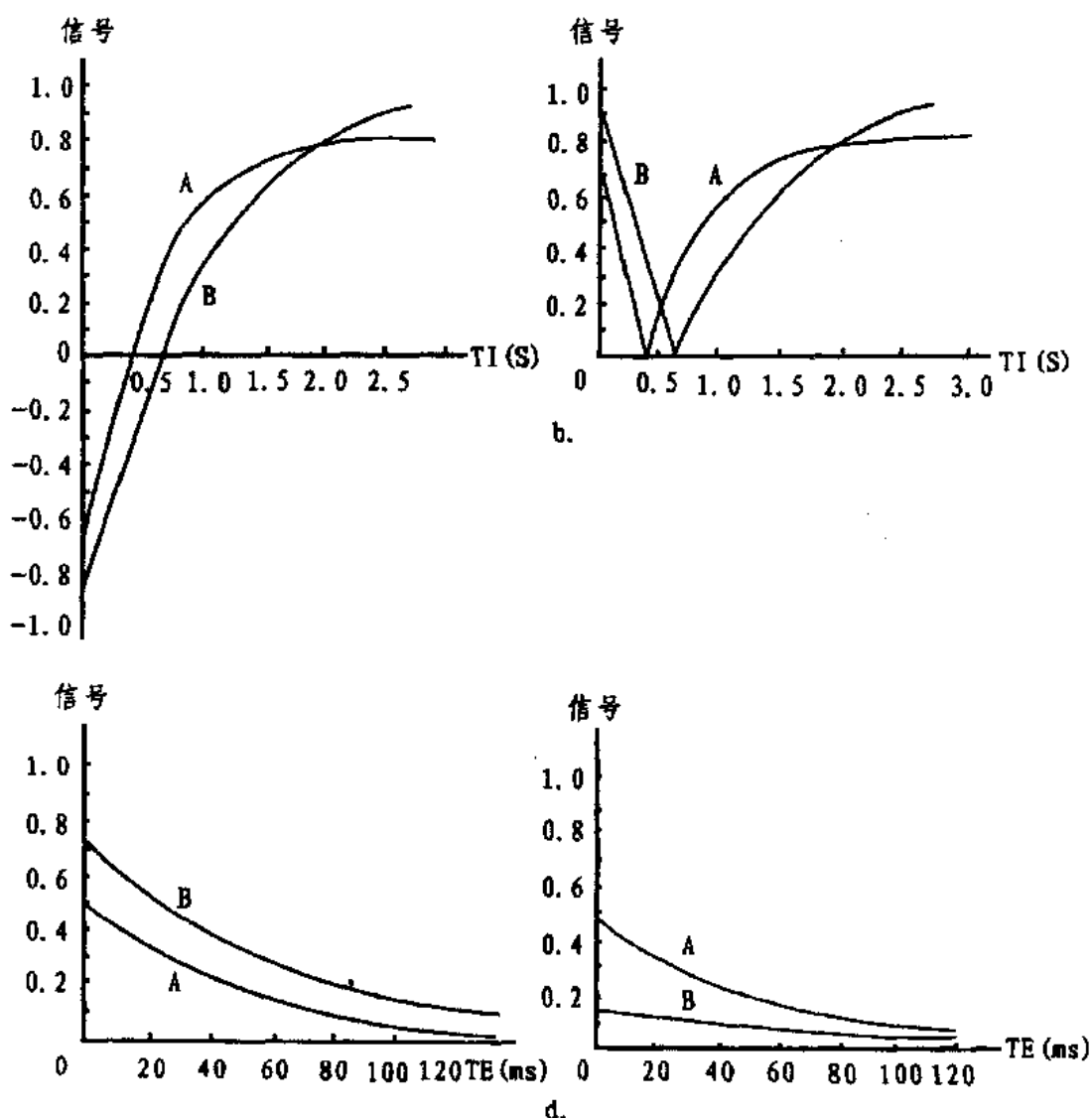


图 3.4 IR 序列的信号强度曲线。a. 考虑符号的 FID 信号。b. 取绝对值的 FID 信号。
c. TI 较短时的回波信号。d. TI 较长时的回波信号。

根据信号差决定对比度的概念可以发现，读取 FID 信号的 IR 序列影像对比度随 TI 取不同值而变化。TI 取曲线在 $S_A > S_B$ 部分对应的数值，因纵向弛豫尚不充分，影像对比度主要决定于组织之间的 T_1 差异。TI 取曲线在 $S_A < S_B$ 部分对应的数值，因纵向弛豫接近完成，信号差或影像对比度主要决定于组织之间质子密度的差异。在两条曲线的交点对应的 TI 值上， $S_A = S_B$ ，这两种组织之间的固有质子密度对比度和固有 T_1 对比度相互抵消，组织 A 和组织 B 之间的影像对比度消失。

MR 成像通常不考虑信号的符号或相位，而只显示重建数据的幅度（幅度重建）。对

IR 序列来说, MR 成像系统处理的是图 3. 4b 那样的取绝对值的信号强度。图 3. 4b 的两条曲线在它们的零位之间出现一个交点。用这个交点对应的 TI 值 (约 0.5 秒) 采集影像数据, 因 $S_A = S_B$, 组织 A、B 之间的对比度消失。以这个交点两侧对应的 TI 值采集数据, 信号强度的大小由 $S_A > S_B$ 变化为 $S_A < S_B$, 组织之间的对比度发生逆转。在 TI 取得大于组织 B 的零位时间的条件下, 不考虑信号符号的幅度重建影像与考虑符号的相位重建影像对比度相同。

注意, 由于对信号取绝对值而出现的曲线交点对应的 TI 时间, 其数值随 TR 延长而变大。这样, 在某个 TR 值上, 用这个交点两侧的 TI 值获得的两幅影像可能出现两种组织之间对比度逆转的现象, 而在更长的 TR 值上, TI 取与上述相同的数值获取的两幅影像可能观察不到这两种组织之间对比度逆转的现象。

读取自旋回波信号的 IR 序列影像对比度要考虑 T_2 因子的作用或横向弛豫的影响。因为, 从 TI 时刻开始到回波峰值出现时, 横向弛豫必然要改变由 $N(H)$ 和 T_1 因子决定的信号差。根据 TI 取值长短不同将出现两种可能的情况。图 3. 4c 和图 3. 4d 分别绘出了 $TI = 100$ 毫秒和 $TI = 800$ 毫秒的情况下由 (3.5) 式计算的信号强度曲线。图 3. 4c 的曲线对应于较短的 TI, TI 取在 T_1 较短的组织 A 的信号零位时间以下。在这种情况下, 组织 A 较短的 T_1 和较短的 T_2 , 以及组织 B 较长的 T_1 和较长的 T_2 均趋向于使组织 A、B 之间的对比度增大, 即固有 T_1 对比度和固有 T_2 对比度具有相加性。图 3. 4d 的曲线对应于较长的 TI, TI 取在 T_1 较长的组织 B 的零位时间以上。在这种情况下, 组织 A 较短的 T_1 趋向于使组织 A、B 之间的信号差增大, 而组织 A 较短的 T_2 趋向于使组织 A、B 之间的信号差减小。这两种趋势对影像对比度的作用相反, 即固有 T_1 对比度和固有 T_2 对比度具有对消性。

IR 序列主要作为短 TR 自旋回波序列的替补序列应用, 以获得对比度深度 T_1 加权的影像。因此, 设定 IR 序列参数时一般取比较短的 TI, 另外, 根据每种组织有一个信号零位的特点, 取 TI 等于某种组织的信号零位时间, 可使该种组织的信号为零。这一特点被实际应用于抑制脂肪信号。这是指在运动组织的脂肪信号成为影像伪影的来源的情况下, 取 TI 等于脂肪组织的零位时间进行信号采集, 通过抑制脂肪信号来消除这种伪影。

临床成像中, 设定 IR 序列的定时参数可参考表 3. 2 提供的数值范围。IR 序列的周期一般较长, TR 取值接近所研究的组织中纵向弛豫最缓慢的组织的 T_1 。TI 是 IR 序列成像中调节组织对比度的重要参数。为了获得深度 T_1 加权影像, 取 TI 与所研究的组织的 T_1 可相比拟。为了抑制脂肪信号, TI 应等于脂肪组织的零位时间 (120~160 毫秒)。抑制脂肪信号的 IR 序列也称为短 TI 反转恢复序列 (STIR)。读取自旋回波信号的 IR 序列, TE 参数按成像系统允许的最小值设定。

表 3. 2 IR 序列定时参数的设定范围

	TR (ms)	TI (ms)	TE (ms)
深度 T ₁ 加权	1500—2500	400 - 1000	<30
STIR	1500—2500	120—160	<30

影像实例

这里给出几幅实际临床影像并作一些说明，以进一步理解影像对比度与脉冲序列和序列定时参数的关系。

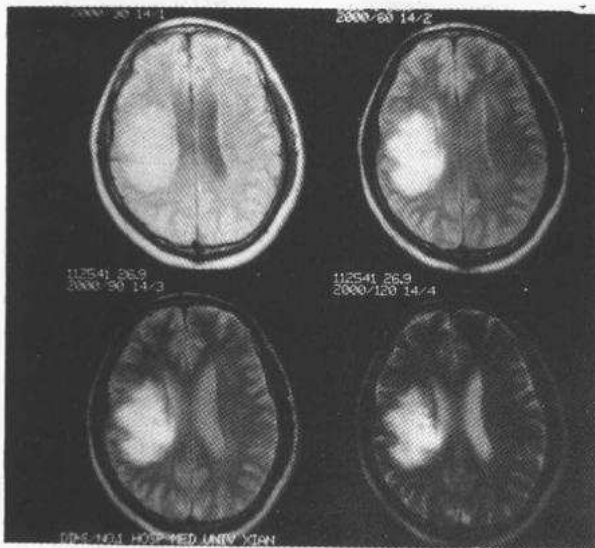


图 3. 5 侧脑室顶部横断层面的四回波 SE 影像
(TR/TE=2000/30, 60, 90, 120)

图 3. 5 是用四回波 SE 序列采集的侧脑室顶部横断影像。序列周期 TR = 2000 毫秒，回波时间分别为 TE = 30, 60, 90 和 120 毫秒。左上方的第一回波影像 (SE 2000/30) 的回波时间较短。第一回波影像上灰质和白质有很高亮度，这是因为灰质和白质的质子密度高。灰质亮度稍高于白质亮度，因为灰质的质子密度略高于白质的质子密度。脑室的第一回波影像是低信号，这是因为脑室中充满脑脊液，脑脊液的 T₁ 比灰质和白质的 T₁ 长得多。从右上方的第二回波影像 (SE 2000/60) 到左下方的第三回波影 (SE 2000/90) 和右下方的第四回波影像 (SE 2000/120)，所有脑组织的信号强度随着回波时间延长而衰减。

含有大量脂肪的头皮在不同回波影像上的亮度变化也明显反映出这种衰减趋势。但是，灰质的亮度总是大于白质的亮度，因为灰质的 T₂ 较长，信号衰减比较缓慢，白质的 T₂ 较短，信号衰减比较快。在 TR 较长的条件下灰质与白质在不同回波的影像上不可能发生对比度逆转现象。脑脊液的亮度随 TE 延长呈相对上升趋势，在第四回波影像上，脑脊液具有明显大于灰质的亮度。这是因为脑脊液的 T₂ 比灰质的 T₂ 长得多，在灰质信号已经大幅度衰减时，脑脊液仍然有比较高的信号强度。

图 3. 5 的所有不同回波的影像上，亮度最大的区域是脑组织中的一种病变。这种病变组织在四个不同回波的影像上所以显示最大亮度，不仅因为它质子密度最大，而且，因为它 T₂ 很长。

除 T_2 特别长的组织（如脑脊液）外，长 TR 自旋回波影像的第一回波影像的对比度基本上决定于组织之间质子密度的差异，所以它被解释为质子密度加权 SE 影像。第二回波影像的对比度开始突出组织之间的 T_2 差异，可以看作 T_2 加权影像。序号在第二回波以后的影像，序号越高，回波时间越长，对比度的 T_2 加权程度越来越大。在图 3.5 的第四回影像上，除 T_2 长的病变组织和脑脊液外，所有 T_2 短的组织信号基本上消失。这有利于影像上突出显示 T_2 长的病变。但是，与回波序号低的影像相比，第四回波影像的信噪比明显下降。

因为脑脊液的 T_1 长于其他组织的 T_1 ，所以第一回波影像上脑脊液信号相对较低；又因为脑脊液的 T_2 长于其他组织的 T_2 ，所以，第四回波影像上脑脊液信号相对较高。这些原因导致脑脊液与周围脑组织的对比度在第四回波影像上和第一回波影像上发生逆转。

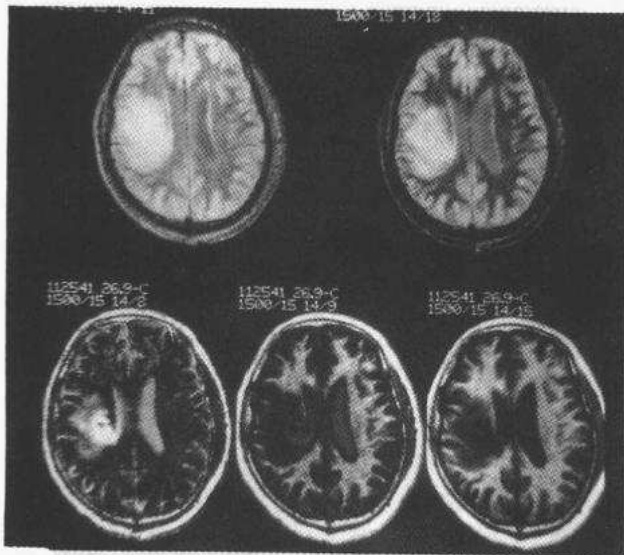


图 3.6 侧脑室顶部横断层面 IR 序列影像
($TR/TE=1500/15$, $TI=100, 200,$
 $300, 400, 500ms$)

与图 3.5 的影像同一患者、同一层面的 IR 序列影像示于图 3.6。采集影像的 IR 序列定时参数 $TR=1500$ 毫秒， $TE=15$ 毫秒，TI 用了五个不同的时间：100、200、300、400 和 500 毫秒。这些影像是幅度重建影像。用最短 TI 时间（100 毫秒）采集的影像（上排左 1）亮度最高，对比度由 T_1 和 $N(H)$ 两个参数决定， T_1 较长和 $N(H)$ 较大的组织（如病变和脑脊液）信号较强。用最长的 TI 时间（500 毫秒）采集的影像（下排右 1）亮度也相当高， T_1 较短的组织信号较强，影像对比度主要由组织的 T_1 差异决定，是典型的 T_1 加权影像。反转时间 TI 从 100 毫秒增加到 500 毫秒，病变组织和脑脊液信号逐渐减低，这样，

它们与周围组织之间的对比度在 TI 最长和 TI 最短这两幅影像上发生逆转。

图 3.7 是另一患者的头部横断影像，左侧是 T_1 加权自旋回波影像，右侧是用反转恢复序列采集的影像。 T_1 加权 SE 影像（SE 500/30）外观显得深暗，灰质和白质之间的对比度比较小。这是具有一致性组织参数的组织之间固有 $N(H)$ 对比度和固有 T_1 对比度对消的反映。如前所述，SE 序列成像不可能获得深度 T_1 加权的对比度。右侧的长 TR 短 TI 反转恢复影像（ $TR/TE=2500/15$, $TI=100$ 毫秒）外观不同于左侧的 T_1 加权 SE 影像，也不同于图 3.6 中 $TI=500$ 毫秒的 T_1 加权影像。因为，TR 很长和 TI 很短时，质

子密度对组织的信号强度和组织之间的信号差起很大作用。所以，它不能看成典型的 T_1 加权影像。这进一步说明了序列定时参数控制影像对比度加权性质的作用。

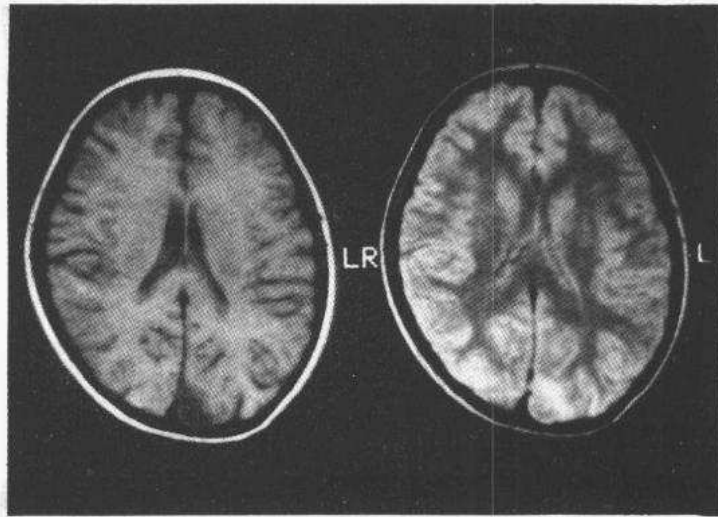


图 3.7 T_1 加权 SE 序列影像 (SE500/300) 和 IR 序列影像
($TR/TE=2500/15$, $TI=100ms$)。

3.4 噪声, 信噪比和对比度噪声比^[16-18]

噪声电平高低是影响 MR 影像质量的一个重要因素。因为, 噪声和信号叠加在一起进入接收系统, 检测信号的同时也检测到噪声。噪声在影像上类似电视屏幕上的雪花, 使画面变得粗糙, 图象模糊不清。因此, 噪声降低影像的对比度和空间分辨率。衡量噪声的技术参数是信噪比 (SNR) 和对比度噪声比 (CNR)。

噪声也是一种电信号, 但这种信号在 MR 成像中丝毫不反映组织的质子密度分布, T_1 弛豫和 T_2 弛豫等组织特性。噪声分统计噪声和系统噪声。统计噪声来源于成像系统的硬件电路, 尤其是接收电路和数据处理电路。这类噪声即使在没有射频发射, 因而也没有磁共振信号的情况下也能被接收到, 一般称为背景噪声。射频线圈中被检查的人体组织也产生这类噪声。进入接收机的 MR 信号仅来自特定层面, 而背景噪声来自被成像人体一个大的体域。射频线圈的接收范围越大, 接收到的噪声电平越高。系统噪声在 MR 成像中是指某些引起伪影的信号。如由于器官运动, 成像层面内组织产生位移, 从而对 MR 信号产生调制; 或者成像视野之外的信号在一定条件下进入成像视野之内。在 MR 成像的数据采集过程中, 统计噪声随影像信号一起进入成像系统, 最终表现为影像像素信号强度的不应有的起伏。

一个像素或任何一个区域的统计噪声电平 σ_1 和系统噪声电平 σ_2 是正交相加的关系, 即

$$\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 \quad (3.6)$$

其中, σ 代表总噪声电平。但是, 统计噪声存在于每幅影像中, 而系统噪声在有伪影的情况下存在, 并且可能成为主要的影像噪声。

信噪比 (SNR) 定义为体素的信号强度与单位时间的噪声电平 σ_0 之比:

$$\text{SNR} = \frac{S}{\sigma_0} \quad (3.7)$$

对比度噪声比定义为不同组织体素的信号强度之差与单位时间的噪声电平之比:

$$\text{CNR} = \frac{S_A - S_B}{\sigma_0} \quad (3.8)$$

(3.8) 式其实是 (3.1) 式定义的对比度和用相同的参考信号 S_{ref} 归一化的噪声之比。因为噪声严重妨碍低对比度病变的检测, 所以, 用 CNR 作为检测病变能力的指标比用 SNR 更为确切。

显然, 提高信噪比的根本途径是设法使信号强度增加, 使从体内接收的噪声电平减小。而且, 强信号对于噪声有抑制作用, 信号越强, 它对噪声的抑制作用越大。关于信号强度与组织参数和成像序列参数的关系, 前面已经作了详尽说明。这里着重解释一下某些对噪声有影响的因素。

1) 信号平均次数 (NSA) 的影响

信号平均次数 (NSA) 确切地说是在同一相位编码梯度下重复采集信号的次数。多次重复采集的目的在于利用多次采集的信号求平均值。因为信号正比于信号平均次数, 而噪声正比于信号平均次数的平方根, 所以, SNR 和 CNR 都正比于 NSA 的平方根。加大信号平均次数是提高 SNR 和 CNR 的一种途径。在 TR 较短而增加 NSA 又不致使总采集时间过长的情况下, 这种方法很有意义。如检测肝脏中的低对比度病变时常用短 TR 短 TE 的 SE 序列成像。为了抑制因心脏搏动和呼吸运动引起的系统噪声而选取较大的 NSA, 增加的总成像时间并不太多, 而影像清晰度明显提高。

2) 脉冲序列和脉冲间延迟时间的影响

不同脉冲序列和序列参数对信号有重要影响, 但不影响统计噪声。因为, 脉冲序列和序列定时参数不改变电路和人体组织产生的统计噪声。系统噪声在 SE 影像上有类似于统计噪声的性质, 只改变序列周期 TR 不会改变运动引起的系统噪声电平。

减小器官运动产生的噪声电平, 要在减小 TR 的同时增加对信号求平均值的采集次数 NSA。减小运动脂肪造成的伪影可用 STIR 序列采集数据。

3) 取样时间 T_s 的影响

在读出梯度作用期间对时域信号进行测量的一段时间称为取样时间 T_s 。 T_s 长短影响统计噪声电平。因为统计噪声与取样时间的平方根成反比, 所以, 信噪比和对比度噪声比与 $\sqrt{T_s}$ 成正比, 大多数成像序列的 T_s 与 TR 取值无关, 但 T_s 和 TE 取值有密切关系。对

回波信号对称取样的 SE 序列, 必须满足

$$TE \geq T_S + T_C \quad (3.9)$$

这里, $T_C/2$ 是 180° 脉冲中心到读出梯度脉冲前沿之间的时间。完成 180° 脉冲作用的后一半、关断层选梯度和接通读出梯度最少需要这么长的时间。SE 序列的 T_C 一般取 5—15 毫秒。

将 T_C 取一个固定的最小值, 并且令 $T_S = TE - T_C$, 可以兼顾关于噪声和对比度加权的要求。因为 T_S 可以随 TE 线性变化。深度 T_1 加权时 TE 、 T_S 较短, 噪声较大, 深度 T_2 加权时 TE 、 T_S 较长, 噪声较小。但是, 不能为了减小噪声而无限限制的延长 T_S 。若 T_S 超过被成像组织的 T_2 值, 在改善信噪比的同时将降低空间分辨率。

3.5 空间分辨率^[17,18]

影像的空间分辨率实际指体素的大小, 它决定于体素的平面尺寸和层面厚度。

体素与平面影像的像素相对应。像素的平面尺寸等于成像视野除以影像矩阵。

视野是从其中采集数据并在影像上显示的成像区域。矩阵大小一定时, 大视野可避免折叠伪影, 小视野可改善对解剖细节的成像和观察。MR 影像的视野一般是 40—50 厘米。

影像矩阵确定影像在水平和垂直方向的像素数, X 方向的像素数等于读取信号时的取样点数 N_X , Y 方向的像素数等于相位编码步数 N_Y 。MR 影像的矩阵或影像在一个线度上的像素数一般是 128、256 或 512 等数。

MR 成像中, 体素尺寸在 0.2—10 毫米, 层面厚度在 0.3 毫米以上, 最厚可达 300 毫米。

MR 影像的一个像素的亮度或灰度值决定于对应体素发出的 MR 信号的强度。在数据采集和影像重建过程中, 一个体素内不同组织特性的差别被抹杀, 所以, 一个像素呈现一个均匀一致的灰度。体素尺寸越大, 被抹杀的细节越多。因此, 空间分辨率是影像分辨间距很小的不同组织结构的能力的标志。

视野 (FOV) 一定时, 矩阵变大使体素尺寸减小, 空间分辨率提高。矩阵增大两倍, 空间分辨率提高两倍。但是, 矩阵增大使信噪比下降, 采集数据的时间加长。矩阵扩大两倍, 信噪比减小 $2\sqrt{2}$ 倍, 数据采集时间增大两倍。矩阵变小则相反。矩阵大小一定时, 视野大意味着空间分辨率低而信噪比高。视野小则相反。

层面厚度一般是体素的最大线度。厚的层面有利于改善信噪比, 但使空间分辨率下降。薄的层面则相反。

空间分辨率由磁场均匀度和梯度场的梯度大小决定和控制。空间分辨率的极限决定于噪声电平。因为一个体素的信号强度正比于体素大小, 而背景噪声电平与体素大小无关。

3.6 减少成像时间的意义和基本途径^[15]

常规 SE 序列和 IR 序列成像可以获得高对比度、高空间分辨率和高信噪比的高质量影像。但是, 常规序列成像有一个很大的缺点, 就是影像数据的采集时间一般很长。这降低了 MR 成像的时间效率, 使每天所检查的患者人数受到限制。一般, 一个解剖部位的检查要执行三个常规序列, 需要用约一小时的时间。这样长的检查时间不仅对医疗和医院的经济效益不利, 而且, 影像的数据采集易受各种运动的干扰, 引起所谓运动伪影。这些运动包括心脏搏动、呼吸、血液和脑脊液流动、胃肠蠕动, 以及患者肢体在检查过程中不自觉的位置移动。伪影会同时使影像对比度、空间分辨率和信噪比这些影像质量因素变劣, 妨碍医生作出正确诊断。特别是不能自觉配合检查的患者, 检查时间一长, 不仅肢体难以保持静止不动, 还容易变得焦躁不安, 这更增加了引起运动伪影的可能。过长的检查时间使磁共振成像尤其不适宜于危重病人。

减少数据采集时间的一种途径是提高常规成像序列的数据采集效率。但是, 根本性地缩短成像时间要用能实现快速数据采集的成像方案。快速成像序列的数据采集时间极短, 而重建的影像的对比度、空间分辨率和信噪比等质量因素仍能达到临床诊断要求的水准。

另外, 为了磁共振影像能够用于对心脏或四肢的运动的分析, 为了实现对流动的血液和脑脊液的磁共振成像, 这些方面的需要也促进了对快速成像序列的研究和开发。目前, 数据采集时间在几秒钟左右的高速成像序列和数据采集时间在 100 毫秒左右的超高速成像序列已在实际应用。

下面对如何提高常规成像序列的数据采集效率稍作具体说明, 然后, 介绍实现快速数据采集的基本思想。

影像的数据采集时间等于序列周期 TR 、相位编码步数 N_Y 和信号平均次数 NSA 的乘积。显然, 减小这三个参数之一或同时减小这三个参数可以加快常规成像序列数据采集的速度。实际上, 在用常规序列成像时只能在一定限度内采用减小这三个参数的措施。序列周期 TR 的长短受组织纵向磁化强度弛豫速率 ($1/T_1$) 制约, 而且, TR 长短与对比度加权性质的要求有关。减小 TR 会使影像对比度和信噪比受到不利影响, 每一步相位编码重复进行数据采集的次数或信号平均次数 NSA , 一般取大于 2 的数才能保证影像有良好的 SNR 。只有信噪比性能很高的成像系统可以取 $NSA=1$ 的最小值。通过减少相位编码步数 N_Y 减少数据采集时间的方法, 本身涉及到下面一些概念, 需作稍多的解释。

一幅 MR 影像的数据, 沿 X 轴方向排列的是一个回波的信号。回波信号具有以回波中心为轴对称的形状。一次相位编码产生沿 X 轴排列的一行数据, N_Y 次相位编码产生在 Y 轴方向移位排列的完整数据阵列。整个数据阵列以零相位梯度编码的这行数据为对称中心。这些在影像采集期间获得的尚未经重建处理的原始数据, 叫 K 空间数据。每幅影像

都有它自己的 K 空间数据阵列。K 空间水平方向的 K_x 值对应于测量梯度的时间（积分），垂直方面的 K_y 值正比于相位编码梯度的强度，每一相位编码步由一个 K_y 值表示。K 空间实际由数据采集获取的全部回波数据或投影一行一行叠排起来组成。 $K_y=0$ 的投影是相位编码梯度为零的条件下测量的回波的数据。K 空间数据阵列在水平和垂直两个方向都有对称性。

通过减少相位编码步数减少成像时间常用填零法和半付立叶成像（1/2 采集）。这两种方法都以数据阵列的对称性为基础。

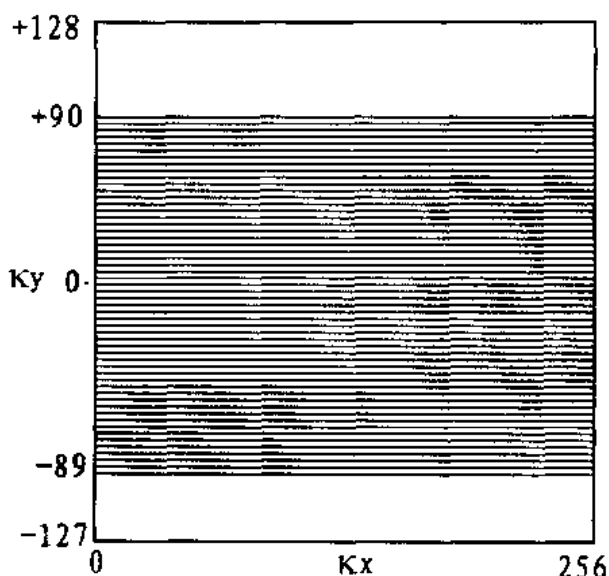


图 3. 8 填零法采集的 K 空间数据阵列

患者和幽怖恐懼症患者以及重危病人， N_y 仍可进一步减小。因为，这样起码可以获得某些有用信息，而不至于完全不能检查。

图 3. 8 表示填零法采集的 K 空间数据阵列，这是采集 256 矩阵的 70% 的数据行的情形，共有 180 行数据，每行有 256 个数据点。

半付立叶成像也叫 1/2 采集，这种方法只采集完整数据阵列中与负相位编码梯度（ $-G_y$ 和零）对应的这一半数据，然后，在影像重建时根据数据阵列的对称性，利用共轭数据合成技术产生与正相位编码梯度对应的另一半数据。这两部分数据除 MR 信号的相位外，是完全相同的。实际上，1/2 采集的相位编码步数不是正好等于总数的一半，而是稍多于总相位编码步数的一半，数据阵列中包含少量在强度不高的正相位编码梯度下获得的数据。半付立叶成像的 K 空间数据阵列如图 3. 9 所示。

提高数据采集效率还有其他一些方法。值得一提的是一种动态成像方法，它能在短时间内获得较多影像，适用于运动心脏和活动关节的成像，以及进行对比剂作用时间的分析

填零法不测量数据阵列 Y 方向上下两端的高 K 空间数据，这些数据对影像对比度影响很小。付立叶变换要求数据阵列的行数必须是 2 的乘方数 128、256 或 512 等。由于减少相位编码步数将使数据行数少于这些数，所以，为满足付立叶变换的要求，所缺少的这些行数据被用零来填充。高 K 空间用零填充的数据阵列基本上保持完整阵列的信息内容。但是，对规定视野来说， N_y 减少将使空间分辨率降低。空间分辨率减少又导致信噪比增大。填零法通常采集完整数据阵列 80% 的行数据，进一步减少 N_y 引起影像清晰度明显下降。不过，对于在检查时不合作、不能安静不动的

研究。这种方法是先获得一个完整的参考数据阵列。以后几幅影像的采集在动态过程中进行，只获取数据阵列的中间部分，即低 K 空间含有对比度信息的投影。将这些低 K 空间投影数据分别与参考数据阵列的高 K 空间投影数据（含有边缘分辨率和清晰度）结合起来进行付立叶变换，能产生几幅清晰的动态影像，而采集这些影像的时间很短。如果动态过程不是太快，而且诊断不要求太多影像的话，这种动态影像具有良好的信噪比和空间分辨率。

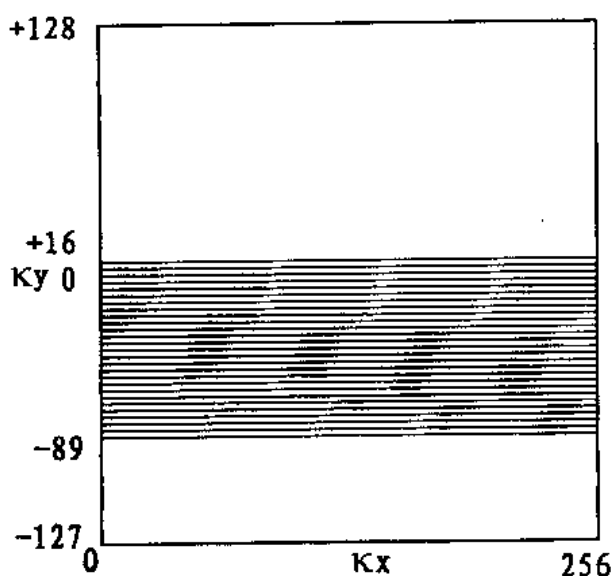


图 3.9 半付立叶成像的 K 空间数据阵列

而，每个回波采集一个投影数据。采集一幅 256×256 矩阵像影需要将序列周期重复 256 次。假若每个序列周期在一次激励之后反复进行 N 次不同的相位编码，读取 N 个投影数据，那么，获得同样矩阵的完整影像数据，序列周期只需重复 $256/N$ 次，影像的采集时间将比常规 SE 序列的采集时间缩短 N 倍。

2) 减小磁化矢量的翻转角

SE 序列的激励脉冲是使磁化矢量翻转 90° 的射频脉冲， 90° 激励脉冲过后，纵向磁化强度从零开始向平衡值恢复。为了获得较大的信号，序列周期 TR 应足够长，以使纵向磁化强度有较大程度的恢复，并且，下个周期的 90° 脉冲激励产生的横向磁化强度有较大幅度。

如果用一个引起平衡磁化矢量的翻转角 θ 较小的射频脉冲激励，激励之后绝大部分纵向磁化分量仍保持在稳定状态，而激励产生的横向磁化分量却有较大的幅度（图 3.10）。比如说，激励引起的磁化翻转角 $\theta = 30^\circ$ ，那么，激励脉冲结束的一瞬间，纵向分量 M_z 是

提高常规成像序列采集效率的所有方法，没有从根本上改变成像序列。这些方法能在相当大的程度上减少影像的采集时间。但是，它们或者使空间分辨率降低，或者使信噪比减小。最理想的成像序列产生的影像应有优良的质量因素，即对比度优良、信噪比大、空间分辨率高，并且，成像时间极短。这样的成像序列是最近几年研究开发的快速成像序列。

实现快速成像的基本思想包括以下几个方面：

1) 增加一个 TR 周期内一次激励后的相位编码步数。

常规 SE 序列的一个 TR 周期内，射频激励后只进行一次相位编码，因

平衡值 M_0 的 87%，横向分量 M_y 是平衡值的 50%，或 90° 脉冲产生的横向磁化强度的一半。

需要强调的是， θ 角较小的情况下，纵向磁化强度大部分未被激励扰动， M_z 在射频激励后幅度变化不大。这样，等待纵向磁化强度恢复平衡所必需的序列周期时间 TR 就可以缩短。

3) 利用梯度场形成回波

在自旋回波成像中， 90° 脉冲激励产生的横向磁化强度因梯度场的作用引起自旋相位弥散而衰减。施加 180° 射频脉冲使自旋进动相位反转 180° ，又在相同极性的梯度场作用下达到相位重聚而形成回波信号。以这样的方式产生的回波称为射频回波。

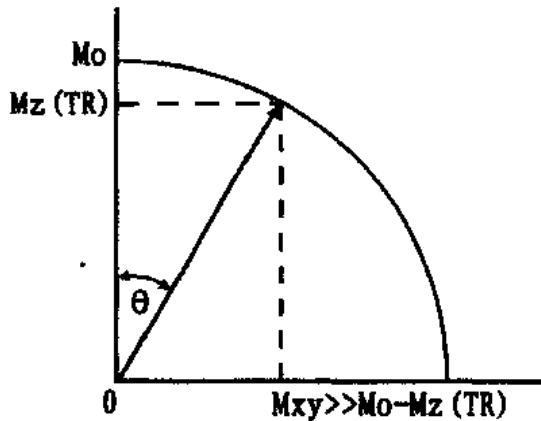


图 3.10 较小的 θ 角引起纵向磁化强度的变化不大，而获得的横向磁化强度相对比较大。

细说明。

在正负极性不同的梯度场作用下，自旋进动的方向相反。正梯度场引起自旋进动相位增加，负梯度场引起自旋进动相位减小。利用这种特性通过梯度场的极性反转也可以实现自旋相位重聚而形成回波信号。通过梯度场的极性反转而产生的回波被称为梯度回波 (GRE)，与射频回波相区别。在形成梯度回波的相位准备期间，负极性的 G_x 梯度起作用；在回波形成的信号读取期间，正极性的 G_x 梯度起作用。这两个极性相反的梯度脉冲中心之间的时间是梯度回波的回波时间。梯度回波的回波时间比射频回波的回波时间短得多。梯度回波技术与小 θ 角射频激励相结合可以极大缩短影像数据采集时间。梯度回波形成原理在下一节详细

3.7 梯度回波成像序列^[15,19,20,21]

梯度回波序列的脉冲时序示于图 3.11。序列由 $\theta < 90^\circ$ 的射频脉冲开始。因为梯度回波序列成像利用梯度场的极性反转产生自旋回波，序列中不包含像 SE 序列中那样的 180° 回波形成射频脉冲。

3.7.1 梯度回波形成原理

梯度回波成像序列通过读出梯度场 (频率编码梯度场) 的极性反转产生自旋回波信号。在读出梯度 G_x 的负极性脉冲瓣作用期间自旋相位弥散，在 G_x 的正极性脉冲瓣作用期间实现自旋相位重聚。梯度回波形成的具体原理可借助图 3.12 说明。

假设，在 $\theta < 90^\circ$ 的射频脉冲和层选梯度 G_z 作用下一个层面的质子产生了磁共振，层面内所有质子以相同角频率同相进动。 θ 脉冲结束后，由于读出梯度 G_x 的作用将引起质子之间的相位关系发生变化。在读出梯度负瓣作用下，一体素中心 ($X=0$) 的垂直方向

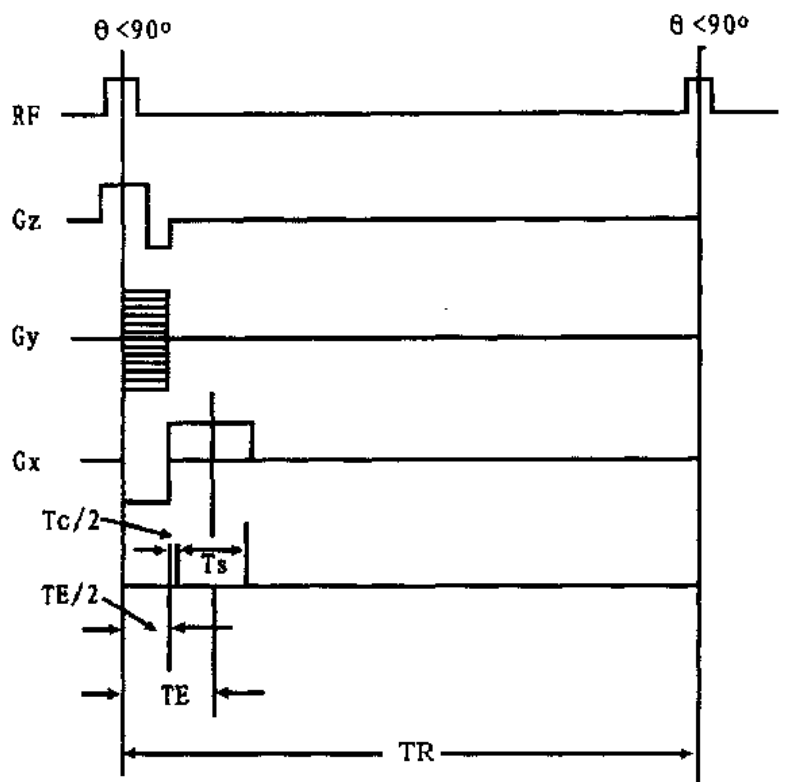


图 3. 11 梯度回波序列的射频脉冲和梯度脉冲时序

上的质子以相同角频率进动，设这个角频率为 ω_0 ，偏离中心 X_1 的垂直方向上的质子以较高的角频率 $\omega_0 + \gamma G_x X_1$ 进动。偏离中心 $-X_2$ 的垂直方向上的质子以较低的角频率 $\omega_0 - \gamma G_x X_2$ 进动。这样，在 G_x 的负瓣作用的时间 τ 内，位于 X_1 和 $-X_2$ 处的自旋矢量与 $X=0$ 处的自旋矢量之间分别产生出相位差 $\Delta\phi = \gamma G_x X_1 \tau$ 和 $\Delta\phi = -\gamma G_x X_2 \tau$ 。普遍地讲，整个体素内的不同 X 位置的自旋将产生同位置有关的不同的相移。随着 G_x 梯度的极性反转，相移的符号变得相反，在 G_x 的正瓣作用的 $\tau - 2\tau$ 这段时间内，位于 X_1 和 $-X_2$ 处的自旋矢量与 $X=0$ 处的自旋矢量之间分别产生出 $\Delta\phi = -\gamma G_x X_1 \tau$ 和 $\Delta\phi = \gamma G_x X_2 \tau$ 的相移，与 $0 - \tau$ 期间这两点的相移大小相等，符号相反。由于不管 X 位置如何，这两部分相移之和为零，所以，在 $\tau = 2\tau$ 这一瞬间，体素内不同 X 位置的自旋具有完全相同的相位，(图 3. 12b)。一个体素内的自旋出现相位重聚便产生一个自旋回波的峰值。这里，梯度场极性反转对自旋回波形成的作用与 SE 序列的 180° 射频脉冲的作用完全相同。但是，梯度场的极性反转

不能消除回波延迟时间 TE 内磁场和磁化率的不均匀性对 T_2 弛豫的影响。所以， θ 脉冲激励后横向磁化强度以 T_2^* 为时间常数衰减。这也决定了信号衰减的时间常数为 T_2^* 而非 T_2 。

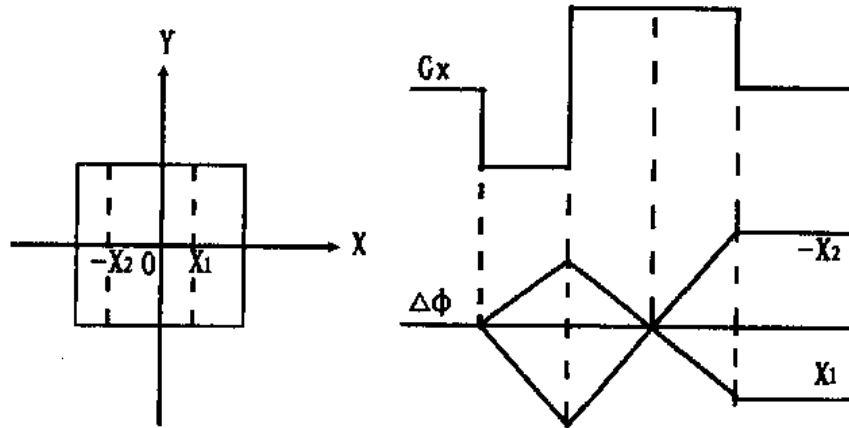


图 3.12 读出梯度 G_x 作用下自旋相位的变化

3.7.2 梯度回波序列的信号和对比度特性与序列参数的关系

假设，组织的 T_1 和 T_2 弛豫特性可以用单指数衰减函数描述，而且， T_1 和 T_2 比射频脉冲宽度大得多；理想化的射频脉冲能以恒定有效翻转角激励成像层面。并假设 $TR \ll T_2$ 。那么，在梯度回波序列末期存在的横向磁化强度 M_{XY} 不能忽略。在这种情况下，梯度回波序列的稳态信号特性取决于从一个周期到下个周期如何处理序列周期末期残存的横向磁化强度。对残余的横向磁化强度有两种处理方式。一种方式是将残余的横向磁化消除，使 $M_{XY}(TR) = 0$ ，这与常规自旋回波序列情况相当。采取这种方式的 GRE 序列称为消除横向磁化的梯度回波 (SPGRE) 序列。另一种处理方式并不使横向磁化强度消除，而是建立起 M_{XY} 和 M_z 的动态平衡。采用这种方式的梯度回波序列有时称为稳态自由进动 (SSFP) 序列。

对 SPGRE 序列来说，序列末期的残余横向磁化被消除， $M_{XY}(TR) = 0$ 。在上述假设下，信号强度可用下式表示：

$$S(TR, TE, \theta) = N(H) \frac{\sin\theta}{1 - e^{-TR/T_1} \cos\theta} (1 - e^{-TR/T_1}) e^{-TE/T_2^*} \quad (3.10)$$

这个表达式与自旋回波序列的信号表达式类似。但是，如上所述，由于没有消除场的不均匀性的影响，横向弛豫引起的信号衰减速率是 $1/T_2^*$ 而不是 $1/T_2$ 。(3.10) 式分母中的负号使信号最大时的 θ 角 (Ernst 角, $\cos\theta = e^{-TR/T_1}$) 小于 90° 。

对于短 TE 和等于 Ernst 角的翻转角，(3.10) 式近似为

$$S(TR, TE, \theta) = N(H) (TR/T_1)^{1/2} e^{-TE/T_2^*} \quad (3.11)$$

对不消除残余横向磁化的 GRE 序列来说，在序列末期横向磁化强度仍有一定幅度。每个射频激励脉冲将一定纵向磁化转换为横向磁化，横向磁化也通过弛豫过程向纵向磁化转换。随射频脉冲迅速反复出现，经过一个与 T_1 可相比拟的时间后， M_{XY} 和 M_Z 便建立起一种动态平衡。在磁共振成像中，动态平衡用适当数目重复周期反复激励，但不进行数据采集而建立。SSFP 序列最终产生两种信号：射频激励脉冲后紧随的 FID 信号和序列末期、下个周期的射频脉冲之前的回波信号。在前面的假设条件下，FID 信号和回波信号强度可以分别用数学公式表示，但是，因为这两个信号强度表达式比较繁，物理意义不像 SE 序列和 IR 序列信号表达式那样明显，所以，这里略去信号强度表达式，在下面直接叙述有关信号强度与序列参数关系的结论性概念，并结合根据理论公式绘制的曲线（图 3.13—3.16）进行解释说明。

在 TR 远小于 T_1, T_2 的情况下，信号几乎与 TR 无关。这是因为，在短 TR 条件下，只要达到了动态平衡， M_{XY} 在弛豫过程中的衰减就能被射频脉冲的作用从 M_Z 得到持续不断的添补。即使 TR 有所改变，这种动态平衡关系基本维持相同。

回波信号实际是由前一周期的 M_{XY} 因自旋相位重聚而再度出现的结果。这就是说，回波信号至少是两个 θ 角射频脉冲联合作用而诱导出来的。所以，有效回波时间大于序列周 TR。并且，由这个回波信号能够获得 T_2 加权性质明显的影像。

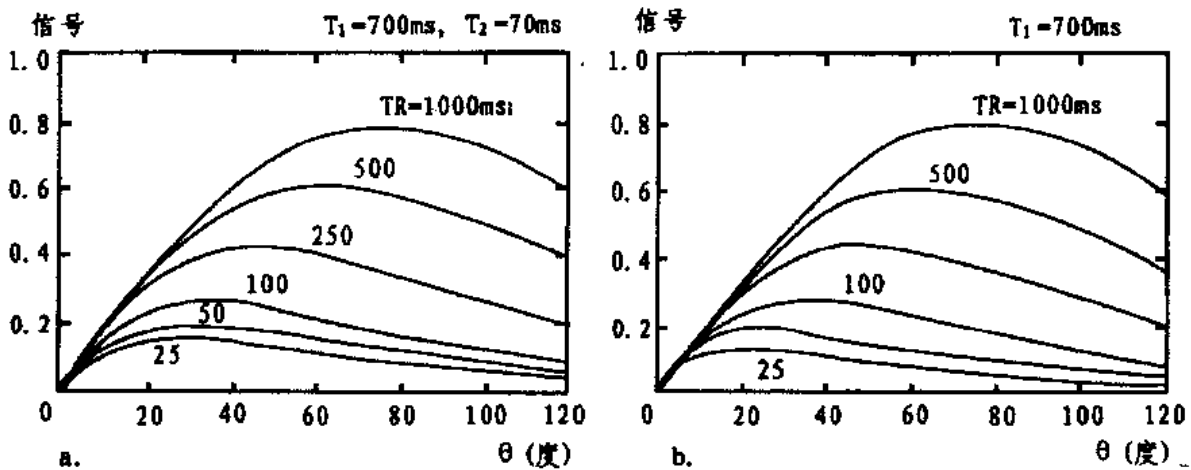


图 3.13 GRE 序列的信号强度与 θ 角的关系。TE=0，以 TR 为参变数。a. 不消除横向磁化的 GRE 序列。b. 消除横向磁化的 GRE 序列。

梯度回波信号强度与 θ 角的关系的曲线形式示于图 3.13。这是未考虑 T_2^* 因子作用或采集 FID 信号的情形 (TE=0)。曲线以 TR 为参变数，对给定的 T_1 和 T_2 描绘出来。

图 3. 13a 的曲线对应于不消除横向磁化的梯度回波序列 (SSFP), 信号是射频脉冲后立即出现的 FID 信号。图 3. 13b 的曲线对应于消除横向磁化的梯度回波序列 (SPGRE), 但未考虑 T_2^* 因子的作用 ($TE=0$)。

由图 3. 13 的曲线看到, 信号强度在特定 θ 角达到峰值。这个峰值 θ 角与 TR 及 T_1 弛豫时间有关。TR 长对应的峰值 θ 角大, 峰值信号高。TR 短时情况相反。SPGRE 序列的峰值翻转角就是 Ernst 角。梯度回波序列的翻转角 θ 总小于 90° , TR 越短峰值 θ 角越小。利用短 TR 和小 θ 角的梯度回波序列成像的技术也被称为快速低角度发射 (FLASH)。

对大于 100 毫秒的 TR 来说, 两种 GRE 序列的信号没有明显差别, 因为序列周期足够长, 序列周期末横向磁化已经消失, 纵向磁化已恢复平衡值。对小于 50 毫秒的 TR 来说, 不消除横向磁化的 GRE 序列采集的信号差不多与 TR 无关。

图 3. 14 表示 GRE 序列的信号强度与 θ 角的关系, 曲线在恒定的 TR 下以 T_1 为参变数绘制而成。 θ 角很小 ($\theta < 10^\circ$) 时, 信号很小, 信号强度和 T_1 不同的组织之间的信号差基本与 T_1 无关。因为 θ 角小, 纵向磁化强度保持在平衡值附近, 恢复平衡的速率 ($1/T_1$) 显得对信号强度不起重要作用。相反, θ 角大时, 纵向弛豫速度对信号强度大小有决定性作用。所以, 为了采集对比度 T_1 加权的影像, θ 角宜选用较大的值。

由图 3. 14 可见, SPGRE 序列采集的信号强度一般低于 SSFP 序列采集的信号强度。 T_1 越长, 信号的差别越大。对 SSFP 序列来说, 不同 T_1 值对应的峰值 θ 角变化不明显, 而对 SPGRE 序列来说, 峰值 θ 角随 T_1 增大而降低。总的讲来, 在给定 θ 角上, SPGRE 序列比 SSFP 序列对固有 T_1 对比度有所改善。

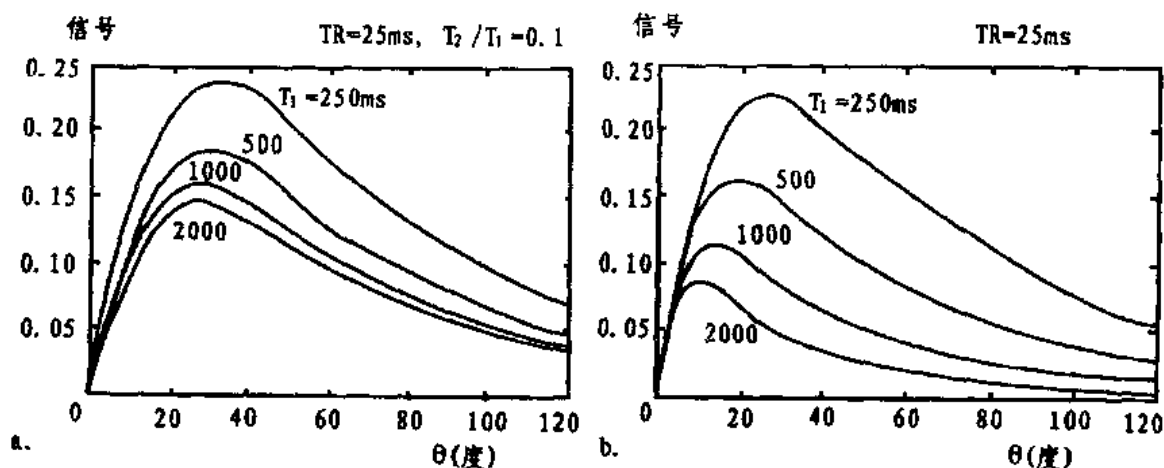


图 3. 14 GRE 序列的信号强度和 θ 角的关系。TR=25ms, 以 T_1 为参变数。a. 不消除横向磁化的 GRE 序列。b. 消除横向磁化的 GRE 序列。

图 3. 15 表示不消除横向磁化的 GRE 序列采集的回波信号强度与 θ 角的关系。与图 3. 14a 相比, 信号随 T_1 变化的关系发生颠倒。这说明回波信号对 T_2 的依从性控制了信号强度 (曲线按 $T_2/T_1=0.1$ 绘制, T_1 不同时 T_2 也随之变化)。小 T_2 值对应的曲线信号强度较小。与 T_2 加权的 SE 序列相比, 这个序列采集的回波信号强度较小。因为, 它的回波是 θ 角脉冲激励的梯度回波, 而不是 90° 脉冲激励的射频回波。这导致梯度回波影像的信噪比低于自旋回波影像的信噪比。

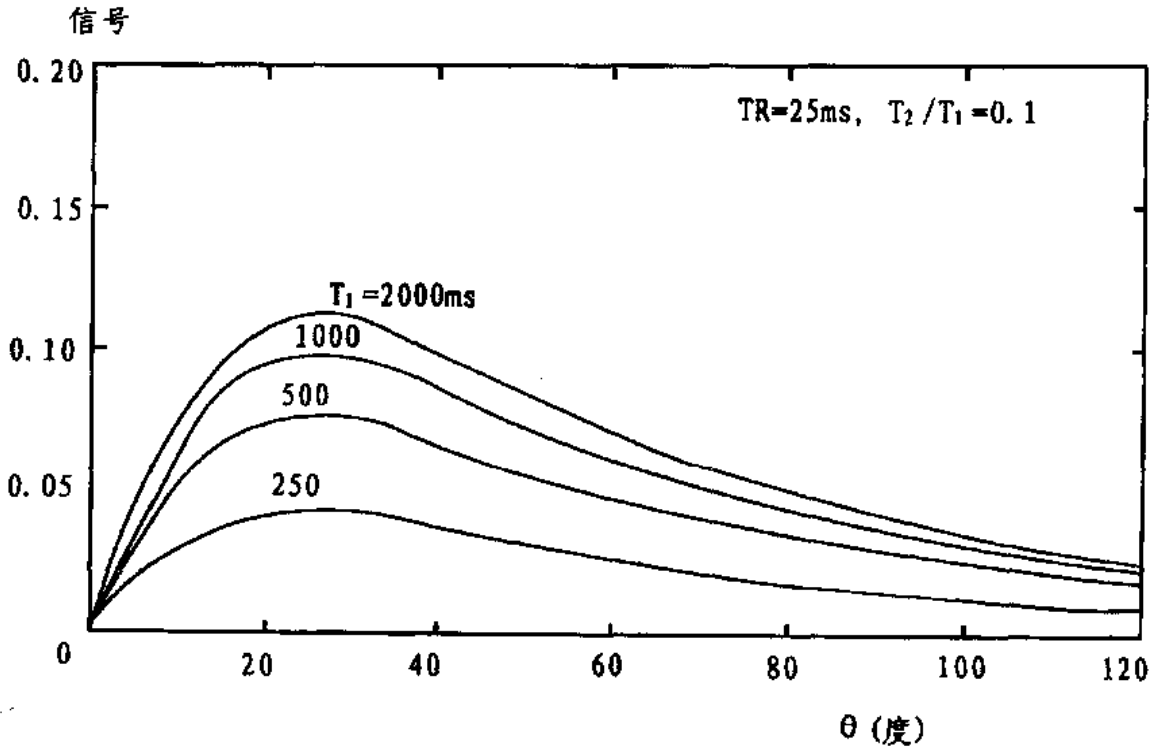


图 3. 15 不消除横向磁化的 GRE 序列采集的回波信号强度与 θ 角的关系。与采集 FID 信号相比, 集回波信号成像使影像的 T_2 加权程度增加。

图 3. 16 是 SPGRE 序列的对比度模拟曲线, 绘制曲线时假设两种组织有相同的质子密度, 它们的 T_1 分别为 700 和 900 毫秒。对比度曲线比信号强度曲线更有意义。由图 3. 16 可以看到, TR 短时 (如 $TR=25$ 毫秒), 对比度随 θ 角的变化范围扩大, 最大对比度幅度增加。对给定的 TR, 存在一个对比度最大的 θ 角。随 TR 延长, 最大对比度对应的 θ 角变大。由此可见, 在设定成像序列参数时, TR 选定后必须相应地选适当的 θ 角, 以使获得的影像对比度最大。

综上所述, 利用梯度回波序列采集影像, 选用小翻转角 θ , 获得的影像具有最小弛豫加权对比度; 选用大翻转角 θ , 获得的影像具有 T_1 加权对比度。SPGRE 序列成像比 SSFP

序列成像能产生更大的 T_1 加权效果。利用 SPGRE 序列并增加回波时间，或者利用 SSFP 序列的回波信号成像，获得的影像具有 T_2 加权对比度。获得不同对比度加权性质的影像所要求的成像序列参数可参考表 3. 3 进行设定。表 3. 3 中列出了梯度回波序列影像的对比度加权性质与 TR、TE 和 θ 角取值范围的关系。图 3. 17 是 GRE 序列影像的一个例子。

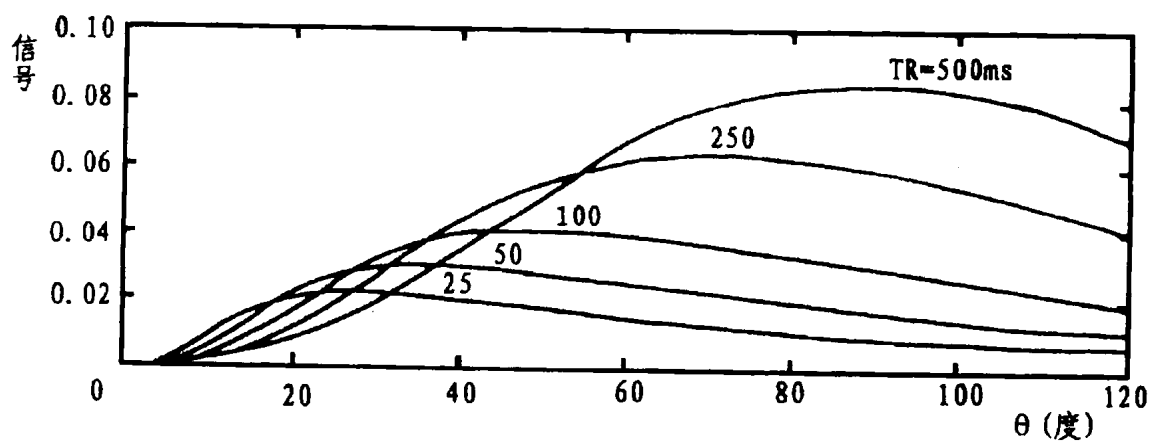


图 3. 16 SPGRE 序列影像对比度与 θ 角的关系，曲线以 TR 为参变数

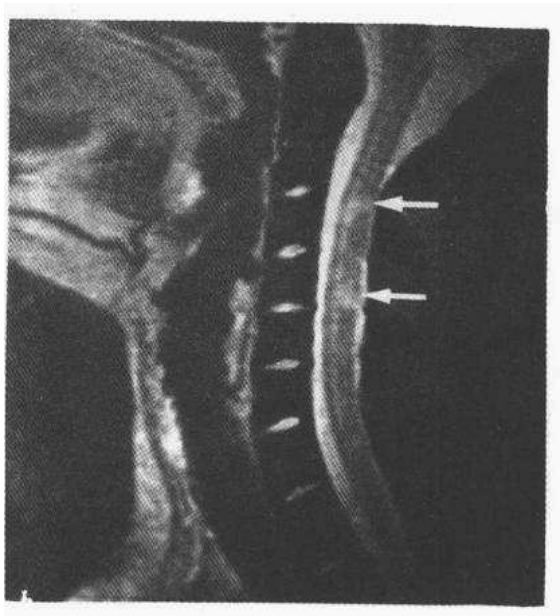


图 3. 17 GRE 序列影像 ($TR/TE=300/15$, $\theta=20^\circ$)。箭号所指为病变 (多发性硬化)。

表 3.3 梯度回波影像的对比度加权性质与序列参数的关系

	TR (ms)	TE (ms)	θ (度)
质子密度加权	200—400	12—15	5—20
T_1 加权	200—400	12—15	45—90
深度 T_2^* 加权	200—400	30—60	5—20
相对 T_2^* 加权	20—50	12—15	30—60

3.8 快速自旋回波成像序列^[15,22]

如前所述, 常规自旋回波成像的每个 TR 周期内进行一次射频激励。产生一幅 256×256 矩阵的影像需要 256 个 TR 周期的时间。如果仍以常规射频回波方法产生回波信号, 但每次射频激励后以很小的时间间隔 (如 20 毫秒) 施加一系列 180° 回波形成脉冲, 产生出相应数目的自旋回波, 并且, 对每个回波分别施加幅度不同的相位编码梯度进行相位编码, 那么, 假设每次激励后产生 N 个回波, 并进行 N 次相位编码, 完成全部相位编码需要的射频激励次数或者序列周期重复次数就比常规序列减小 N 倍。因而, 影像数据的总采集时间将缩短 N 倍。一个序列周期内或一次射频激励后对许多回波进行不同相位编码的自旋回波序列被称为快速自旋回波序列 (FSE), 或者“Turbo”自旋回波序列 (TSE)。

FSE 序列的一个 TR 周期进行一次射频激励和 N 次相位编码, 并且获得 N 行投影数据。这组成一个数据采集或信号测量的节段。一次激励测量的回波数或获得的投影数 N 称为影像采集的 Turbo 因子。显然, 完成一幅影像的数据采集所需的测量节段总数等于影像矩阵除以 Turbo 因子。例如, 若每次激励测量 32 个回波, 数据采集的 Turbo 因子便是 32, 采集一幅 256×256 矩阵影像共需 ($256/32 =$) 8 个测量节段完成, 也就是需要 8 个 TR 周期的时间。

理论上, FSE 成像可以实现单节段采集, 就是只用一个 TR 周期, 在一次激励之后获得所需数目的全部回波, 并完成相应次数的相位编码和投影数据的采集。但实际应用中, 每个 TR 周期仅获得全部所需投影的一个子集, Turbo 因子通常在 3—128 之间。

将 FSE 技术和多层面采集方法结合起来, 在同一 TR 周期内获取多个层面的数据节段, 这将进一步减少数据采集时间。利用多层面 FSE 序列成像, 完成多层面数据采集的时间将比用常规 SE 序列缩短近 10 倍。

图 3.18 表示 FSE 序列的脉冲时序关系。图 3.18a 说明 FSE 序列的一个数据采集节段包含的各种脉冲波形。图 3.18b 说明用 FSE 序列进行多层面采集的原理。序列重复周期为 TR。在一个 TR 周期内, 不同层面的数据节段被依次完成采集。

FSE 序列影像的对比度和质量决定于每次激励产生的回波数 N, 以及进行相位编码的不同 G_Y 幅度在各回波信号上如何分配。确切地说, 就是决定于如何给不同回波规定相位

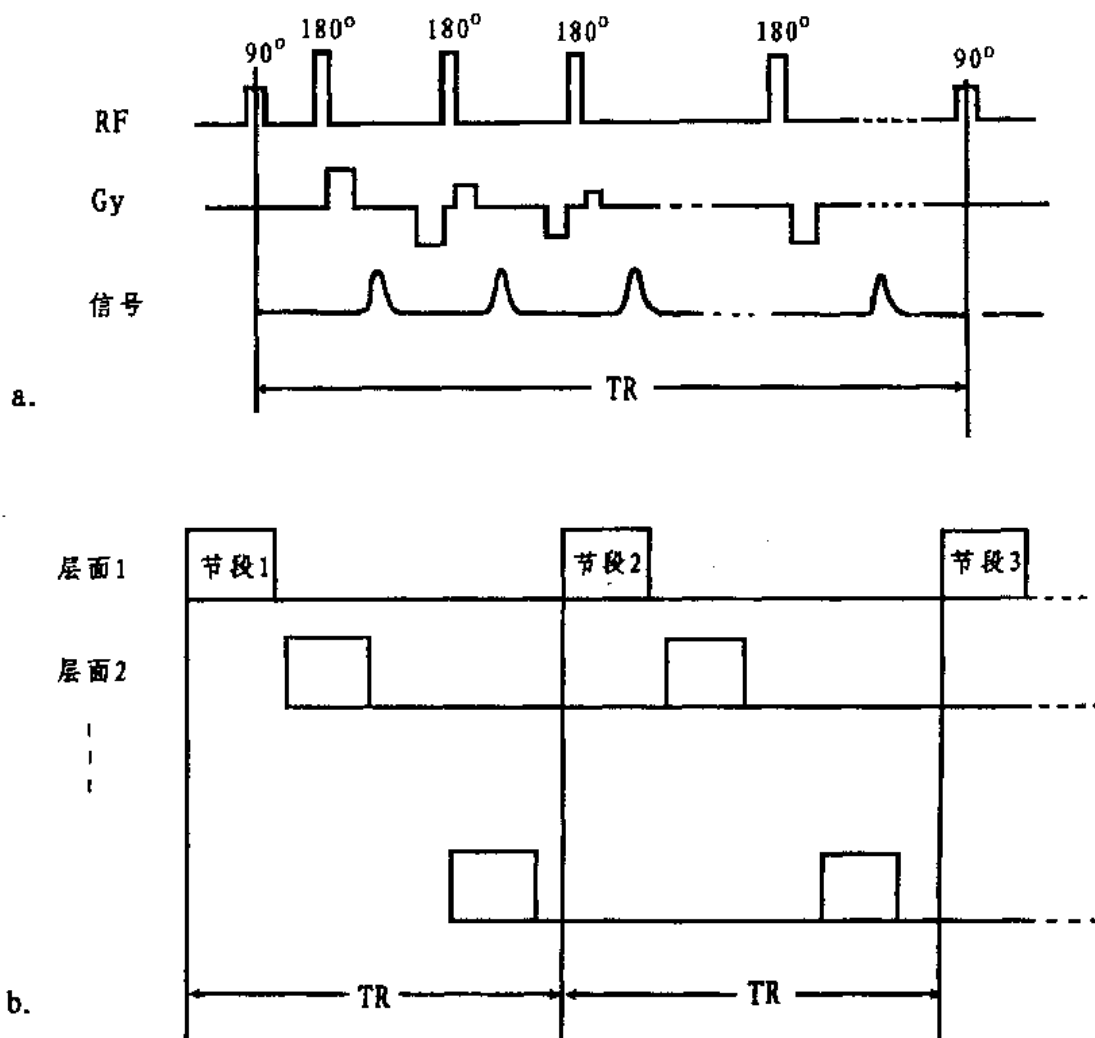


图 3. 18 FSE 序列的数据采集方式。a. 一个 TR 周期采集一个数据节段，它包含许多具有不同相位编码的回波。b. 在一个 TR 周期内顺序获得几个层面的相应数据节段以实现多层面成像。

编码投影的顺序。因为，在进行不同的相位编码和读取相应的回波数据过程中，横向磁化强度不断衰减，因而，回波信号幅度受到一种调制作用。如果最晚期的回波被指定为 G_Y 绝对值小（低 K_Y 值）的相位编码投影，最早期的回波被指定为 G_Y 绝对值大（高 K_Y 值）的相位编码投影，那么，所获得的影像具有 T_2 加权的性质。这是因为具有低 K_Y 值的回波信号对影像对比度起决定性作用，而这些回波信号的回波时间最大。与此相伴随，最早期的回波被赋予了正的或负的最大 G_Y 幅度进行相位编码，这在影像上引起边缘增强。随

着 Turbo 因子增大, 这种由 T_2 弛豫引起的幅度调制作用变得越明显。如果对早期和晚期回波进行相位编码的顺序与上述情况相反, 影像对比度便决定于早期的回波而具有 T_1 加权的性质。与此同时, 由于用最大 G_Y 幅度编码的后期回波信号逐渐衰减, 影像容易变得模糊不清。所以, 用 FSE 序列成像时, 相位编码一般按前一种顺序进行。FSE 序列影像对比度类似于用相同 TR 和等效 TE 获取的 SE 影像。获得 T_2 加权影像的 Turbo 因子常用 $N=4-8$ 。

快速自旋回波序列可与常规自旋回波序列一样采集同一层面的第一回波影像和第二回波影像, 在这种情况下, 一个测量节段或一个投影子集内的回波地址要按两幅影像进行分配。 K_Y 值的顺序也要编排得与得到两个有效回波时间的需要相适应。

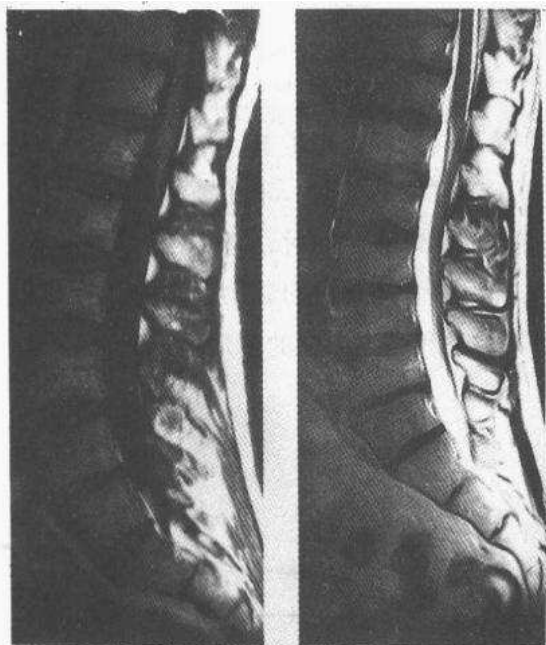


图 3. 19 FSE 序列影像。两幅影像的回波时间不同。左边的一幅 (TE = 18ms) 具有 T_1 加权的对比度; 右边的一幅 (TE = 150ms) 具有 T_2 加权的对比度。

快速自旋回波序列适用于以很短的采集时间获得高空间分辨率 T_2 加权影像, 是对大脑、脊柱的多层面成像非常有价值的序列。而且, 它能在一次摒息期间采集腹部影像而避免腹部运动的影响。

图 3. 19 是不同 TE 时间的脊柱矢状 FSE 影像。左边的一幅的 TE = 18 毫秒, 是 T_1 加权影像; 右边的一幅的 TE = 150 毫秒, 是 T_2 加权影像。

3. 9 快速梯度回波成像序列^[15,22]

快速梯度回波成像也称为快速场回波 (FFE) 或 Turbo 场回波 (TFE) 成像。这种成像序列是梯度回波成像序列的改进序列, 它比通常的梯度回波序列的 TR 周期进一步缩短, 一般约为 7—10ms, 回波时间约为 3—5ms。因为周期时间非常短, 所以, 快速梯度回波成像不能采用每步相位编码采集几个层面的数据的多层面方式, 而只能分别完成每个层面的数据采集。如前所述, 梯度回波成像在自旋系统处于稳态时采集投影数据。稳态是指 RF 脉冲引起的纵向磁化的减小与每个 TR 周期内纵向磁化的恢复相当。快速梯度回波与标准梯度回波序列的一个主要区别就在于, 快速梯度回波成像在自旋系统趋向稳态的过程中就已经采集数据, 甚至在稳态建立之前就完成数据采集。这样, 所采集的每个投影有着不同的初始状态。因为趋向稳态的过程有强烈的振荡性, 所以, 如果不采取措施消除振荡影响, 数据采集过程将

会引入振荡引起的重叠伪影。为了平稳地到达稳态，需要采用所谓翻转角扫掠技术，即在反复激励的过程中，从一个低角度开始逐渐增大 RF 脉冲引起的磁化矢量的翻转角，直到翻转角等于预先规定的一个角度（图 3. 20）。利用翻转角扫掠技术不仅可抑制重叠伪影，而且，翻转角较大时也不至于出现太大程度的饱和，这有利于增大影像对比度和信噪比。

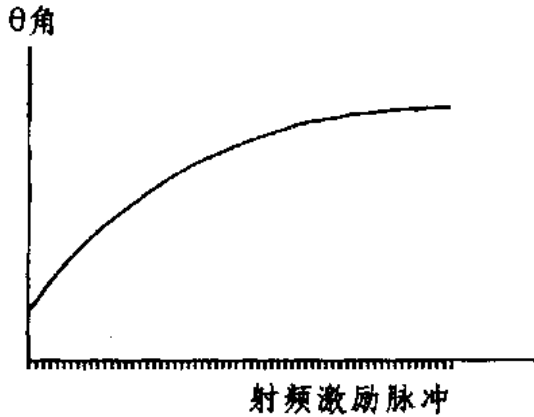


图 3. 20 快速梯度回波序列的翻转角扫掠

当成像时间与组织的 T_1 时间相当时，快速梯度回波成像产生中等 T_1 加权性质的影像对比度， T_1 加权程度可以通过在脉冲序列中应用前置反转脉冲或前置饱和脉冲进一步加强。前置反转脉冲的作用与常规 IR 序列中的 180° 脉冲的作用相同，反转时间 TI 的长短能够左右影像的 T_1 加权程度。这里， TI 是反转脉冲和产生 $K_Y=0$ 的投影的激励脉冲之间的延时。不用前置反转脉冲而用前置饱和脉冲时，通过饱和脉冲和产生 $K_Y=0$ 的投影的激励脉冲之间的不同延

时 T_S 来调节 T_1 加权的程度。FFE 序列利用反转脉冲和饱和脉冲的情形示于图 3. 21。图 3. 22 是前置脉冲后延迟时间不同的 FFE 序列影像。

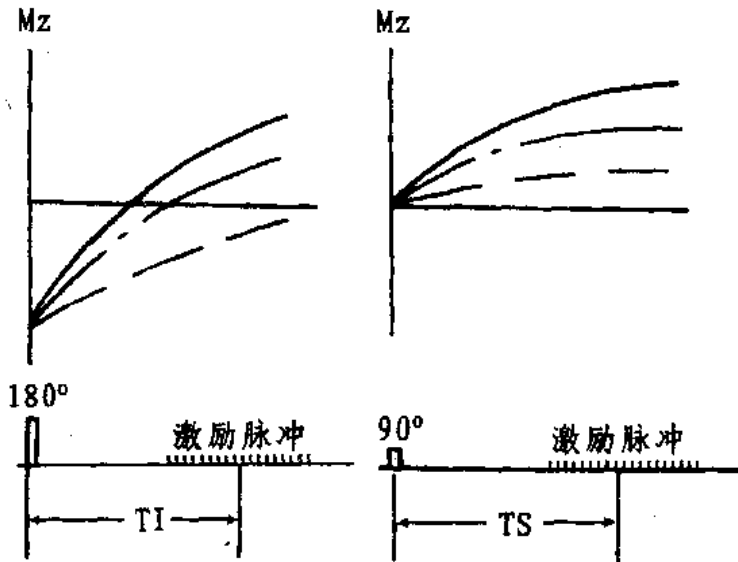


图 3. 21 快速梯度回波序列中利用前置反转脉冲（左）或前置饱和脉冲（右）的说明。

3. 10 回波平面成像^[15]

回波平面成像 (EPI) 所采集的信号也是梯度回波。但是, 它的特点在于利用振荡的梯度场产生回波, 而且, 只通过一次射频激励就将全部空间信息编码到回波信号中, 从而将序列重复周期减少到最小数目。EPI 序列是成像时间最短的脉冲序列。采集一幅影像的时间约 100 毫秒。

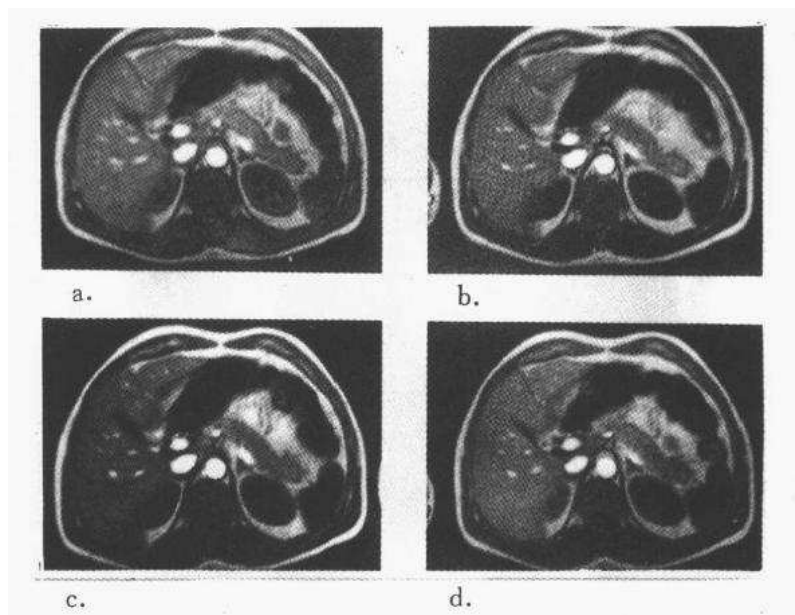


图 3. 22 前置脉冲后有不同延时的 FFE 序列影像。获取影像 a 用了前置饱和脉冲, 延迟时间 650ms。获取影像 b、c 和 d 用了前置反转脉冲, 延迟时间分别为 650、750 和 1050ms

EPI 序列的脉冲时序如图 3. 23 所示。在施加层面选定梯度 G_z 并进行选择激励之后, 施加幅度恒定的 G_y 梯度和正负极性交替出现的振荡梯度 G_x 。对于采集一幅 128×128 像素矩阵的影像来说, 梯度场 G_x 的极性正负交替 64 次。 G_x 梯度极性反转一次便形成一个梯度回波, 回波位于各个正的或负的 G_x 波瓣中心。若 G_x 梯度在一个序列周期内极性反转 64 次, 一次射频激励就产生 128 个回波。对每个回波取样 128 次的数据进行付立叶变换, 最后可重建一幅 128×128 矩阵的平面影像。实际上, 这种单节段 EPI 成像的信噪比比较差。所以, 为了改善影像质量, 一般不用单节段 EPI 序列, 而用有两个以上数据采集节段的 EPI 序列, 这样做的代价是延长了成像时间。

EPI 序列对成像系统的硬件电路的性能要求很高。比如, 要在 130 毫秒内完成 128×128 像素矩阵的采集, G_x 梯度正负脉冲瓣的中心间隔为 1 毫秒, 回波取样间隔为 $1 \text{ 毫秒} / 128 = 7.8 \text{ 微秒}$ 。这要求梯度场电源有良好高速开关性能, 并且要采用高速 A/D (模/数)

转换电路。目前，EPI序列采用小于 128×128 的矩阵。在视野一定的情况下，矩阵小时像素尺寸变大，空间分辨率降低。

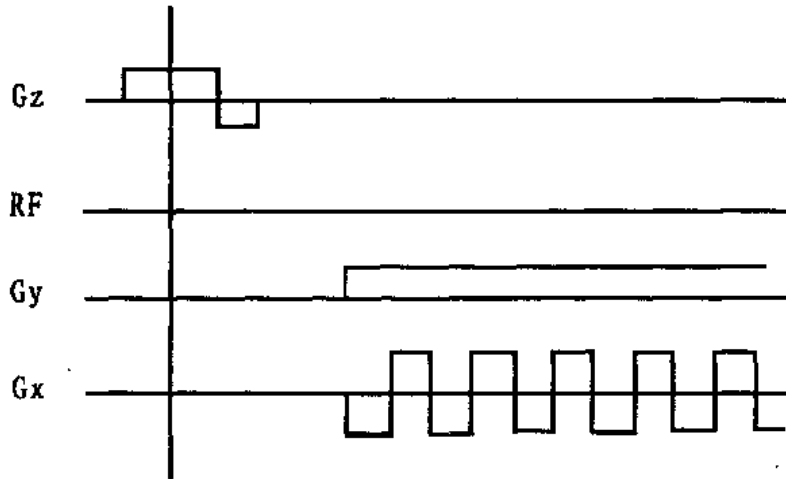


图 3. 23 回波平面成像序列的脉冲时序

第四章

流动效应

流动效应讨论体内有流动性的组织成分产生的 MR 信号的特殊性质。本章集中阐明自旋回波成像中血液的流动效应，包括层流的自旋相位弥散-相位重聚效应，湍流的自旋相位弥散效应，高速血液的信号截止效应和低速血液的进入效应。其中，层流的流动效应占有重要地位。最后，概略说明脑脊液的流动效应。

4.1 血管中血液流动的形式^[23-25]

血液的各种流动效应与血液在血管中的流动形式有关。按照血流速度沿血管径向分布

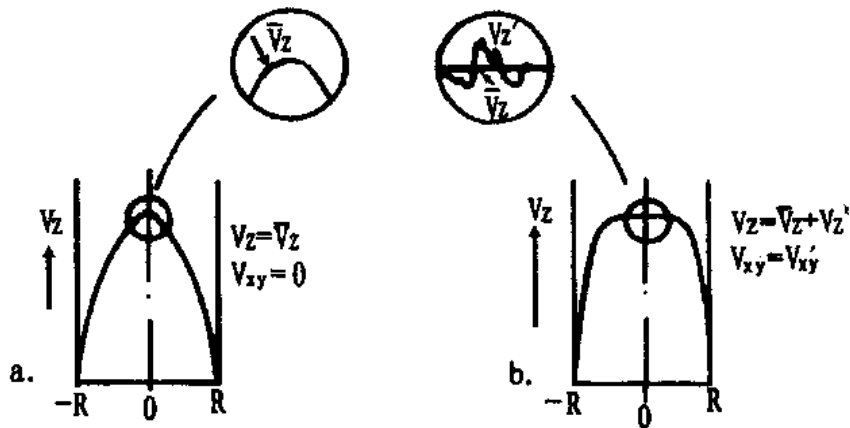


图 4.1 血液的流动形式

a. 层流，速度沿管径的分布是抛物线形状，没有非轴向速度分量。

b. 湍流，速度沿管径的分布是顶部扁平的抛物线，具有波动的非轴向速度分量。湍流强度在过渡带中最大。

的不同，血液的流动分为层流和湍流两种形式（图 4.1）。层流的流动速度沿管径不同位

置的分布曲线具有抛物线形状 (4. 1a), 流速在血管中心最大, 向血管壁方向逐渐减小, 沿管径方向形成一个径向速度梯度。径向速度梯度在管壁附近最大, 在血管轴心最小。层流的最主要的特点是没有非轴向速度分量。湍流的速度分布曲线是顶部扁平的抛物线 (图 4. 1b), 湍流最主要的特点是具有非轴向速度分量 V_{XY} 。真正的湍流位于湍流的流动中心, 靠近管壁处是层流。湍流中心和层流之间是一个过渡带。非轴向波动的速度分量随机起伏的幅度代表湍流强度。过渡带中的湍流强度最大。

在相同半径的血管中, 流动速度低的血管含有以层流形式流动的血液。管径较小的血管在比较高的流速上仍能维持层流, 管径较大的血管在比较低的流速上便可出现湍流。血管中出现湍流的最小流速和管径的关系示于图 4. 2, 这是管壁平滑, 血管没有分支和血液流动稳定条件下的关系。在动脉粥样硬化使血管内壁粗糙, 或血管出现分支, 以及血流与心脏搏动相伴而加速或减速的情况下, 血管内出现湍流的速度都将比图 4. 2 所预计的要低。

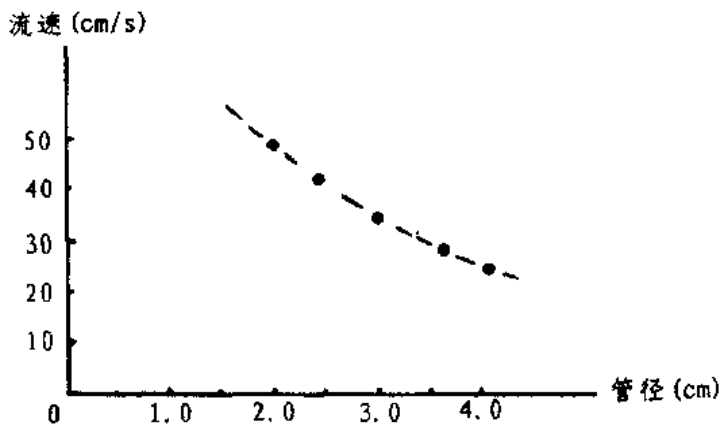


图 4. 2 血液在不同管径中出现湍流的最低速度。

层流主要存在于静脉中, 湍流主要存在于动脉中。层流和湍流是血流的两个明显流动形式。除此之外, 血管局部堵塞下游存在的涡流, 是湍流和层流并存的另一流动形式。

4. 2 流动效应及类别^[24,25]

根据 2DFT 成像原理, 一幅 MR 影像的每个像素——对应于一个解剖层面的组织体素。静止组织的体素中的成分, 在成像序列执行过程中始终处在固定不变的位置。所以, 任一体素的位置能通过两个正交方向的空间编码被唯一确定。相反, 有流动性的组织成分以一定速度运动, 不能通过空间编码唯一确定流动成分的体素位置。因此, 体内有流动性

的液体在被成像时将出现信号位置的错误信息或流动引起的运动伪影（见下一章）。由于成像序列不同，或成像序列相同但序列定时参数不同，并且，由于有多种多样的血管和它们在不同临床条件下流动的复杂性，流动伪影在 MR 影像上有繁多令人迷惘的表现。

从另外的角度来看，流动特性是 MR 影像对比度的一种决定因素。如前所述，一个解剖层面的 MR 影像，其实就是组成该层面的所有体素的 MR 信号的平面分布图。MR 信号决定于组织体素的质子密度，组织的 T_1 时间和 T_2 时间这些固有特性。不同组织的这三个参数的差别是决定 MR 影像上组织之间的对比度的基本因素。流动固然不致使流动液体的三个固有参数改变，但是，由流动过程中检测的 MR 信号推算出来的组织参数显然与静止状态下检测的不同。流动性组织的 MR 信号决定于成像序列参数和流动特性。这样，流动的具体性质是决定流动液体和周围静止组织之间的对比度的因素之一。在各种不同成像序列或相同序列的不同序列参数下，不同流动性质的液体组织在 MR 影像上呈现大小不同的信号强度，并且与周围静止组织之间产生不同对比度的现象就是所谓流动效应。

按照产生各种流动效应的不同机制，流动效应可以归为两大类：Ⅰ类流动效应和Ⅱ类流动效应（见表 4.1）。Ⅰ类流动效应与梯度场中运动质子和静止质子进动相位的变化规律不同有关；Ⅱ类流动效应与流动质子存在于成像层面的时间和 RF 脉冲作用于成像层面的时间发生错位有关。

Ⅰ类流动效应包括层流的奇数回波自旋相位弥散、偶数回波自旋相位重聚效应（或总称为层流的偶数回波增强效应）和湍流的自旋相位弥散效应。

Ⅱ类流动效应包括高速血流的信号截止效应和低速血流的进入效应。进入效应也称为与流动相关的信号增强。

表 4.1 流动效应的类别

I 类流动效应	Ⅱ类流动效应
层流的奇数回波自旋相位弥散效应	高速血流的信号截止效应
层流的偶数回波自旋相位重聚效应	低速血流的进入效应
湍流的自旋相位弥散效应	

下面几节里，我们具体讨论自旋回波成像中这些流动效应的物理机制。

4.3 层流的偶数回波效应^[24,28]

我们知道，在有梯度磁场的条件下，沿磁场梯度方向不同位置的质子进动频率不同。这样，位置不同的质子将随时间积累起各不相同的进动相位，或者说，进动相位产生不同的改变而具有不同的相位移。这使同一体素的自旋发生相位弥散现象。对于静止组织来说，施加一个 180° RF 脉冲可以实现自旋相位重聚并产生自旋回波信号。但是，对以层流

形式流动的血液来说，当用对称的 SE 序列采集影像数据时，在奇数回波时刻，自旋相位弥散，丧失回波信号；在偶数回波时刻，自旋相位重聚，产生回波信号。从理论上分析这种效应需要计算对称 SE 序列周期内梯度场引起的附加自旋进动相位移。

4.3.1 以恒定速度沿梯度场运动的质子的附加相移

叠加在均匀磁场上的梯度磁场对质子进动频率的影响，等效于使质子的进动相位产生如下的附加相移：

$$\varphi(t) = \int_0^t \gamma G r dt \quad (4.1)$$

(4.1) 式中， γ 是质子的旋磁比， G 是线性梯度磁场的梯度大小， r 是质子沿线性梯度场方向距座标原点的距离。

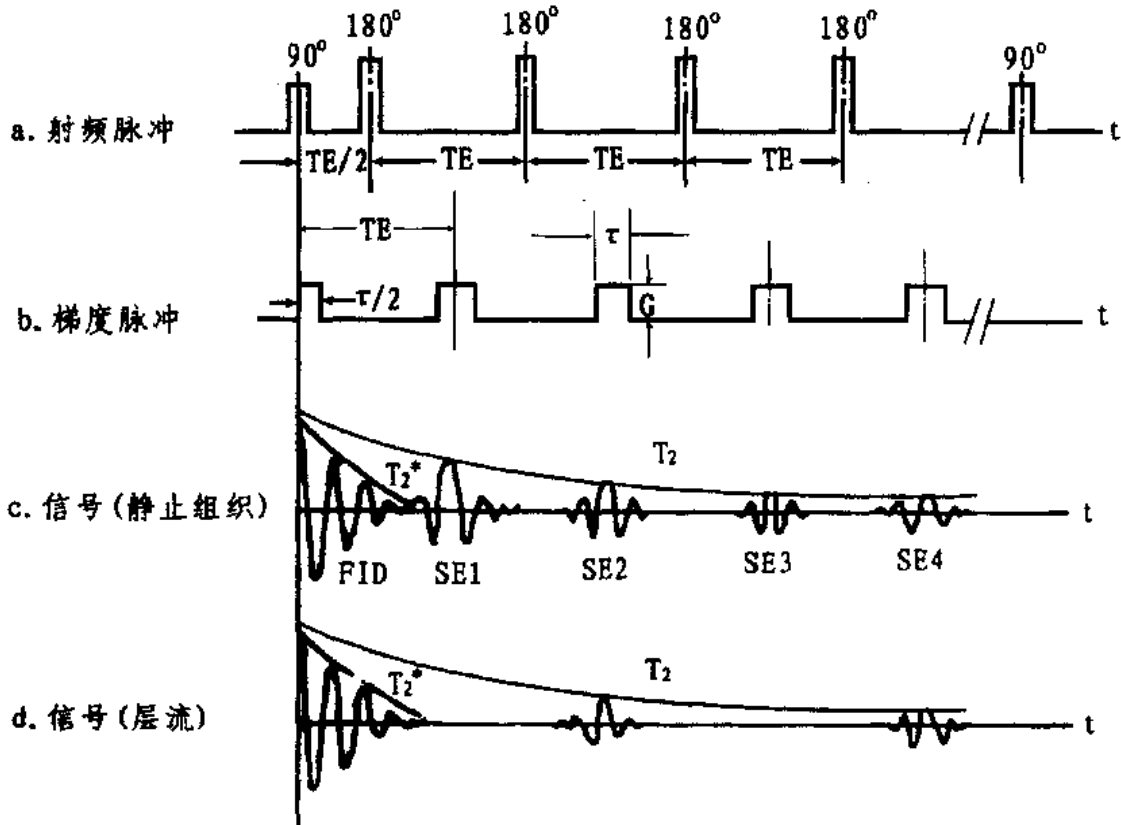


图 4.3 对称 SE 序列的 RF 脉冲、梯度脉冲及 MR 信号的波形及时序

质子以速度 v 沿梯度场方向运动时，

$$r = r_0 + vt \quad (4.2)$$

其中， r_0 是 $t=0$ 时（施加 90° 脉冲时刻）质子的初始位置。这时 (4.1) 式成为

$$\varphi(t) = \int_0^t \gamma G r_0 dt + \int_0^t \gamma G v t dt \quad (4.3)$$

假设，SE 序列的 RF 脉冲波形和梯度场脉冲波形具有图 4.3 所示的形状和时序关系。相邻 180°RF 脉冲之间的延时和相邻梯度脉冲之间的延时均等于回波时间 TE，梯度脉冲关于 180°脉冲有对称性。符合上述条件的 SE 序列称为对称 SE 序列。

利用 (4.3) 式和图 4.3 的脉冲波形计算半整数倍 TE 和整数倍 TE 时刻质子的附加进动相移，并且考虑到以下两点：

- (1) 90°脉冲结束瞬间 (t=0) 所有自旋的进动相位相同，并取这个初始相位为零；
- (2) 180°脉冲的作用使所有自旋矢量产生 180°的相位变化。这在效果上相当于梯度场极性反转。所以，积分时在每个 180°脉冲作用时刻前后令 G 改变一下正负符号。

表 4.2 对称 SE 序列周期内不同时刻，以速度 v 沿梯度场运动的质子的附加相移

时间	回波序号	附加相移	
		$\varphi(r_0, t) / \gamma G r_0$	$\varphi(v, t) / \frac{1}{2} \gamma G v^*$
0		0	0
$\frac{1}{2} TE$		$\tau/2$	$\tau^2/4$
TE	1	0	$-T\tau + \tau^2/2$
$\frac{3}{2} TE$		$\tau/2$	$-2T\tau + \tau^2/4$
2TE	2	0	0
$\frac{5}{2} TE$		$\tau/2$	$2T\tau + \tau^2/4$
3TE	3	0	$-T\tau + \tau^2/2$
$\frac{7}{2} TE$		$\tau/2$	$-4T\tau + \tau^2/4$
4TE	4	0	0
$\frac{9}{2} TE$		$\tau/2$	$4T\tau + \tau^2/4$
5TE	5	0	$-T\tau + \tau^2/2$
$\frac{11}{2} TE$		$\tau/2$	$-6T\tau + \tau^2/4$
6TE	6	0	0

* 这一栏内 T=TE

每隔 TE/2 时间计算一个 $\varphi(t)$ 值，从零到 6TE 的计算结果列于表 4.2。其中 $\varphi(r_0,$

t) 代表 (4.3) 式前项积分结果, $\varphi(v, t^2)$ 代表 (4.3) 式后项积分结果。

$\varphi(r_0, t)$ 等同于静止组织中固定位置 r_0 处质子的附加相移。在线性梯度场中, $\varphi(r_0, t)$ 随时间线性变化。180°脉冲使自旋矢量的进动相位发生 180°改变的反相作用, 可以看成梯度场极性反转, 也可以看成时间座标的倒逆。在梯度脉冲关于 180°RF 脉冲对称 (180°脉冲前后梯度脉冲作用的时间相等) 的条件下, 在 180°脉冲中心前 $\tau/2$ 时间内质子积累的附加相移 $\varphi = \gamma G r_0 \tau/2$, 在 180°脉冲中心后 $\tau/2$ 时间内质子积累的附加相移 $\varphi = -\gamma G r_0 \tau/2$ 。这样, 我们可以清楚看到: 每隔 TE 时间, 附加相移的代数和出现一个零值, 以及在奇数倍 TE/2 时 $\varphi(r_0, t)$ 达最大值, 在偶数倍 TE/2 或整数倍 TE 时附加相移被逆转到 $\varphi(r_0, t)$ 为零 (初始相位)。

$\varphi(v, t^2)$ 是质子沿梯度场方向以速度 v 运动产生的附加相移, 正比于时间的平方。正因为 $\varphi(v, t^2)$ 与时间平方成正比, 所以, 在总数为奇数的 180°相位反转脉冲作用后, 该项由速度 v 引起的附加相移的正向和反向积累在奇数倍 TE 时间内并不相等。因此, 在奇数倍 TE 时刻 $\varphi(v, t^2) \neq 0$ 。但是, 计算表明, 在奇数倍 TE 时间积累起来的净附加相移, 在随后等于 TE 的时间内能被完全逆转。因此, 在偶数倍 TE 时间 $\varphi(v, t^2) = 0$, 这是运动质子受到偶数个 180°脉冲作用的结果。

考察表 4.2 的积分结果可以看到, 只有偶数倍 TE 时间总附加相移, 即 $\varphi(r_0, t)$ 与 $\varphi(v, t^2)$ 之和为零。这就是说, 以速度 v 沿梯度场运动的质子仅在偶数倍 TE 时刻返回 $t=0$ 时的初始相位。

4.3.2 静止组织的自旋回波

在附加相移 $\varphi(r_0, t)$ 的分析中, 质子的初始位置 r_0 是任意假定的, 因此, $\varphi(r_0, t)$ 可以代表任意位置的附加相移。这样, 与奇数倍 TE/2 时任意位置的质子附加相移最大的同时, 同一体素中不同位置 r_0 的质子附加相移之差达最大程度。这就是说, 半整数倍 TE 时, 一个体素内自旋进动相位弥散。与偶数倍 TE/2 时任何位置的质子恢复初始零相位的同时, 同一体素内不同位置的质子恢复 $t=0$ 时的同相关系。这就是说, 整数倍 TE 时, 同一体素内自旋进动相位重聚。

如第二章所述, 自旋进动相位弥散产生信号丢失, 自旋进动相位重聚产生自旋回波。在 SE 序列周期内, 每施加一个 180°脉冲就产生一个自旋回波。以等于 TE 的时间间隔反复施加 180°脉冲, 自旋相位弥散—相位重聚现象可以不断重复出现, 从而形成一系列自旋回波, 回波峰值之间的延时等于 TE。90°激励脉冲引起的 FID 信号以 T_2^* 为时间常数指数式衰减。 T_2^* 代表主要由梯度场引起的磁场非均匀性决定的横向弛豫时间, 也包含由晶格场 (组织特性) 决定的 T_2 弛豫的作用。因为自旋回波形成是由于 180°脉冲的作用消除了梯度场引起的自旋相位弥散的结果, 但是, 180°脉冲的作用并没有改变 T_2 弛豫引起的自旋相位弥散。所以, 自旋回波峰值的包络以组织的 T_2 值为时间常数指数式衰减。

4.3.3 层流的偶数回波效应

层流中的质子的附加相移是 $\varphi(r_0, t)$ 和 $\varphi(v, t^2)$ 两项之和, 已知 $\varphi(r_0, t)$ 在整数倍 TE 时间为零, 所以, 层流中的质子的总附加相移在整数倍 TE 时间决定于 $\varphi(v, t^2)$ 。

在附加相移 $\varphi(v, t^2)$ 的分析中, 沿梯度场方向运动的质子的速度 v 大小是任意假定的。如果血管截面内不同径向位置的质子速度 v 相同, 那么, 它们在序列周期内任何时刻由速度 v 引起的附加相移相同, 同一体素的自旋不会因为运动而相位弥散。但是, 如果血液以层流形式流动, 沿血管径向存在速度梯度, 那么, 根据前面的分析和表 4.2 的计算结果, 在奇数倍 TE 时间 (静止组织的奇数回波峰值时刻), 沿血管径向不同位置的质子将积累起与速度 v 有关的各不相等的附加相移。因此, 同一体素的质子的进动相位弥散分布于各种不同角度。当层流的流速和速度梯度导致一个体素内自旋的进动相位均匀分布于 360° 角的范围时, 这个体素的奇数回波信号便完全丢失。这就是层流的奇数回波相位弥散效应。在偶数倍 TE 时间 (静止组织的偶数回波峰值时刻), 层流中不同初始位置 r_0 和不同速度 v (不同径向位置) 的质子均返回 $t=0$ 时的初始零相位。所以, 同一体素内的质子进动相位重趋一致, 与静止组织体素自旋相位重聚一样产生自旋回波信号。这就是层流的偶数回波相位重聚效应。

理想的层流是一种没有随机性速度变化的稳定流动。用对称 SE 序列采集信号时, 层流在奇数回波时间出现的自旋相位弥散现象, 在偶数回波时间能完全被消除。这与静止组织中场的非均匀性对横向弛豫的影响在 180° 脉冲作用后被消除的道理完全相同。不过, 对静止组织来说, 180° 脉冲前 TE/2 时间内附加相移的正向积累与 180° 脉冲后 TE/2 时间内附加相移的反向积累大小相等, 它们两者相互抵消。所以, 每施加一个 180° 脉冲就实现一次自旋相位重聚, 产生一个自旋回波。对以层流形式流动的血液来说, 一对 180° 脉冲作用前 TE/2 和作用后 TE/2 时间内附加相移的正向积累与这一对 180° 脉冲之间 TE 时间内附加相移的反向积累大小相等, 它们两者相互抵消。所以, 层流要在一对 180° 脉冲作用后才出现一次自旋相位重聚, 产生一个自旋回波。

层流的自旋相位弥散-相位重聚效应, 导致在用对称 SE 序列采集的影像上以层流形式流动的血液失去奇数回波信号, 只出现偶数回波信号。根据这个特点, 层流自旋相位弥散-相位重聚效应也被称为层流的偶数回波效应或偶数回波增强。

因为层流的偶数回波是消除了磁场的非均匀性 (磁场梯度) 引起的自旋相位弥散的结果, 所以, 层流的偶数回波峰值随回波时间延长或回波序号增大而指数式衰减的时间常数是静止而未凝结的血液的 T_2 值。又因为层流奇数回波信号丢失, 所以, 从任一奇数回波和后面与它相邻的偶数回波的强度关系看来, 以层流形式流动的血液对应于一个可以计算出来的负 T_2 值。这个负 T_2 值与层流的偶数回波增强等效, 可以作为 SE 影像上鉴别含有层流的血管与各种静止组织的标志。

4.3.4 影响偶数回波效应的因素

以上分析从理论上阐明了理想的层流的偶数回波效应。下面简要说明影响临床影像上

偶数回波效应的实际因素。

1) 血流速度的影响

静脉、脑窦和因某种原因而流动缓慢的动脉中的血流一般可以认为是层流。在用对称 SE 序列采集影像时, 这些血管可以出现奇数回波影像信号丢失, 偶数回波影像信号增强现象。

血流缓慢到几乎停滞的血管中, 血流的速度和径向速度梯度非常小, 在奇数回波时刻不会发生多大程度的自旋相位弥散。另一方面, 因为血流速度极低, 静止血液固有的 T_1 较短和 T_2 较长的特性将在信号中反映出来。结果, 这样的血管在奇数回波影像上呈较高信号, 在偶数回波影像上信号强度相对更高。

某些流速较高的动脉, 血管中心是湍流, 血管壁附近是层流。在偶数回波影像上, 这些血管中心是低信号, 血管壁附近可能呈现偶数回波效应的高信号。

血液流动明显地与心脏搏动同步的动脉血管中, 血流有加速度和速度的高次项。这种情况下沿梯度场方向运动的质子位置

$$r = r_0 + vt + \frac{1}{2}at^2 + \frac{1}{6}pt^3 + \dots \quad (4.4)$$

(4.4) 式中, a 是表示血流加速度的系数, 它是速度对时间的一阶导数; p 是表示血流冲击速度的系数, 它是速度对时间的二阶导数。

将 (4.4) 式代入 (4.2) 式计算的附加相移, 时间平方以上的项的积分在任意倍 TE 时刻都不为零。这说明由加速度和速度的高次项引起的相位变化在任何时间都不可能补偿或抵消。实际上, 考虑到加速度和速度的高次项沿管径的分布具有随机性, 不需理论计算就可得出上述结论。这就是动脉一般不出现偶数回波效应的原因。

2) 不同方向梯度场的作用

前面的理论计算假设梯度脉冲具有图 4.3 所示的对称波形。实际上, 只有频率编码梯度 G_x 具有这样的对称性。相位编码梯度不可能引起完全的自旋相位重聚。另一方面, 相位编码梯度主要在取值较小时对影像数据有重要影响。这样, G_y 对质子进动相位的作用平均起来比 G_x 小得多。走向在成像层面内的血管的偶数回波增强效应主要是频率编码梯度的作用结果。层面选择梯度 G_z 也不具有所假设的对称性。而且, 沿 G_z 方向血流垂直于成像层面流动, 无论流入或流出成像层面, 都会降低 G_z 梯度引起偶数回波效应的灵敏程度。但是, 如果血流非常缓慢, 仍然可以在垂直于成像层面的血管断面观察到偶数回波效应。

4.3.5 研究偶数回波效应的意义和方法

层流的偶数回波效应是层流独有的现象。层流的奇数回波信号丢失和偶数回波信号增强可以作为一种判据, 用来对以层流形式流动的血液和周围静止组织 (正常或异常) 进行鉴别。

通常, 通过比较对称 SE 序列的奇数和偶数回波影像, 凭视觉就可识别含有层流的血

管(图4.4)。偶数回波增强现象既然是一种流动效应,那么,血管如果出现了这种效应,就证明血管中的血液以层流的形式流动。否则,血管可能有占位性病变或者其他原因引起的阻塞,血管中没有血流通过。

在某些临床条件下, T_2 长的病变(如肿瘤、血栓、多发性坏死斑和梗塞灶)和偶数回波增强的血管均为高信号,视觉不易将它们区分开。若在成像系统的监视器屏上将第一回波或第二回波影像显示出来,计算ROI(可疑的或值得研究的区域)中的 T_2 值。若 T_2 值为正数,ROI中的组织便是静止结构;若 T_2 值为负数,ROI中的组织便是含有层流的血管。需要指出,偶数回波增强效应可能受部分体积效应或其他因素影响,使奇数回波的强度可能近似于甚至大于偶数回波强度。因此,若计算的 T_2 值不为负数,但要比静止的、未凝结的血液的 T_2 值大很多,也说明所研究的ROI中存在层流。

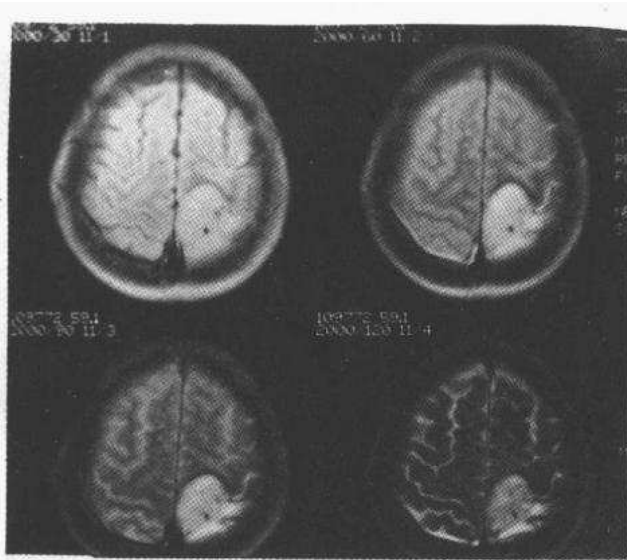


图4.4 脑顶叶右后方的静脉血管在奇数回波影像(左侧)上信号丢失,在偶数回波影像(右侧)上信号增强。(SE=2000/30, 60, 90, 120)影像上最大。

利用一幅奇数回波的影像数据和与这奇数回波相邻的后面的偶数回波的影像数据,通过计算可以获得 T_2 值影像。 T_2 值影像能更有效鉴别血管或血管病变与相邻的长 T_2 值正常或异常组织。 T_2 值影像有各种显示方式,其中一种是像素的灰度值正比于 T_2 ,并规定将计算出的负 T_2 值以最大灰度显示。采集的SE影像出现了偶数回波效应的血管,在这样的 T_2 值影像上与周围静止组织的对比度最大,而某些病变(如脱髓鞘病、缺血和肿瘤等)与周围组织的对比度无明显变化。图4.5是由图4.4的影像数据计算的 T_2 值影像。图4.4的影像上出现偶数回波效应的静脉血管与周围组织之间的对比度,在图4.5的 T_2 值

图4.6的双侧大腿横断影像可以看到血管断面的偶数回波增强。在第一回波影像和第二回波影像上,右侧股静脉均有很高强度,但是,周围静止组织的高信号将其淹没。计算右侧股静脉截面内的 T_2 值,得到的结果是血液固有 T_2 值的1.4倍,揭示该血管存在流动非常缓慢条件下的偶数回波效应。在计算的 T_2 值影像(图4.7)上,右侧股静脉的圆形截面(箭号所指)以极高亮度从周围组织的低亮度中突出显示出来,右侧股静脉与周围组织之间的对比度非常明显。

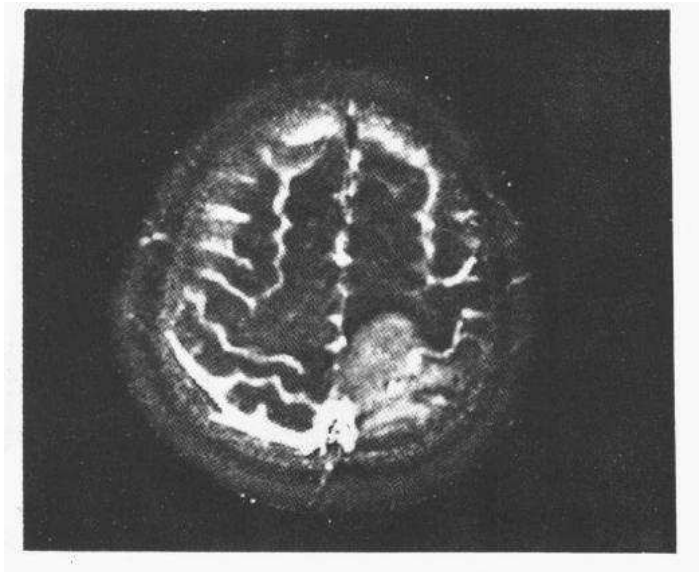


图 4.5 用图 4.4 的第一回波和 second 回波影像数据计算的 T_2 值影像。图 4.4 的影像上出现偶数回波效应的血管与周围组织之间的对比度最大。

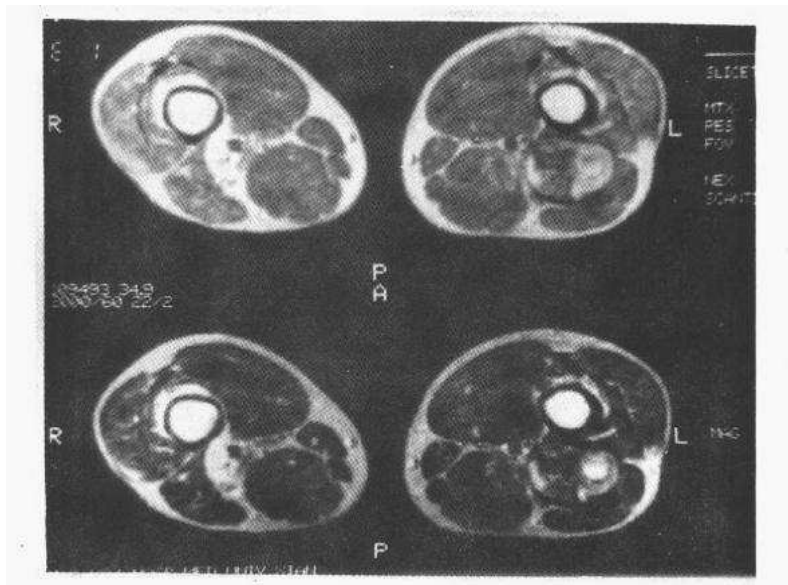


图 4.6 双侧大腿横断影像。右侧股静脉出现血流非常缓慢情况下的偶数回波效应。(SE 2000/30, 60)

很多病变组织的 T_2 非常长，在计算的 T_2 值影像上与显示负 T_2 值的最大灰度接近。例如，图 4.6 的影像上，左侧大腿的肿瘤内有一高强度亮斑。在计算的 T_2 值影像（图 4.7 下部）上，这个斑点的亮度与右侧大腿股静脉的亮度基本相同。假若这两种组织直接相邻， T_2 值影像上它们也不易区分。解决这类问题的办法是利用所谓 T_2 差影像。 T_2 差影像是由两幅计算的 T_2 影像相减产生的。这先要获得多回波 SE 影像，然后计算获得

T_2 影像。若第一幅 T_2 影像用第一回波和第二回波影像数据计算产生，第二幅 T_2 影像用第一回波和第三回波影像计算产生。从理论上说，这两幅 T_2 影像上静止组织的 T_2 值对应相同，而含层流的血管在第一幅 T_2 影像上的灰度决定于负 T_2 值，在第二幅 T_2 影像上的灰度决定于血液的正 T_2 值。所以，将这两幅 T_2 影像对应像素值相减，只有出现偶数回波效应的血管区域对应的灰度值非零，并且能被突出显示出来。 T_2 差影像具有从周围静止组织中分离出含层流的血管结构的能力，即使由于部分体积效应偶数回波增强变得不明显的小血管，也能被分离显示出来。

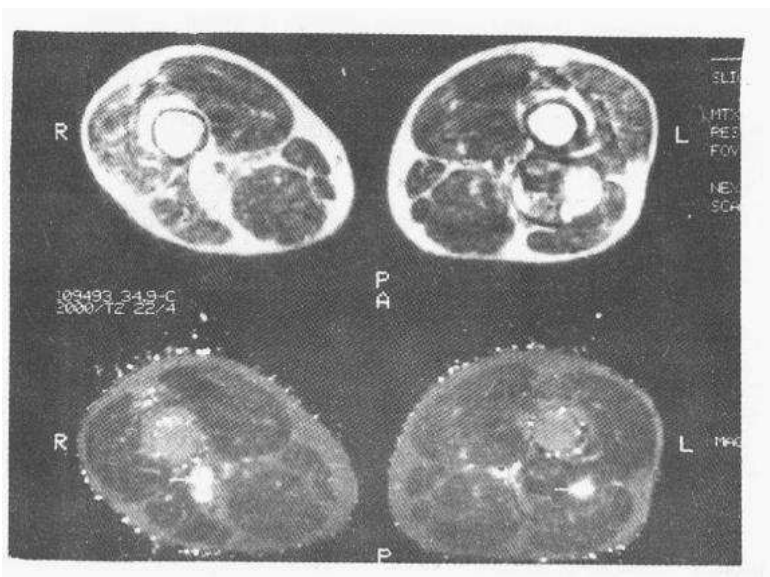


图 4.7 由图 4.6 影像的数据计算的 T_2 影像。右侧股静脉断面与周围静止组织产生强烈对比度。

4.4 湍流的自旋相位弥散效应^[24,25,29]

湍流具有各个不同方向上的随机波动的速度分量。当血液以湍流形式通过梯度场时，所有质子的共振频率将随机地变高和变低。因此，在梯度场脉冲结束时或序列周期内任何时刻，所有质子的进动相位彼此完全不同。结果导致一个体素的合成磁化强度减小，包含许多体素的湍流血管的信号减小甚至完全丧失信号。另一方面，由于质子自旋的进动相位代表位置信息，湍流的体素中自旋进动相位的紊乱和无规律，可导致湍流的一个体素的信号被指定到其别体素的位置上，这引起影像在相位编码方向出现从血管散布开来的模糊的血管截面轮廓。

总之，在上一节回顾了静止组织的自旋回波形成的概念和分析了层流的偶数回波效应的基础上，湍流的自旋相位弥散效应的物理概念变得很容易理解。因此，我们对这个问题的叙述可以简略。

4.5 高速血流的信号截止效应^[24,25]

血流速度高的动脉血管截面在 MR 影像上往往显示为低信号的“血流空洞”。这是由于血流速度高而导致的血液与激励成像层面的 RF 脉冲在时间上错位而产生的一种流动效应。

我们已经清楚，自旋回波信号产生于既受 90° 脉冲作用又受到 180° 脉冲的作用的质子。若质子只受到 90° 脉冲的作用而没有受到 180° 脉冲的作用，或者，它只受到 180° 脉冲的作用而没有受到 90° 脉冲的作用，都不会产生 MR 信号。

沿垂直于成像层面方向流动的血液，在层面内仅存在有限的一段时间。这样，在自旋回波成像中，已受 90° 脉冲作用过的流动血液，在 180° 脉冲作用时已经部分地流出了受激层面，所以，只有这时仍处在成像层面内的部分血液能受到 180° 脉冲的作用而产生自旋回波。

引起血流与激励层面的 RF 脉冲作用时间错位的另一种情况，是血流在 90° 脉冲过后从上游进入受激层面，血液中的质子未受到 90° 脉冲的作用。这些质子受到 180° 脉冲作用后也不产生自旋回波信号。

与同一层面的静止组织相比，血流由于流动而与 RF 脉冲作用时间错位的结果，等效于静止血液受到一个使磁化矢量产生不足 90° 或不足 180° 翻转角的 RF 脉冲的作用，因而，血管的信号将小于静止组织的信号。

为了分析信号减小的程度与血流速度 V 、层面厚度 ΔZ 以及回波时间 TE 的关系，我们假定所研究的血管的直径较小，在血流速度 V 很高时血管内仍不出现湍流。因此，分析时不考虑湍流引起的信号丢失。

在 90° 脉冲和 180° 脉冲之间的 $TE/2$ 时间内，血流在血管中通过的路程为 $\Delta D = V \cdot TE/2$ 。这个距离与层面厚度 ΔZ 之比就是这段时间内这条血管从层面流出的血液的相对数量：

$$\Delta D / \Delta Z = \frac{1}{2} V \cdot TE / \Delta Z \quad (4.5)$$

而这条血管中既受 90° 脉冲作用又受到 180° 脉冲作用的血液在层面内的相对数量为

$$(1 - \Delta D / \Delta Z) = 1 - V \cdot TE / 2 \Delta Z \quad (4.6)$$

这个相对数量就是这条血管中产生自旋回波信号的质子数与受 90° 脉冲激励的总质子数之比。信号正是由这部分质子产生的，所以，信号正比于 $(1 - V \cdot TE / 2 \Delta Z)$ 。血流速度越高，在 $TE/2$ 时间内流出层面的质子数越多，信号便越弱。因为血流速度越高，层面内的血管中既能受到 90° 脉冲作用，又能受到 180° 脉冲作用的质子越少。血流的自旋回波信号幅度减小的程度与速度 V 成正比关系。当速度 V 高到某个值时，受过 90° 脉冲作用的质子在 $TE/2$ 时间内将全部流出受激层面，而 180° 脉冲的作用不能使从上游进入层面的未受

90°脉冲作用的血流产生自旋回波，这时，血流的信号将减小到零。这称为血流信号截止，信号截止时对应的血流速度称为截止速度 V_C ，

$$V_C = 2\Delta Z / TE \quad (4.7)$$

取速度 $V=0$ 时的信号强度为 1，根据 (4.6) 式，速度从零增加到截止速度 V_C ，血管的相对信号强度从最大值 1 线性减小到最小值零 (图 4.8)。血流速度超过截止速度时，在 180°脉冲作用时刻受激层面的血管全部是未受 90°脉冲作用的血液。所以，血管将绝对不会产生自旋回波。这种血流信号减小以至丧失的现象主要出现在血流速度高的血管中，因此，将这种流动效应称为高速血流信号丢失。又因为这种流动效应中存在截止速度的概念，所以，它也被称为高速血流信号截止效应，表示在截止速度以上，血流信号完全丢失。概括地说，截止效应是因为血液以很高速度垂直于成像层面流动，血流中的质子在 180°脉冲前离开了成像层面，在序列周期内只受到 90°脉冲的作用；或者，血流在 90°脉冲作用后流入成像层面，在序列周期内只受 180°脉冲的作用。这两种情况下血管均不能产生 MR 信号。

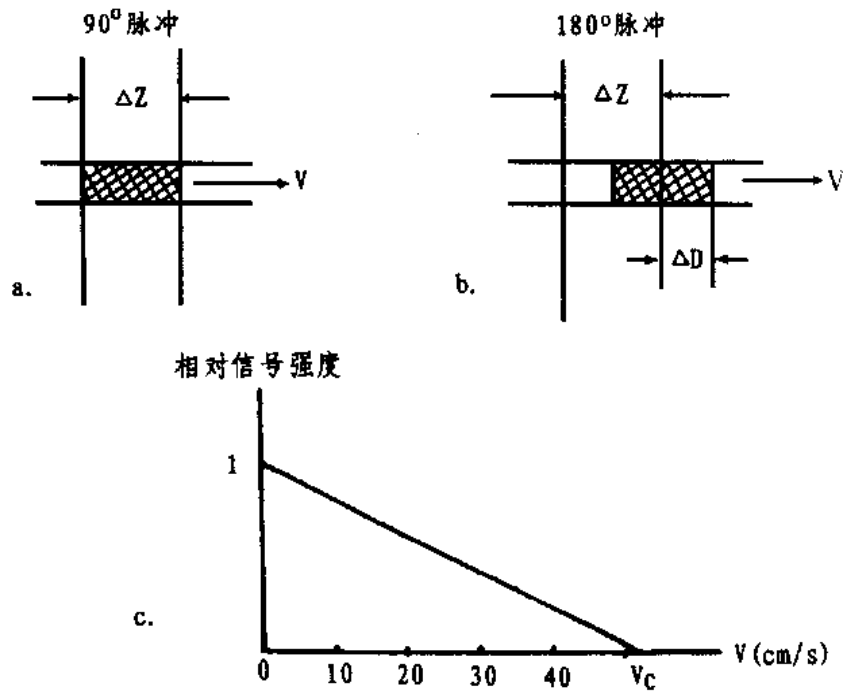


图 4.8 高速信号截止效应。a. 层面内的全部质子受到 90°脉冲激励。b. 血管中只有部分质子受到 180°脉冲作用。c. 血管信号随流速增加迅速减小。 $V_C = 2\Delta Z / TE$ 。

根据 (4.7) 式，截止速度 V_C 随层面厚度增加或 TE 减小而增高。层厚 1 厘米，TE = 30 毫秒，对应的截止速度是 67 厘米/秒，这相当于动脉血流的最高速度。在这些条件

下，MR 影像上动脉血管将由于截止效应而信号丢失。如果使层面厚度增加或使回波时间缩短，将截止速度变得高于动脉血流速度很多，仍然可能采集到从动脉血管发出的信号。

一定管径的血管中，血流速度高到有湍流发生时，湍流的随机波动的速度分量将导致自旋相位弥散。考虑到湍流的影响，图 4.8 中表示血流相对信号强度与血流速度关系的曲线将成为图 4.9 所描绘的形式。出现湍流的速度上，信号强度陡然下降，血流在截止速度以下便信号丢失。管径越大，发生信号丢失的流速比截止速度越低，信号随流速增大衰越迅速。

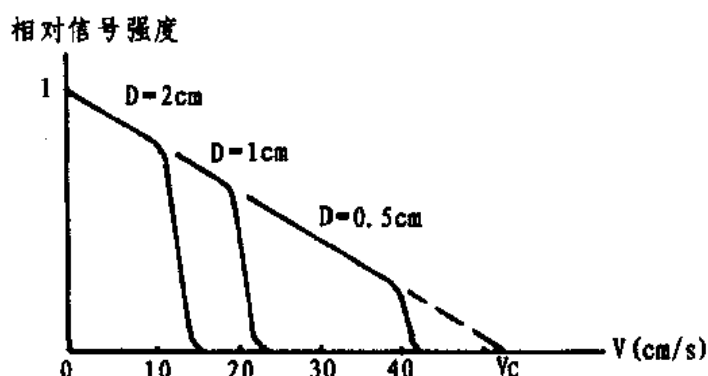


图 4.9 湍流对截止效应的影响。湍流导致血流未达到截止速度便信号陡然下降。

4.6 低速血流的信号增强：进入效应^[24,25]

与高速血流的信号截止效应相对，在血液流动缓慢的条件下存在与流动有关的信号增强现象。因为这种信号增强现象在成像区域内血流最先进入的层面出现，所以，它也被称为血流的进入效应或流入效应。

按照血液的流动方向，将被成像体域内血流最先进入的层面称为入口层面。进行单层面成像时，入口层面就是有血流进入的被成像层面本身。多层面成像时，入口层面可能是按顺序进行数据采集的第一层面，也可能是位于成像体域内部的任一层面，也可能是最后进行采集的层面。

4.6.1 单层面成像的进入效应

在利用基本自旋回波序列进行单层面成像时，第一个周期对层面施加了 90° 射频脉冲和 180° 射频脉冲。在第二个周期重复同样的过程。但第二个周期中，被第一周期的 RF 脉冲激励过的组织中纵向磁化强度尚未完成向最大值的恢复，而从层面外流入层面的血液，因未受 RF 脉冲激励，所以，具有最大的纵向磁化强度。因为信号正比于磁化强度，所以，在第二周期由从层面外流入的血液能采集到比静止组织更强的信号。第三周期、第四周期……的信号采集同样存在这种现象。由于这种原因而导致的血液信号的相对增强就是

血流的进入效应。

下面讨论影响进入效应的因素。众所周知，一个体素的信号强度与体素中的质子数成正比。在序列周期 TR 时间内流入口层面的质子数与血流速度 V 及层面厚度 ΔZ 有关。若在 TR 时间内血流正好通过等于层面厚度的距离，也就是说当血液流动的速度 $V = \Delta Z / TR$ 时，血管在每个周期都将充满充分磁化的血液。因此，在这个条件下从血管腔采集的信号最大，进入效应最强。我们称这个血流速度为临界速度。流速从零向临界速度增大，血流信号线性增大。流速超过临界速度后，因血管中的磁化强度不再增加，信号强度将维持临界速度的最大值不再变化（图 4. 10）。TR=1 秒，层厚 1 厘米的层面，进入效应的临界速度 $V=1$ 厘米/秒，相当于流动比较缓慢的静脉血流的速度。层厚一定，序列周期短时临界速度高，序列周期长时临界速度低。可见，对于较短 TR，最大进入效应发生在较高血流速度上；对于较长 TR，最大进入效应发生在较低血流速度上。由于 TR 短时静止组织纵向磁化的恢复较少，采集的信号较弱，这样，以静止组织为背景，进入效应引起的血流信号增强在 TR 短时相对较大，即进入效应在短 TR 自旋回波影像上比长 TR 自旋回波影像上表现更明显。

以上所述是血管断面各处轴向血流速度相等的情况。对于沿管径流速不同的层流，在平均流速超过进入效应的临界速度的情况下，流动增强的高信号首先在血管中心出现，在更高的流速上，血管中心的高信号面积扩大，直到血管壁附近的流速达到临界速度，进入效应在整个血管截面达到最大程度。

进入效应的血流信号增强是磁化充分的血液进入成像层面的结果。因为磁化强度与磁场强度成正比，所以，采用高磁场的 MR 系统成像进入效应引起的流动增强更显著。又因为流动增强具有与静止组织的信号比较而言的相对性，所以，血管周围的组织 T_1 越长，进入效应越明显。

如上所述，在单层面成像的进入效应中，在临界速度上血管断面的信号增强达最大。根据这个事实，通过改变层面厚度或序列周期 TR 采集影像数据，对影像上的进入效应进行分析可以估算出血管中血液流动的速度。

4. 6. 2 多层面成像的进入效应

在多层面成像中，如果血流不仅在进入的第一个层面避免了 90° 脉冲的激励，而且，血流直到成像区域内部的成像层面仍能保持充分的磁化，那么，像单层面成像的进入效应那样的现象也会出现在成像区域深处的层面。不过，多层面成像在入口层面和入口层面下游的层面产生进入效应的条件与单层面成像产生进入效应的条件有所不同。

假设多层面成像的层面数为 n ，因激励同一层面的 90° 脉冲相隔的时间等于序列周期 TR，所以，激励相邻层面的 90° 脉冲之间相隔等于 TR/n 时间。层面的激励一般按顺序周期性反复进行。这样，前一周激励层面 n 和后一周激励层面 1 的 90° 脉冲之间也相隔 TR/n 。在顺序激励过程中，如果将激励射频波想象成是从上一个层面往下一层面行进的，

并且命名为层面激励波，那么，这想象的层面激励波行进的速度

$$V = \Delta Z / (TR/n) \quad (4.8)$$

充分磁化的血流若能避开入口层面的 90° 脉冲，从入口层面的上游边界到达下个层面（假定为第 2 个层面）的上游边界，血流速度必须满足以下条件：

1) 血流在入口层面的 90° 脉冲和第二层面的 90° 脉冲之间的 TR/n 内通过入口层面，流速为

$$V = \Delta Z / (TR/n)$$

与层面激励波的行进速度相等。

2) 或者，血流在第二层面的激励和下一个周期第一层面的激励之间的 TR 时间内通过入口层面（第一层面），流速为

$$V = \Delta Z / TR$$

比层面激励波的行进速度小。

在第一种情况下，要充分磁化的血液完全替代第二层面的受过激励的血液，条件是血流在 TR/n 期间穿过等于两个层面厚度的路程 $2\Delta Z$ ，血流的速度

$$V = 2\Delta Z / (TR/n) \quad (4.9)$$

在这个速度条件下能在第二层面形成流动增强。

依同样道理进行推论，在第一层面的 90° 脉冲后进入第一层面的血流，能保持充分磁化并到达第 m 层产生流动增强，血流必须在 TR/n 时间内通过 m 个层面的距离，血流的速度

$$V = m\Delta Z / (TR/n) \quad (4.10)$$

是层面激励波行进速度的 m 倍。

作为一个例子，设序列周期 $TR=1$ 秒，顺序对层厚为 1 厘米的 10 个连续层面进行采集。在这些条件下，层面激励波的速度为 10 厘米/秒。以两倍层面激励波的速度流动的血液，产生进入效应的范围可达两个层面，以三倍层面激励波的速度流动的血液，产生进入效应的范围可达三个层面。其余以此类推。

在第二种情况下，要在第二个层面出现流动增强，充分磁化的血液必须在第一层面的 90° 脉冲作用后立即进入第一层面，并且，在下一个周期第一层面的 90° 脉冲作用时到达第二层面的下游边界，以避免在第一层面被激励。这需要血流在 TR 时间内通过两个层面厚度的距离，血流的速度

$$V = 2\Delta Z / TR \quad (4.11)$$

依次类推，在从入口层面算起的第 m 层面出现流动增强，要求从入口层面上游流入的充分磁化的血液在 TR 期间通过 m 个层面厚度的距离，血流的速度

$$V = m\Delta Z / TR \quad (4.12)$$

将 (4.12) 式与 (4.10) 式进行比较可以看出，在 m 个层面产生进入效应，第二

种情况下的血流速度是第一种情况下血流速度的 $1/n$ 。因为 $m < n$ ，在第二种情况下层面激励波的行进速度总是快于血流速度，层面激励波比血流向下游移动得更快，不会使在初始的 90° 脉冲后进入第一层面的充分磁化的血流受到激励。

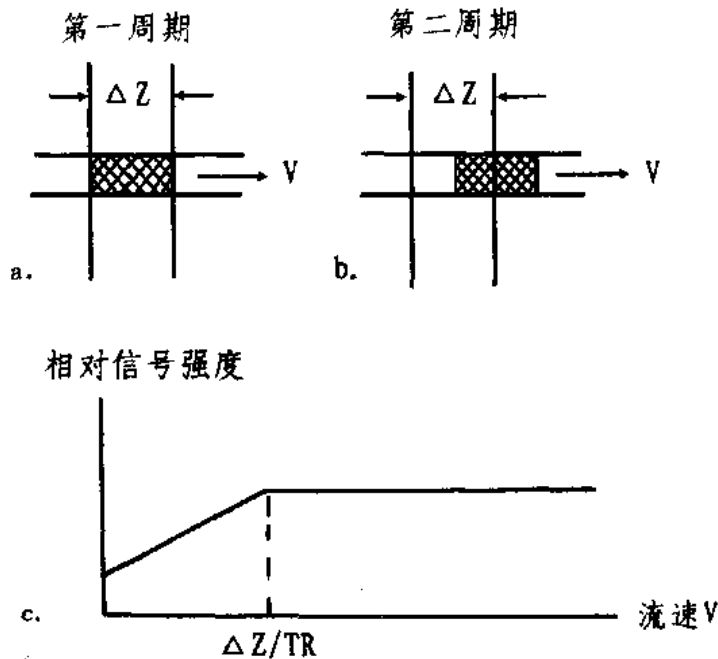


图 4.10 单层面成像的进入效应。a. 层面内的血液在前一周期受射频脉冲激励。
b. 未受激励的血液在本周期从上游进入层面，这是导致血管信号增强的原因。c. 信号增强与流速的关系。

按照产生进入效应的血流速度相对于层面激励波行进速度的关系，存在两种进和效应：低速血流的进入效应和高速血流的进入效应。(4.10) 式代表在 m 个层面出现低速血流进入效应的最佳流速，(4.12) 式代表在 m 个层面出现高速血流进入效应的最佳流速。由于血流速度高时产生截止效应和自旋相位弥散的趋势增大，这使第一回波影像上出现高速血流进入效应比出现低速流进入效应明显减少。对于对称 SE 序列成像，第一回波影像上的自旋相位弥散在第二回波影像上能有所补偿（偶数回波效应）。但是，截止效应对第二回波影像的作用没有相应补偿机制。

在上面的讨论中认为层面激励波行进方向和血流的方向一致。实际上，血流方向与层面激励波行进方向相反同样能出现进入效应。不过，在方向相反的情况下，血流相对于层面激励波的运动速度增大， 90° 脉冲引起磁化矢量翻转的角度不足 90° ，这意味着血流不完全饱和或者有剩余磁化。因此，血流与层面激励波方向相反的进入效应能深入成像区域内更多层面。无论对低速和高速进入效应，这个结论都适用。但是，血流速度高的情况下，

内部层面进入效应只出现在层流中心，因为在层流中心有充分磁化的血液产生信号增强，而靠近血管壁的地方层流速度梯度大，存在自旋相位弥散引起的信号丢失。

图 4. 11 的影像说明多层进入效应。在成像区域的前六个连续层面上，血流缓慢的下腔静脉因进入效应显示为高强度信号。信号增强的程度随着远离入口层面而逐渐减弱。在这些影像上，上腔动脉显示为血流空洞，反映截止效应和自旋相位弥散以及湍流引起的信号丢失。

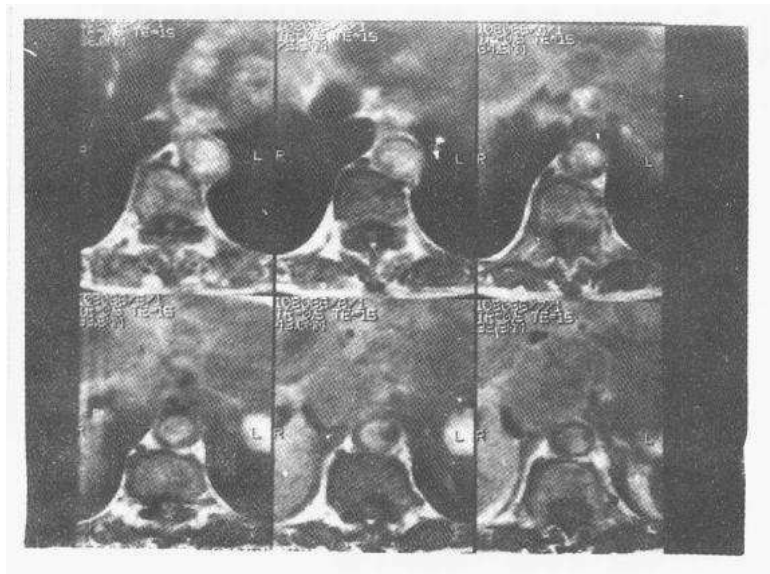


图 4. 11 下腔静脉因进入效应而出现信号增强

4. 7 各种流动效应的综合分析^[24,30]

前面几节分别讨论了各种不同条件的流动效应对血流信号产生的影响。实际上，这些流动效应对自旋回波信号能一起产生各自的影响。因而，不同流动效应产生的作用可能相互叠加或者相互抵消。如果在一幅影像的数据采集期间血液流动有始终如一的规律，这些流动效应的联合作用会由影像上血管的信号强度反映出来；如果血液流动没有始终如一的规律，血管在影像上的信号强度就由各种不同的流动条件下采集的信号信号的总效应决定。

总的说来，血液缓慢流动期间进行数据采集的比例大时，血管就有较高的信号强度；血液迅速流动期间进行数据采集的比例大时，血管就有较低的信号强度。虽然，这是总的趋势。但是，在各种不同的速度条件下采集的自旋回波对最终的信号强度的贡献并不相等，而是高强度回波对最终的信号强度贡献作用大，低强度回波对最终的信号强度贡献作用小。假设有以下两种情况。一种情况是 10% 的回波采集于缓慢流动期间，其余采集于快速流动期间，另一种情况是 10% 的回波采集于快速流动期间，其余采集于缓慢流动期间。那么，结论是 10% 的缓慢流动引起血管信号增大的作用大于 10% 的迅速流动引起血

管信号减小的作用。所以，一个使静脉血流返回减慢的偶然的摒息导致血管信号增加的程度，远大于根据摒息持续的时间与总采集时间之比预计的结果。

对于稳定流动，流速从零开始取不同值时，首先出现入口层面的流动增强，流速达到 $V = \Delta Z / TR$ 时，入口层面的流动增强最大。随流速继续升高，流动增强将深入内部层面。在更高的流速上将出现截止效应和随速度梯度增大而出现的层流的第一回波相位弥散。这两个引起信号丢失的趋势将降低进入效应引起的增强程度。如果层流以同一速度持续到对称 SE 序列的第二个回波时间，便出现偶数回波增强效应。同时，截止效应引起第二回波影像的信号丢失也增加。因为，在受到第二个 180° 脉冲作用前，质子有 $3/2 TE$ 的时间流出层面，而第一个 180° 脉冲前质子的流出时间为 $TE/2$ ，由此引起的信号丢失第二回波比第一回波大三倍。

对第二回波，偶数回波效应使信号增强，截止效应使信号减弱，二者的作用是相互抵消的。对同样的流速和管径，层面厚度减小使截止速度降低，截止效应的作用上升。对给定的流速，管径减小，层流的速度梯度增大，自旋相位弥散-相位重聚的作用加大。

当静脉或硬脑膜窦在第二回波影像上信号特别高时，可能与进入效应引起的信号增强有关。因为单纯的偶数回波效应仅能恢复第一回波因自旋相位弥散引起的信号丢失。若血流在第二回波影像上的信号强度大于根据阻滞的血液的 T_1 和 T_2 预计的强度，其中肯定有流动增强效应。在第一回波影像上，流动增强可能被相位弥散效应抵消或削弱，有时在第二回波影像上才看得出流动增强的存在。

动脉血流的节奏和心脏搏动的规律相同。一个心脏搏动期约 30% 为收缩期，约 70% 为舒张期。用心电信号的 R 波作为触发信号，使成像序列的每个周期和心脏搏动同步称为数据采集的心电门控技术。利用心电门控方法采集数据，在心脏收缩期血流迅速，血管产生很低信号，在心脏舒张期血流缓慢，血管产生较高信号。

如果接受磁共振检查的患者的心率是 40 次/分，心脏搏动的周期为 1.5 秒。那么，将成像序列周期取成 1.5 秒时，即使不使用心电门控，数据采集和心脏搏动也是同步的。在这种情况下进行多层面成像，动脉在其中 3/10 层面显示为血流空洞，在 7/10 层面显示为高信号。虽然没有采用心电门控技术，但是，由于信号在心舒张期进行采集而出现动脉在内部层面为高信号的现象被称为心舒张伪门控。序列周期一般不可能和心脏搏动始终自然同步，所以，完全理想的心舒张伪门控现象是不可能出现的。但是，可以肯定，血管的信号强度随着在心舒张期采集数据的比例增加而增大。

只是由于心舒张伪门控而引起的血管高信号不会超过阻滞的血流产生的高信号。否则，可能有别的因素引起的信号增强。譬如，进入效应。

心舒张伪门控现象往往可能被误认为血栓或肿瘤。所以，当动脉呈现高信号时，应当用心电门控方法重新研究。将可疑层面包含在成像体域内部，若用心电门控采集的影像在心收缩期仍观察到所怀疑的动脉为高信号，就说明这高信号由病变引起，并非进入效应或

心舒张伪门控所致。

4.8 脑脊液的流动效应

脑脊液不断地由脑室的脉络膜丛产生，少量脑脊液产生于脑室内的室管膜和靠近室管膜的神经胶质。脑脊液在脑室和蛛网膜下腔中不停地循环流动。由侧脑室的脉络膜丛产生的脑脊液，经室间孔流入第三脑室，和第三脑室的脉络膜丛产生的脑脊液混合后，再经中脑导水管流入第四脑室，与第四脑室的脉络膜丛产生的脑脊液一起，经第四脑室的外侧孔及正中孔流入蛛网膜下腔内，最后流向大脑背侧面，经蛛网膜颗粒渗入硬脑膜静脉窦的上矢状窦。有一部分脑脊液还可经脑神经脊和脊神经鞘的淋巴隙回流。脑脊液这样不断产生，经一定路径缓慢循环流动，维持一种动态平衡。

脑脊液的缓慢流动之上还迭加一个比较快的往复运动。往复运动由心脏收缩期间大脑半球血管的扩张和脉络膜丛及脑底大动脉的收缩期扩张引起。这个往复运动存在于整个脑室和基底淋巴隙，在穿过脑室最狭窄处的中脑导水管最为明显。往复的搏动也出现在脊柱蛛网膜下腔，在颈蛛网膜下腔比较明显，随着脑脊液向腰区行进而渐变弱。

脑脊液的流动在 MR 影像上产生的流动效应与血液的流动效应类似。但是，总的说来，脑脊液流动速度低，固有 T_1 和 T_2 弛豫时间长，这些特点要在各种流动效应中反映出来。

脑脊液的信号丢失最常见用于中脑导水管，造成影像上的流动空洞。这是因为，在导水管处脑脊液的通路变窄，流速增大，截止效应和第一回波相位弥散效应最大。较薄层面和较深 T_2 加权的影像，信号丢失尤为明显。通过第四脑室上部的横断影像上，导水管形成喷咀引起的湍流是脑室信号丢失的原因。在侧脑室和第三脑室有时也能出现信号丢失，特别是靠近室间孔处。

若导水管狭窄或某种原因引起导水管阻塞，脑脊液通过导水管的速度降低，导水管信号丢失的程度将减小，甚至不出现信号丢失。若通过导水管的脑脊液搏动速度增大，信号丢失的程度将加大。所有开放的导水管在深 T_2 加权影像均出现显著信号丢失。慢性交通性脑积水，包括常压脑积水患者的导水管，脑脊液流速高达正常流速的 6—8 倍，影像上脑脊液流动空洞特别明显。在中等程度 T_2 加权影像上，常压脑积水患者的导水管信号丢失最显著，急性交通性脑积水患者的导水管信号丢失程度最小。

脑脊液通过导水管的搏动性与许多因素有关，其中包括脑室表面面积、脑室和周围组织（包括皮质静脉）的柔性。脑室僵硬、柔性减小，脑室周围组织的神经胶质增生或皮质静脉硬化（在心舒张期不能排出静脉血流），都有增大通过导水管的脑脊液的搏动程度的可能。

基底动脉周围脑脊液的径向往复运动也会引起信号丢失。在浅度 T_2 加权影像上，信

号丢失可能被误认为基底动脉瘤。

在基底淋巴隙和脑室可能出现与流动有关的信号增强，尤其是人口层面的流动增强。不同程度的信号增强有可能被误认为蛛网膜囊肿、肿瘤或脂肪瘤，甚至误认为亚急性出血。当观察到人口层面脑脊液有高信号时，应当改变成像中心位置，以使可疑层面处于成像区域内部重新进行研究，当用对称双回波序列采集影像时，若可疑层面出现偶数回波相位重聚现象，则可排除病变存在。

脑脊液的流动也可能有心舒张伪门控现象，即在心收缩期脑脊液快速流动期间获得的影像上脑脊液显示为通常的信号丢失，在舒张期采集的影像上脑脊液显示为信号增强。

第五章

伪影

磁共振成像系统技术性能的不完善性导致形形色色的伪影。伪影的来源涉及以下几个方面：磁场和梯度场、射频脉冲和射频场、电路和数据处理、成像视野、外界射频干扰、化学位移、运动和流动等。磁共振成像可能产生的伪影包括阴影、亮度失真、对比度失真、层面失真、偏体积效应、组织边界的信号丢失、金属伪影、化学位移伪影、折叠伪影、拉练伪影、尖峰噪声伪影、直流偏置伪影、限幅伪影、截断伪影、运动伪影和流动伪影等。不同成因的伪影采用不同方法抑制或消除。

5.1 伪影的一般概念^[31,32,35]

伪影是影像上不能正确反映解剖组织的位置和组织特性（质子密度、 T_1 和 T_2 值）或者不属于被成像的解剖组织的虚假信息。这些虚假信息构成对正常有用信息的干扰，或者严重损害影像质量，以致使影像失去诊断价值。同提高信噪比和空间分辨率一样，克服伪影是磁共振成像技术发展过程中不断谋求解决的问题。

磁共振成像的伪影有许多不同形式的外表，有的只引起影像对比度的微小异常，有的可以使影像外观畸变得面目全非。同一种因素导致的伪影在用不同重建方法获得的影像上可能外表形式并不相同。相当明显的伪影不可能被误解为正常信息，虚假性可以识别的伪影也可以避免被错误地解释。容易导致不正确诊断的是一些性质难以捉摸的伪影。为了对各种伪影进行正确分析和判断，从根本上说，需要认识各种伪影源和这些伪影源产生的伪影的物理概念。

伪影产生于系统硬件和软件性能的不尽完善，如射频脉冲和射频场，磁场和梯度磁场，信号采集和信号处理，序列设计和序列参数设定等方面的问题。伪影还同组织的化学位移特性、流动和运动，以及来自系统外部的干扰等因素有关。但是，归根结蒂，伪影是由技术方面的缺陷造成的，无论什么伪影都归咎于成像系统性能尚未达到理想的程度。

本章讨论付立叶重建成像的伪影。根据付立叶变换成像的基本原理，获得一幅真实的 MR 影像的假设条件是：参与磁共振的质子位置固定不动，磁场均匀恒定，梯度脉冲是理想的方波，沿层面厚度方向组织是均质的，射频脉冲能够均匀激励一个理想层面……实际上，这些理想的假设条件无法严格满足。任何与假设条件的偏离经付立叶变换都将成为影像上面的伪影。

以上关于伪影的一般性概念是本章进一步具体描述各种各样的伪影的基础。在这个基础上，我们把产生伪影的来源大致分成几个方面，围绕这几个方面阐述有关的伪影的成因和它们的影像特征。叙述的内容可能有所侧重。凡是需要进一步阐述的有关 MR 成像的重要问题，包括某些消除伪影的方法，将以稍多的文字进行说明。

5.2 与磁场和梯度磁场有关的伪影^[33-35]

1. 磁场非均匀性的影响

获得高质量的 MR 影像要求高度均匀的恒定磁场，在成像范围内磁场的非均匀性 ($\Delta B_0/B_0$) 应在 10ppm 以下。因为，自旋磁矩所受到的有效作用（在旋转坐标系中）是射频磁场 B_1 和磁场偏移量 ΔB_0 的矢量和（图 5.1）。 ΔB_0 在成像区域随位置而改变，不同位置的磁矩便将受到不同程度的激励。非均匀激励导致重建的影像出现使对比度异常的阴影。阴影的影响对梯度回波影像比较大，自旋回波序列的回波序号靠后的影像上的阴影也值得注意。

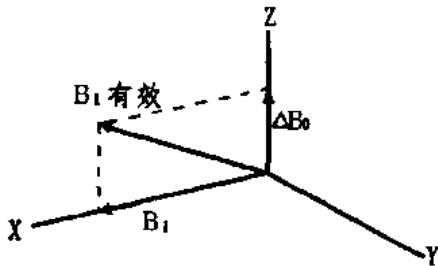


图 5.1 有效射频磁场是 B_1 和 ΔB_0 的矢量和

换一个角度来看，由于磁场的非均匀性使不同位置的共振频率产生不同程度的偏移，从而导致阴影的形成。为了理解这一点，可以设想一下没有梯度场时一个物体的影像。在理想均匀的磁场中，磁场梯度为零，整个物体的自旋磁矩具有同一共振频率，物体的影像必然由一个点代表。反之，如果磁场是非均匀磁场，相应地共振频率将分布在中心频率 f_0 附近一个频率范围 $\Delta f'$ ，物体的影像便由一个点浸印到等于 $\Delta f'/\Delta f$ 的几个像素， Δf 是单位体素的频带宽度。由此可见，

用均匀性差的磁场获取影像时，本应属于某一个像素的信号被分配到另外几个像素，引起影像画面有被涂抹的感觉，影像上出现一些不该有的细小的明暗差异，这就是阴影伪影。

消除磁场不均匀性的方法称为匀场。匀场效果不理想的 MR 成像系统产生的影像存在阴影。梯度回波成像对磁场的非均匀性最敏感，因为产生梯度回波不像产生射频回波，成像序列不包含校正磁场非均匀性引起的自旋相位弥散的作用。由于射频强度 B_1 越小，

磁场非均匀性 ΔB_0 的影响作用越大，所以，用射频幅度小的窄带脉冲进行激励的序列成像易受这种伪影的影响。

与磁场非均匀性引起的类似的现象，也可以由磁场或梯度磁场的时间漂移而引起。

2. 梯度磁场的涡流效应

磁共振成像要求共振频率和位置保持线性关系。如在频率编码方向这个线性关系用拉莫方程表示为：

$$f(X) = f_0 + \gamma G_X X \quad (5.1)$$

任何破坏这个线性关系的因素将导致影像畸变或失真。涡流是招致影像畸变的因素之一。



图 5.2 涡流对梯度脉冲波形的影响

为建立梯度磁场所用的梯度脉冲电流在接通或关断时，要在梯度线圈周围的金属结构中感应出电流，这种感应电流称为涡流。涡流又会引起随时间变化的磁场和磁场梯度，叠加在为成像而建立的磁场上。涡流的作用效果相当于改变了矩形梯度脉冲前后沿的形状（图 5.2）。梯度脉冲接通时，涡流使梯度场不能迅速建立起来；梯度脉冲关断时，涡流引起的磁场梯度（残余梯度）不会马上消失，相当于梯度脉冲的后沿被拖长（从几毫秒到几千毫秒）。

在 2DFT 成像中，如果涡流一直持续存在到数据采集期间，其效果是读出梯度幅度在随时间而变化，这将导致影像模糊或畸变。

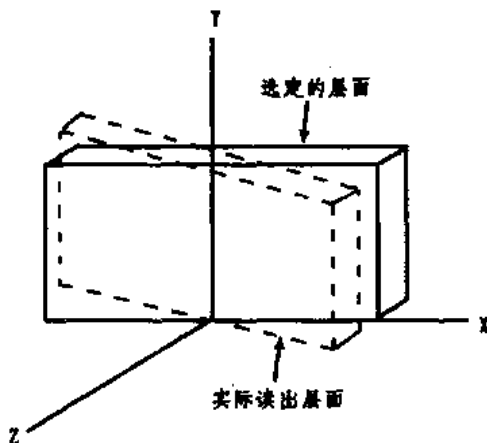


图 5.3 Z 方向的涡流叠加在读出梯度场上引起成像层面的空间畸变

为建立梯度磁场所用的梯度脉冲电流在接通或关断时，要在梯度线圈周围的金属结构中感应出电流，这种感应电流称为涡流。涡流又会引起随时间变化的磁场和磁场梯度，叠加在为成像而建立的磁场上。涡流的作用效果相当于改变了矩形梯度脉冲前后沿的形状（图 5.2）。梯度脉冲接通时，涡流使梯度场不能迅速建立起来；梯

度脉冲关断时，涡流引起的磁场梯度（残余梯度）不会马上消失，相当于梯度脉冲的后沿被拖长（从几毫秒到几千毫秒）。
Z 方向的梯度场的涡流与读出梯度叠加在一起时引起读出平面的空间畸变（图 5.3），这种变形在影像上形成阴影。若相位编码梯度施加在 180° 脉冲之后，在数据采集期间相位编码梯度的涡流效应引起图 5.4 那样的伪影，这是一个正方形均质模具的横断影像，沿相位编码方向在影像中心出现一系列明暗相间的短线条。

3. 磁化率效应

在磁场 B 中，物质的磁化强度

$$M = \chi B \quad (5.2)$$

物质内磁场的改变等于 $4\pi M = 4\pi \chi B$ ，这

里的 χ 就是物质的磁化率。

人体内的各种组织成分具有不同的抗磁性磁化率。因此，在磁场中人体内具有固有的磁场非均匀性，并且，在磁化率相差较大的组织边界存在明显的磁场梯度。由于这种原因引起的横向弛豫过程中自旋迅速相位弥散、横向磁化强度很快消失的现象称为磁化率效应。TE 越长，磁化率效应引起的信号衰减越明显。

空气的磁化率与水相差 13ppm，体内的空腔与其他组织的分界处存在较大磁场梯度，这是自旋回波影像上空腔与其他组织交界处出现信号丢失的原因。骨头、脂肪与组织之间及性质相差很大的两种组织之间的边界都会出现类似的现象。在回波时间较长的头部影像上可看到鼻咽和筛窦区域由磁化率效应引起的信号丢失。梯度回波信号对磁化率效应异常敏感，因为磁化率效应可使 T_2^* 变得很短，以致采集不到梯度回波信号。

任何引起磁场非均匀性的因素都会使频率与位置应有的线性关系遭到破坏，产生一个体素的频率不能与该体素的位置正确匹配的结果，磁场梯度越小，磁场非均匀性的影响越大。一个包含许多体素的区域上的非线性梯度导致这个区域对应的像素在影像上的位置发生错移，梯度变大的部分影像延伸，梯度变小的部分影像被压缩，延伸和缩小了的区域的分辨率变得与正常影像不相一致。

因为铁磁性物质的磁化率 ($10^3 - 10^5$) 比抗磁性或顺磁化物质的磁化率

(1—10) 大得多，微量的铁磁性物质将引起它周围磁场的极大改变。所以，被带入磁场内的铁磁性物质或其金属屑可导致最严重的影像畸变，在影像畸变部分还往往出现亮度极高的斑片区域。由于产生这种亮斑的强度极高的信号的存在，使得影像其余部分在数据处理后灰度值被减小许多，清晰度大为下降 (图 5. 5)。

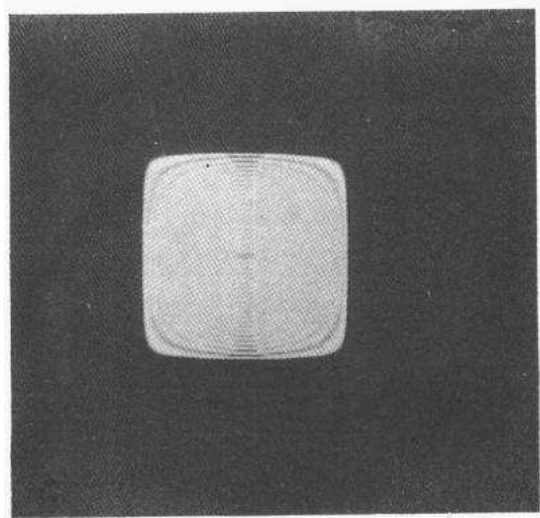


图 5. 4 相位编码梯度施加在 180° 脉冲之后
时由它的涡流效应引起的伪影

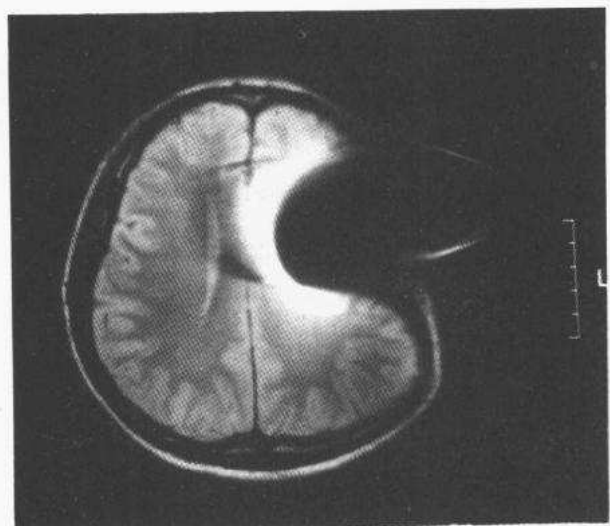


图 5. 5 头部横断影像。进入颅内的金属碎屑
引起金属伪影

5.3 化学位移伪影^[31,34-36]

在外磁场中的原子，由于原子核外的电子云对原子核有磁屏蔽作用，实际作用于原子核的磁场强度小于外加磁场强度。屏蔽作用的大小与原子核所处的分子环境有关。这样，同一种元素的原子核若处在不同的分子或分子集团中，即使外加磁场相同，它们的共振频率将不相同。要使它们发生磁共振的频率相同，需要对它们施加不同强度的磁场。所谓化学位移就是这些原子核共振频率或共振场强的相对差别。化学位移的数值通常比较小，用百万分之几（ppm）表示。



图 5.6 存在化学位移伪影的腹部横断影像

人体内水和脂肪的氢原子核有不同化学环境，这两种组织成分中的质子有 3.5ppm 的化学位移。这样，在质子的 MR 影像上，同一体素中的水和脂肪信号可能因不同的化学位移特性而分离，分别出现在不同的像素。由于化学位移效应而引起的影像失真称为化学位移伪影。由化学位移效应引起的

水和脂肪分离的程度正比于磁场强度，反比于磁场梯度。成像场强低于 0.5T 时，一般在影像上看不出水和脂肪的分离。在高磁场系统获得的影像上，水和脂肪分离的程度可达几个像素。

化学位移效应引起同一体素的质子的共振频率方面的变化，使常规 MR 成像的频率编码受到影响。所以，化学位移伪影的延伸总是发生在频率编码方向。图 5.7 的腹部横断影像的水平方向是频率编码方向，频率编码梯度是使人体右侧场强较低，左侧场强稍高。因为脂肪的质子比水的质子受到的屏蔽更大一些，脂肪的质子实际受到较弱磁场的作用。这样，在体内和水处于一个位置的脂肪，在图 5.6 的影像上移到了水的右方。结果，肾脏的一侧叠加了来自更多脂肪的信号而显出一条高信号亮线，肾脏的另一侧因脂肪信号右移而显出一条低信号间隙或信号空洞。

化学位移伪影可能导致不正确的诊断。例如，与一个皮样囊肿连系在一起的化学位移

伪影可能被误认为钙化或水肿组织，或者巨噬细胞中的含铁血黄素。假若脂肪移到了一个有可疑病灶的区域将出现对比度和分辨率下降的情况，例如在脊柱的影像中。为了使高场成像的化学位移伪影不超过一个像素，可以采用加大读出梯度场的方法。但这同时降低了影像的信噪比。

5.4 折叠伪影^[31,34—36]

折叠伪影引起的影像失真，是正常应位处于影像某一侧的解剖结构，好像被反卷而叠加在影像上相反的一侧。折叠可能沿相位编码方向发生，也可能沿频率编码方向发生，导致出现伪影的区域影像模糊，影像可供诊断的有用范围减小。被折叠的部分较小，伪影未落到所要研究的区域，影像仍然有诊断价值。但是，大面积的折叠伪影将使影像失去应有的效用。频率编

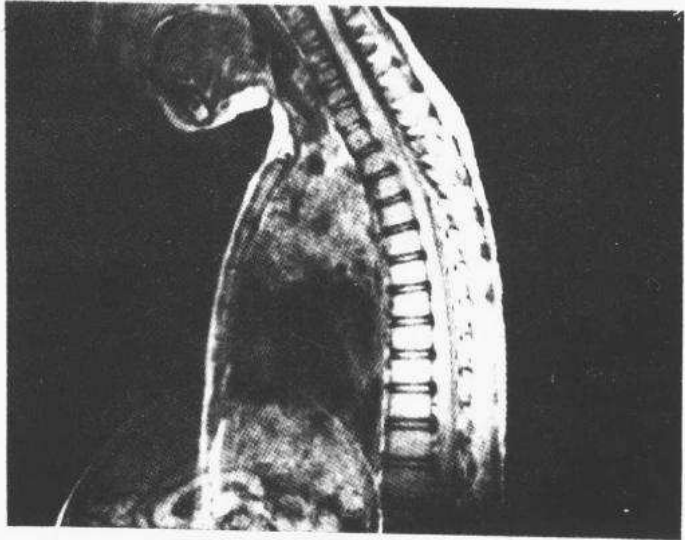


图 5.7 脊柱矢状影像。频率编码方向出现折叠伪影

码方向的折叠伪影的例子示于图 5.7。

折叠伪影常产生在高分辨率和小视野 (FOV) 成像的条件下。在这种情况下，如果被成像的解剖层面超出了规定的显示视野就会产生折叠伪影。例如，身材硕大的患者的体部影像常出现折叠伪影，因为他们的身体有一部分在规定的影像视野之外。实质上，折叠伪影是信号在模/数转换时取样不充分的结果。在 MR 信号的采集过程中，被采集的是在时间上连续变化的模拟信号。为了用计算机对信号进行运算和处理，需要对模拟信号进行取样，将它转换为数字信号。根据取样理论，要将一个周期性变化的信号数字化，每个周期内至少要进行两次取样。换句话说，取样频率至少是信号频率的两倍。图 5.8 说明取样不充分产生的后果。对图 5.8a 的正弦波 (实线) 每个周期取样多于两次，就能够根据取样信号来再现它；若每个周期取样少于两次，那么，根据取样点描绘出来的便是频率比原来低的正弦波 (虚线)。可见，不充分取样导致信号频率变低的错误。

另一方面，由于梯度场的作用，每个投影信号是频率处在一个频率范围的正弦波之和。根据取样理论，取样频率必须不小于其中的最高频率的两倍，否则，必然引起折叠伪影。这一点可借助图 5.8b 进行说明。假设在线性梯度场中有 A、B 和 C 三点，A 点磁场最低。A 和 B 在视野之内，与中心 O 的距离相等。C 在成像视野之外，C 和 B 到视野右侧边界的距离相等。那么，相对于中心位置 (或无磁场梯度的情况) 来说，A 点的质子受到

较低磁场的作用，因而反时针方向进动或相位滞后，B点的质子受到较高磁场的作用，因而顺时针方向进动或相位超前。由于A和B关于中心O对称，所以，它们的相对进动频率相同而进动方向相反。这样，被模/数转换器取样的信号A点和B点是相同的。但是，它们的符号相反。C点的质子显然以高于B点的频率进动，相位积累比B点更快。但是，在取样不足的情况下，模/数转换器从C点获得的信号和从B点获得的信号有不同的相位，但是和从A点获取的信号相位不可区分，从而被看成是同一频率的信号。结果，视野外的C将出现在视野内的A的位置。这就是折叠。

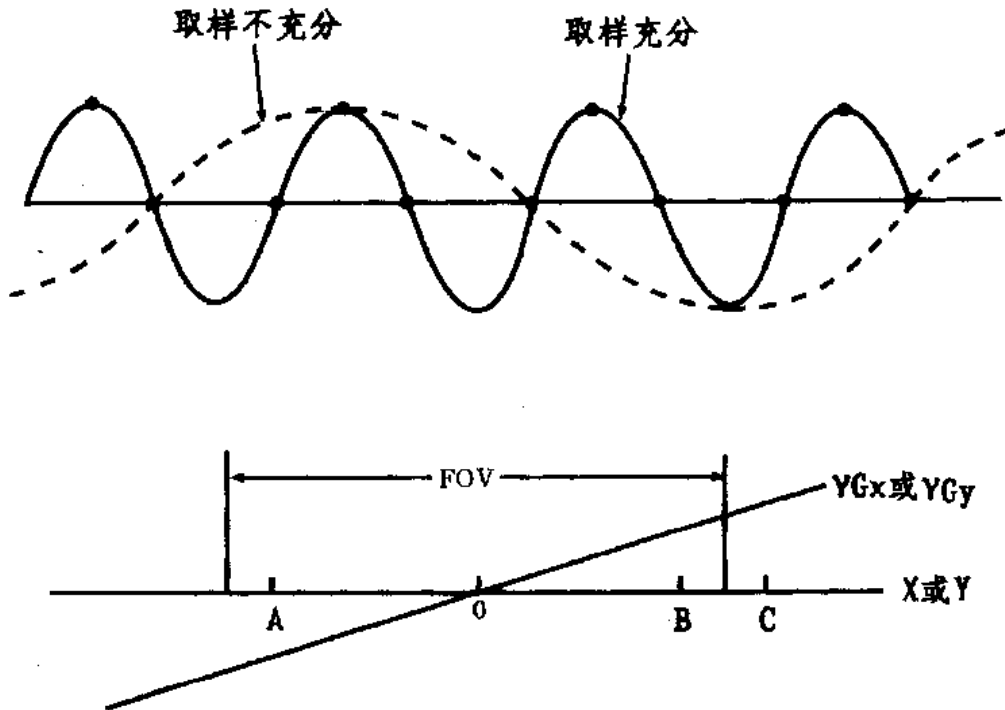


图 5.8 取样不充分导致信号频率变低的错误 (a)，从而引起视野外的 C 被误认为与视野内的 A 在同一位置 (b)

总而言之，当选用的 FOV 小时，成像层面在 FOV 之外的高频端的信号取样后被当作低于中心频率的低频端信号看待。经过 2DFT 影像重建后，产生这些高频端信号的组织结构就被错误地指定到与其相反一侧的 FOV 内，和那里的组织结构重叠起来形成伪影。

折叠伪影也可能出现在相位编码方向（图 5.9），但频率编码方向的折叠伪影比相位编码方向的折叠伪影更常见。相位编码方向的折叠伪影的产生机制与频率编码方向的类似。通过扩大成像视野可以避免相位编码方向的折叠伪影出现。维持矩阵大小不变而增大像素尺寸可以扩大成像视野，但空间分辨率相应减小。如果空间分辨率保持不变，成像矩阵由 128 扩大为 256，相位编码方向的视野被扩大 2 倍，但成像时间的延长 2 倍。不过，

因为获得的投影数增加 2 倍，信噪比提高 $\sqrt{2}$ 倍。矩阵扩大 2 倍的同时将激励次数减半可以不延长成像时间，但信噪比下降。

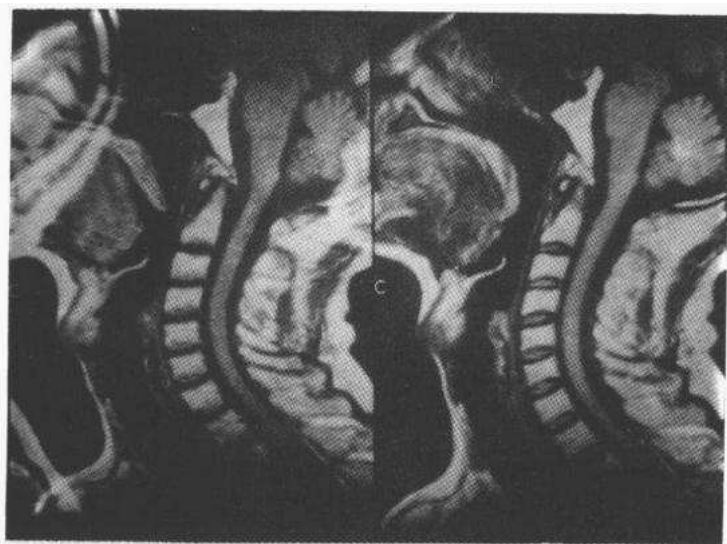


图 5.9 沿相位编码方向产生折叠伪影的影像 (左) 和成像矩阵扩大 2 倍后采集的没有折叠伪影的影像 (右)

伪影的产生。

在梯度场强度和取样时间恒定的条件下，如果能将取样频率加倍，频率编码方向的像素数将是原来的两倍，从而视野扩大 2 倍，而信噪比和采集时间不受影响。

保持像素大小不变，将信号采集的范围扩大到成像视野之外，但在影像重建后丢掉成像视野之外的数据；或者，利用表面线圈成像，只接收 FOV 以内的信号，都能避免折叠

5.5 与射频脉冲和射频磁场有关的伪影^[34,35]

1. 射频脉冲的幅度

常规成像序列的 90° 或 180° 脉冲的强度应当使磁化矢量产生正好等于 90° 或 180° 的翻转角，以保证自旋系统进入要求的状态，从而能精确测量组织的质子密度， T_1 和 T_2 弛豫时间。强度不符合这个要求的不精确的 90° 或 180° 脉冲将导致组织参数的测量误差，引起影像对比度的失真。不精确的 90° 脉冲引起的磁化矢量翻转角小于或大于 90° ，导致最大横向磁化强度小于平衡磁化强度和起始纵向磁化强度不为零，这妨碍了对质子密度和 T_1 值进行正确推算。不精确的 180° 脉冲导致不完全的自旋相位重聚，因而自旋回波峰值减小，引起 T_2 值的计算误差。所以，自旋回波序列的不精确的 90° 脉冲引起的自旋密度和 T_1 弛豫时间的测量误差，不精确的 180° 脉冲引起 T_2 值的测量误差。一般来说，不精确的射频脉冲不仅影响信号的幅度，而且影响信号的相位，不仅引起组织参数的测量误差，而且影响相位信息的可靠性。

2. 射频脉冲波形

理想的射频脉冲应能使选定的层面内的质子受到等强度的激励，而选定的层面外的质

子不被激励。这要求射频脉冲的频谱具有理想的矩形包络。通常射频脉冲的频谱是高斯曲线或钟形的，这使得层面选定方向的射频场强度不均匀一致，并且使被激励的范围加宽。在多层面成像时，同一 Z 坐标位置的组织在一个 TR 周期内进行多层面激励过程中，可能被激励不同层面的射频脉冲多次激励，结果导致相互邻接的层面之间的“串话”干扰。

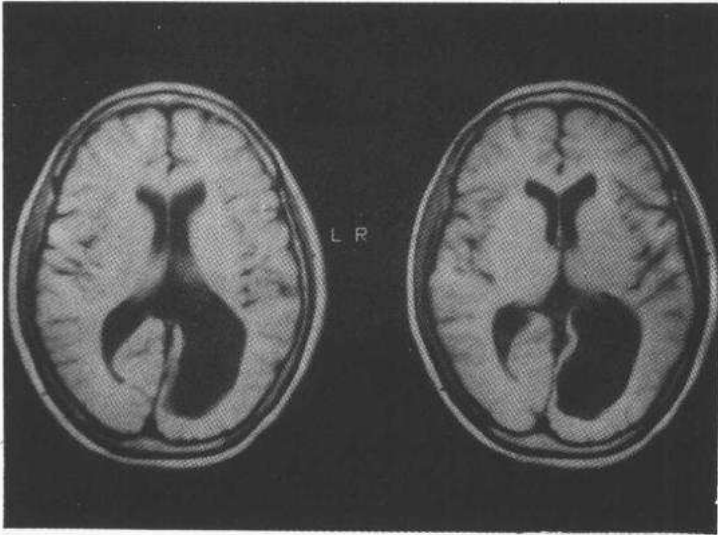


图 5.10 多层面采集时层面之间没有间隙的影像 (左)
和层面之间有 10 毫米间隙的影像 (右)

影像的一个像素的灰度由来自几个体素的信号决定的现象称为偏体积效应或部分体积效应。因为成像层面的厚度一般是像素尺寸的几倍以上，一个像素的信号总是层面厚度方向含有不同组织成分的多个体素的信号相加的结果。因此，即使射频激励脉冲有理想的频谱，部分体积效应也在所难免。实际的非理想形状的激励脉

冲使激励范围扩大到相邻层面，部分体积效应被进一步增强。

提高空间分辨率和减小层面厚度可使部分体积效应的影响减小。多层面成像时，在成像层面之间留出适当间隙，如等于层面厚度的距离，可以避免层面直接相邻的串话干扰，减小部分体积效应 (图 5.10)。

前后沿有振荡的 180° 回波形成脉冲可以在一个邻近层面起 90° 脉冲的作用，被这 90° 脉冲激励产生的

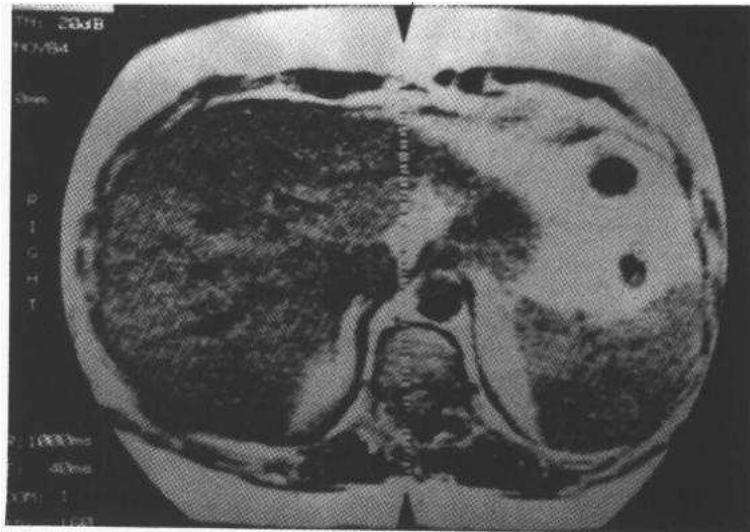


图 5.11 拉练伪影

的成像层面外的 FID 信号，如果在回波形成时还没有完全衰减，就会被采集进入数据。

它叠加在成像层面内的回波上导致所谓拉练伪影（图 5. 11）。在影像上表现为一系列平行于读出梯度方向的短线条伸展在相位编码方向，外表与后面将介绍的直流偏置伪影相似。

3. 射频场强度的不均匀分布

射频场的不均匀性指到达成像区域各点的射频电磁波幅度不等，因而，各点的射频磁场强度不一致。引起这种不均匀分布的原因是射频发射线圈的非各向等同性和电磁波在人体内传播过程中的衰减。表面线圈建立的射频场是发射线圈的方向性引起的非均匀射频场的典型例子。越靠近表面线圈表面，射频场的强度越高；越远离线圈表面，射频场强度越低。在平行于线圈表面的方向上，射频场强度可以认为是均匀分布的。按照互易性定理，表面线圈接收信号的方向性与发射信号的方向性完全相同。

图 5. 12 是一幅表面线圈获得的脊柱横断影像，贴近线圈表面的皮下组织因射频场强大显示为明亮的高灰度，远离线圈表面的胸腹部组织因射频场强小显示为深暗的低灰度。随着信号强度由高变低，空间分辨率和影像清晰度也呈现由高变低的趋势。尽管有这种明显的问题，表面线圈仍然可以用于专门对靠近体表的解剖结构成像。这是 MR 成像中利用射频场的非均匀性的唯一情况。



图 5. 12 利用表面线圈获得的影像

传播电磁波的媒介对通过它传播的电磁波能量有一定的吸收作用。人体也是一种介质。射频波进入人体后，随着深入人体的深度增加而逐渐衰减。人体对射频波的吸收或屏蔽作用引起人体内射频场强度的不均匀分布，有损于组织之间对比度的真实性。身体的某些部分，尤其是导电性高的部分屏蔽作用较大，而某些部分较小。屏蔽作用随频率升高而增大。所以，成像系统的工作场强高时，人体介质的屏蔽作用引起的射频场的不均匀性便值得注意。

4. 射频干扰

射频干扰是指磁共振频率附近的外界随机性射频电磁波。当有外界射频干扰进入成像系统的接收机时，重建的影像上便出现一条或几条与频率编码方向垂直的噪声线（图 5. 13）。产生这种射频伪影的条件是成像系统附近有磁共振工作频率上的射频发射源，而成

像系统的磁体部分（射频接收线圈在磁体内）又无良好的屏蔽。工作在 21.3 兆赫的 0.5T 成像系统易被业余无线电（21.00—21.45 兆赫）干扰，工作在 64.0 兆赫的 1.5T 成像系统易被覆盖这一频率的电视频道（60—66 兆赫）干扰。天电噪声和 MR 系统附近其他设备产生的类似随机信号都可能成为引起射频伪影的来源。

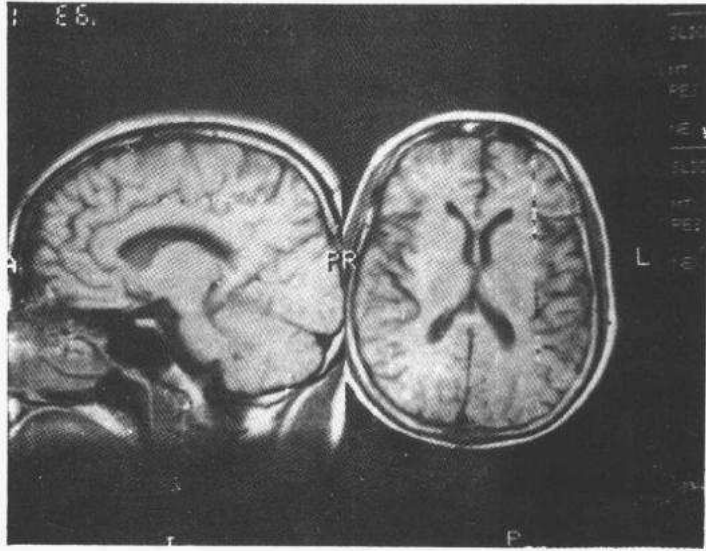


图 5.13 出现射频干扰伪影的影像

有人认为，射频噪声来自外界，属于成像视野以外的信息进入成像视野的情况。这样，射频干扰引起的伪影就被说成是一种特殊形式的折叠伪影。

5.6 归因于电路和数据处理的伪影^[31,34,35]

1. 数据中的尖峰噪声

尖峰噪声是延续时间短促而幅度很大的噪声脉冲。电路元件与电路板焊接不良，电路部件之间的连接发生松动，数/模转换器性能不高，计算机软件瞬时失灵，以及向磁盘写入数据时出现的小故障，这些都要能引起尖峰噪声的产生。在特殊时间点或某个相位编码值上，尖峰噪声引起的坏数据点经过付立叶变换形成 X 方向

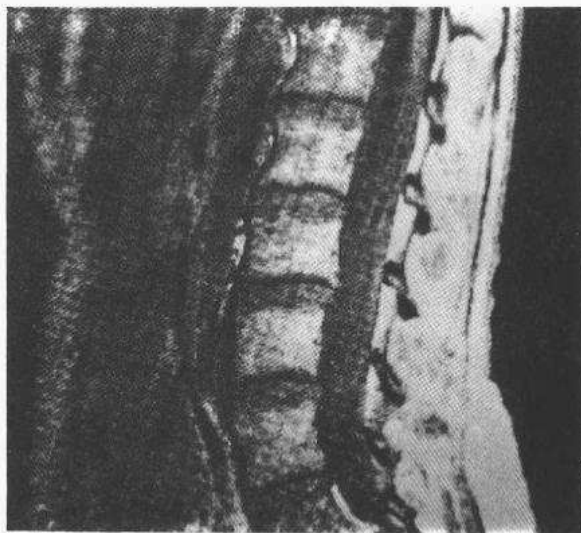


图 5.14 尖峰噪声在影像上引起编织状条纹

和 Y 方向的振荡函数。这样，正常磁共振信号叠加了这种尖峰噪声，便在影像上引起振荡图案，看起来像织物的条纹（图 5.14）。尖峰噪声幅度越大，这种伪影对影像的破坏越严重。

2. 数据中的直流偏置

在改变相位编码梯度的幅度循环进行相位编码的过程中，每行投影数据可能被加上不同的直流值或偏置量。在最简单的情况下，所有数据的直流偏置相同，经过2DFT反变换在影像中心出现一个点状伪影，大小占2—3个像素。投影数据中直流值在每步相位编码中常常并不相同。所以，直流偏置伪影一般是通过影像中心的一条噪声带（图 5.15），外表类似于射频干扰。

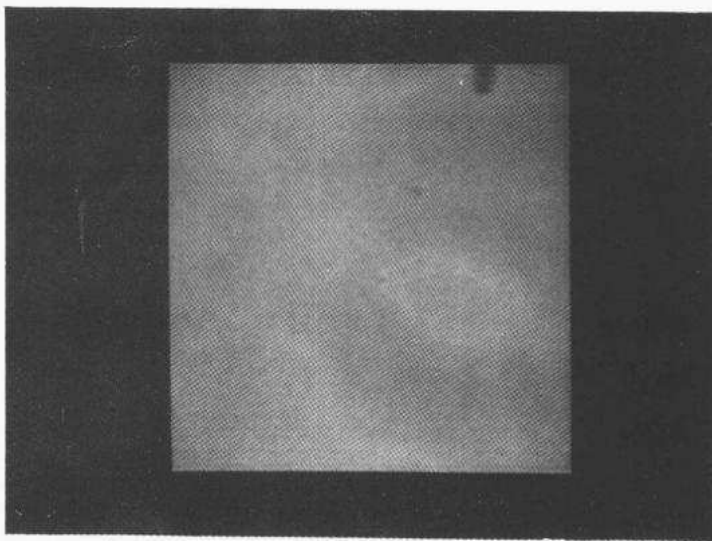


图 5.15 数据的直流偏置引起的伪影

3. 数据限幅

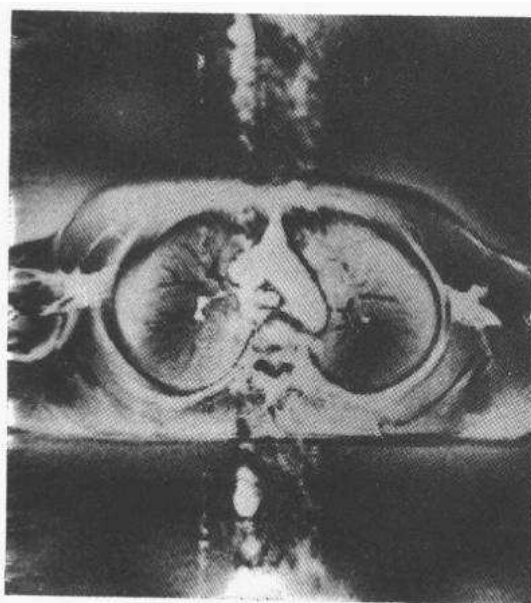


图 5.16 强信号引起的限幅伪影

如果采集到的 MR 信号很强，幅度超出了计算机的数值计算范围和影像重建软件所能处理的最大数值，那么，这些高强度信号要作限幅处理。因为数据限幅而引起的伪影称为限幅伪影。当仅有一个数据点被限幅时，不致于影响影像外观。如果有几个数据点被限幅，限幅引起的虚假信息在影像中心沿相位编码方向蔓延到视野边界，影像中心部分对比度和空间分辨率降低（图 5.16）。被成像的人体含有大量脂肪时，来自脂肪的高强度信号容易引起限幅伪影。为了避免这种伪影，可以根据所用线圈类型和成像层面厚度调节接收通道的射频衰减器的衰减量，使射频信号的幅度被适当减小。

4. 截断伪影

从扫描时间和信噪比看来，采集 128 矩阵的影像比采集 256 矩阵的影像有利。但是，128 矩阵除了使影像细节有轻微模糊外，还容易在信号强度产生突变的组织界面引起所谓截断误差。它导致影像出现明暗相间、平行于性质突变的组织边界的细线条纹。伪影自边

界向两侧蔓延，随着远离信号突变的边界幅度逐渐减小。产生这种伪影的道理是由于信号强度的突变，在 2DFT 成像中用许多不同频率的正弦波或余弦波的总和来近似表示。128 矩阵（128 步相位编码）不能对其中的高频分量充分取样。高频分量丢失使性质突变的边界两侧的信号产生振铃现象（图 5. 17），从而引起界面两侧灰度的起伏变化，不能忠实再现对比度突变的组织界。

截断伪影也称为边缘效应或 Gibbs 振铃伪影。这种伪影通过 256 矩阵成像可以克服或减小。保持 FOV 不变，缩小像素尺寸也可保持信号中的高频分量，至少使伪影的强度减弱，伪影重复出现的空间间隔也缩小。截断伪影很少出现在频率编码方向，因为该方向一般有 256 个像素。

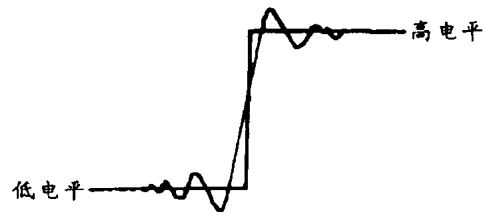


图 5. 17 信号强度突变处的振铃效应

5. 7 运动和流动伪影^[31,34,35,37]

1. 运动伪影

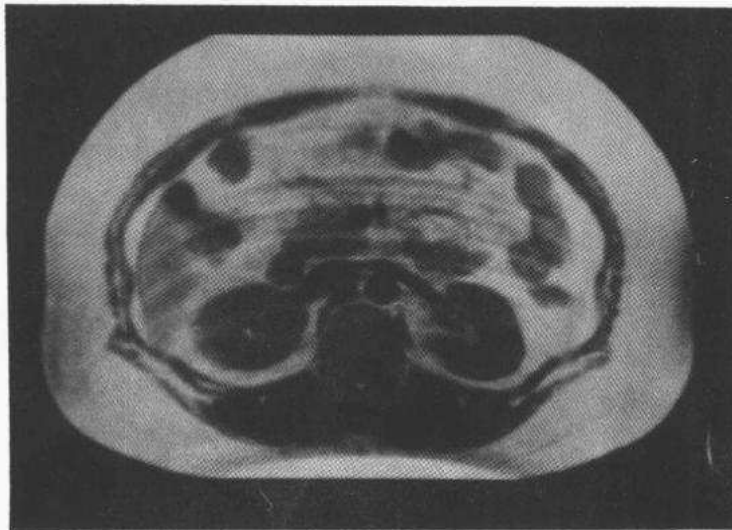


图 5. 18 腹部横断影像。明显的伪影由呼吸运动引起

生理运动，无论是周期性的还是非周期性的，都是磁共振成像的重要伪影来源。呼吸和心脏跳动是周期性运动，胃肠蠕动、无意识的抽搐和偶然的吞咽动作等是无规律的运动。运动伪影的特征和这些运动的性质有关。运动可能发生在射频脉冲作用期间，射频脉冲与射频脉冲之间，数据取样期间或不同相位编码期间。分析运动对数据取样和相位编码的影响是分析运动伪影的关键。

影像在频率编码方向和相位编码方向的取样时间差别很大，运动对这两个取样的影响当然有明显区别。频率编码方向的行数据取样在 10—20 毫秒甚至更短的时间内完成，在如此短的时间内运动物体的位移可以忽略，对行取样来说可以认为物体是静止的。每行数据仅为相位编码方向的每列数据提供一个点。因为相位编码梯度经过一个或几个 TR 周期实现

一次增量，所以，列数据的取样时间间隔即完成相位编码方向的一次取样的时间是一个或几个 TR 周期。这样，获得一系列数据的时间跨度等于一幅影像的总采集时间。在如此长的时长内物体运动的位移便不能够忽略，对列取样来说物体是运动着的。因此，对有运动的物体采集数据，每一行数据来自取样时物体所在的位置，而每一列数据来自序列重复过程中物体可能占有过的所有不同位置。由于行数据取样自静止物体，列数据取样自运动物体，所以，不管运动的方向如何，运动位移引起的数据误差最终以使相位编码方向的信号强度受到调制的方式形成运动伪影。

周期性运动引起的伪影可以用正弦信号的幅度调制进行解释。幅度被调制的正弦波产生了旁瓣频率分量，它们在影像上产生伪影。

假设伪影自实际影像的位移为 ΔY ，影像在相位编码方向的视野为 L_Y ，生理运动的周期为 T ，那么，相对位移 $\Delta Y/L_Y$ 等于一个相位编码投影占用的 TR 周期与运动周期之比：

$$\Delta Y/L_Y = NEX \cdot TR/T \quad (5.3)$$

其中，NEX 是信号激励次数，也就是信号平均次数 NSA。

举例说，TR=0.4 秒，T=6.4 秒时，一个运动周期内有 16 次相位取样。那么，取 NEX=1， $\Delta Y=L_Y/16$ ；取 NEX=2， $\Delta Y=L_Y/8$ 。

注意，旁瓣伪影在影像上的位移决定于生理运动的频率 ($1/T$)。运动频率加倍，伪影的位移加倍，与采集次数加倍或 TR 周期加倍的效果相同。

被成像的人体中因运动而发生位移的器官，其影像亮度受到运动调制，不管运动发生在什么方向，运动伪影总是沿相位编码方向蔓延。图 5.18 的腹部横断影像有呼吸运动引起的显而易见的伪影，图 5.19 的头部横断影像有另外一种伪影，是患者在检查过程中抽噎振动头部而形成的。

2. 流动伪影

搏动的血液和脑脊液产生另一种沿相位编码方向分布的运动伪影。这种伪影的形成与沿梯度场方向流动的质子产生的附加进动相位变化有关。如前所述，MR 信号具有幅度和相位。质子在相位编码方向的准确位置

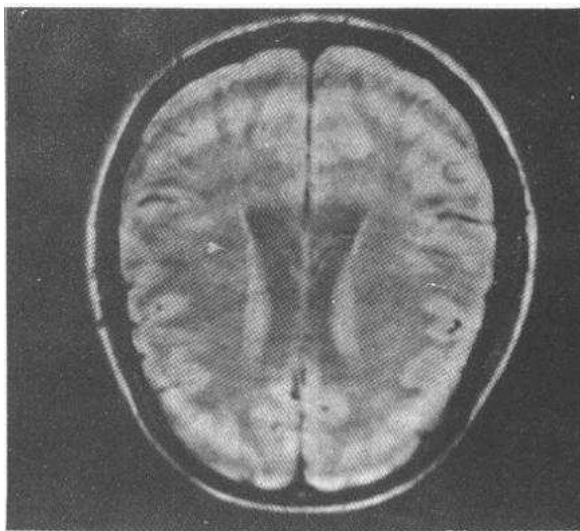


图 5.19 头部横断影像。伪影由检查过程中因抽噎振动头部引起

通过在组织静止的条件下的相位编码来确定，每次相位编码都要使信号的幅度和相位有所改变。血液和脑脊液沿梯度场方向流动引起与速度成正比的附加相移，导致一个体素中流

速不同的质子进动相位弥散开来，相位弥散分布的程度决定这个体素发出的信号强度。如果虽有相位弥散，但从一个投影到另一个投影相位弥散程度相同，就只引起血液或脑脊液的信号减小，或者出现流动空洞。

实际上，由于流动的血液和脑脊液速度不能保持稳定，甚至是搏动性的，所以，对不同的投影来说相位弥散的程度也不相同。与此有关的信号变化在影像重建中被转换成质子在相位编码方向的位置的错误信息。表现在影像上就是在相位编码方向出现一连串好像血管截

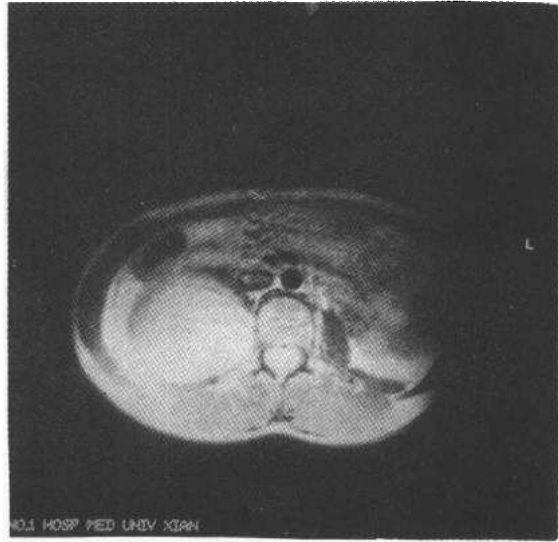


图 5. 20 腹部横断影像。腹主动脉和腹主静脉的

搏动伪影好像自血管断面泛起的泡泡

面的模糊轮廓，它可以一直传播到解剖结构以外的背景上。图 5. 20 的影像是存在这种血流搏动伪影的典型例证。图 5. 12 的影像也有这种伪影。

在颈部横断影像上常可看到颈静脉和颈动脉的流动伪影，在腹部横断影像上可看到腹主动脉和腹主静脉产生的流动伪影。脑脊液的流动伪影常见于枕大孔和基底池及鞍上池区域。

5. 8 减小运动和流动伪影的方法^[34,25]

1. 增加数据采集次数

因为运动或流动引起的数据中的误差或多或少带有随机性，所以，抑制运动和流动伪影可像抑制噪声一样，采用对多次采集的信号求平均值的办法。这种方法简单，但是受到一定限制。当采集次数超过 4 次时，SNR 的改善并不会随采集次数的平方根增加。采集次数过多反而使成像时间延长，这进一步增大了患者在检查过程中不自觉运动的可能。

2. 采用门控采集方式

减小周期性运动引起的伪影的有效方法是利用门控方式采集数据。所谓门控是指用一个与生理运动（呼吸或心脏跳动）直接有关的信号触发或启动成像序列的开始。门控采集方式能使数据采集过程与周期性生理运动同步进行。即一个特定层面的信号在每一运动周期的一个固定时相被采集，从而保证在一个基本不变的运动位移 ΔY 下获得这一层面的所有投影数据。例如，采用心电门控方法对胸部成像，数据采集过程便与心电信号相同步（图 5. 21）。心电信号（图 5. 21a）被传送到成像系统的触发电路，触发电路被心电信号

的 R 波（上升沿或下降沿）触发输出一个方波（图 5. 21b），这个方波被用来启动成像序列的开始。成像系统的序列程序器具有不使系统接受序列执行期间的其他触发信号的特性，并可按心电信号周期的整数倍时间设定序列周期 TR。成像序列开始的时间和触发时间之间允许有 0—999 毫秒的延时（图 5. 21b 中的虚线），可以根据需要进行选择，以使成像序列能在心脏跳动周期内任意时相（收缩期或舒张期，或两者之间任意时刻）开始。这样，用心电门控方式采集的影像，一定层面的所有投影数据均在每一心电周期的同一时相获取（图 5. 21c），心脏跳动或血流搏动对该层面所有投影数据的影响基本相同，信号在几乎相同的运动位移或相位弥散状态下采集，运动伪影得到有效抑制。用心电门控方式采集影像，对于心脏解剖形态的准确描绘和影像分辨率的改善十分有利。

3. 伪门控采集方法

不采用心电触发的门控方法，而选取序列周期 TR 与激励次数 NEX 的乘积等于运动周期 T，即

$$TR \times NEX = T \tag{5. 4}$$

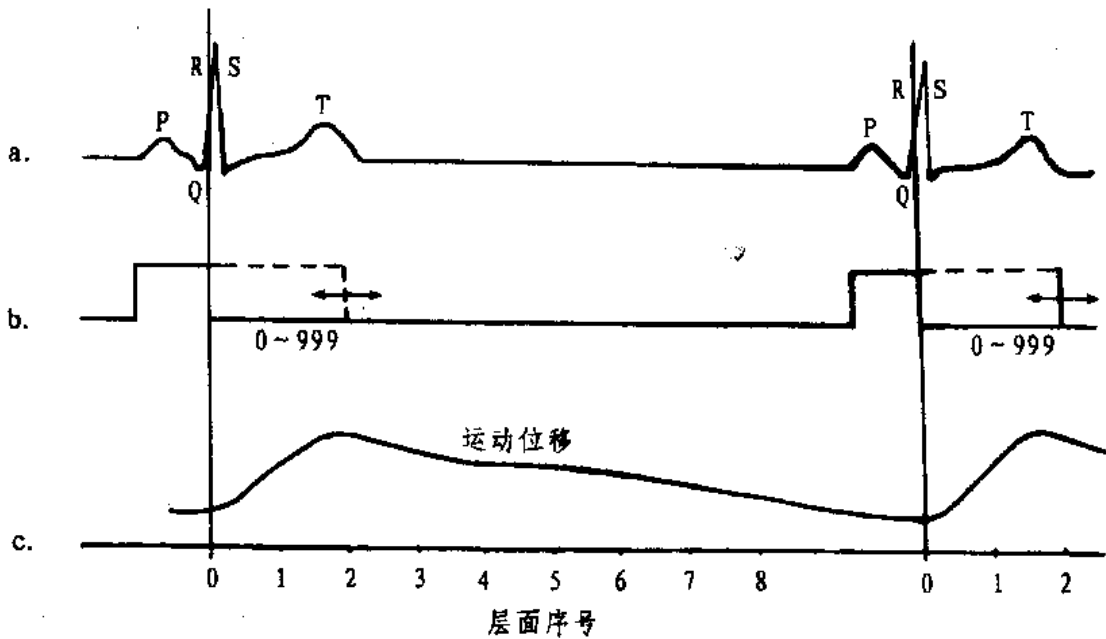


图 5. 21 心电门控采集方式的说明

用心电信号 (a) 的 R 波触发成像序列的启动信号 (b)，使特定层面的每个投影数据在心电信号的固定时相被采集，运动位移对每个投影的影响相同 (c)。层面序号（假设为 0—8）对应于未延时的情况。

在这个条件下进行数据采集称为数据采集的伪门控。根据公式 (5. 1)，在伪门控条件下

伪影的位移 $\Delta Y = L_V$ ，即伪影全部移出成像视野。加上兼有多次采集求平均改善信噪比的能力，伪门控方法原则上可以抑制因心脏运动引起的伪影。实际上，伪门控方法适用于获取 T_1 加权影像。对获取 T_2 加权影像来说，用伪门控方式的采集时间过长，另外，要求TR和NEX的乘积恰好等于运动周期的条件不能普遍满足。

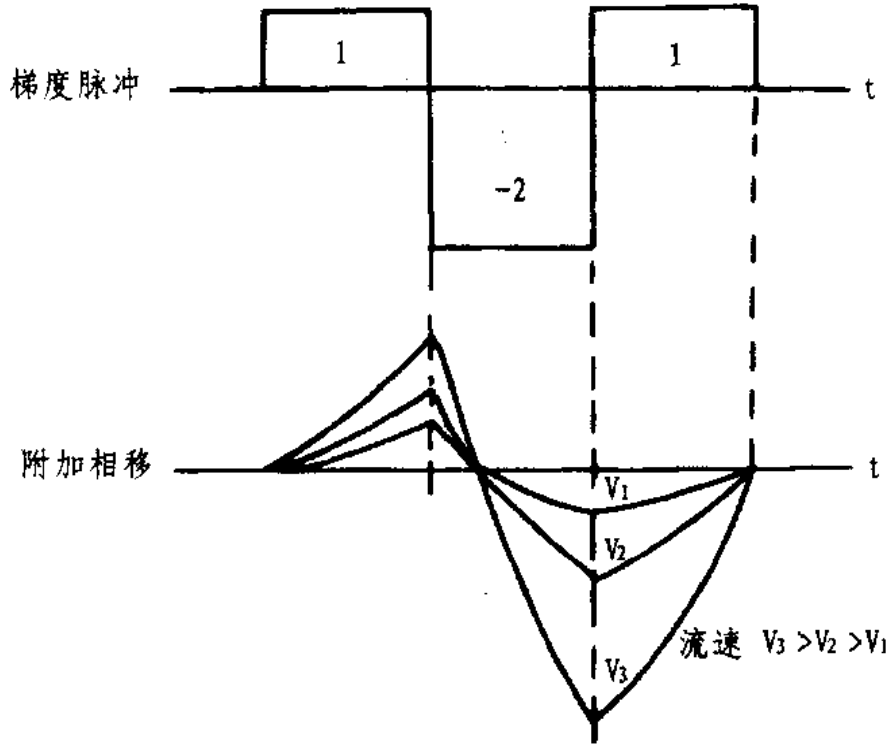


图 5. 22 补偿公式 (5. 6) 中的速度项引起的附加相移的梯度脉冲波形

4. 流动的相位补偿技术

抑制运动伪影的心电门控技术，以在心电周期的同一时相采集一定层面的数据为基础，力图使同一层面的所有投影数据在相同的运动位移条件下采集。主要为消除流动的血液和脑脊液产生的伪影而设计的相位补偿技术以完全不同的概念为基础，它是设法使流动成分在梯度场中的附加相移在每个回波峰时刻回到零相位。

运动质子在梯度场中产生的附加相移可一般性地表示为

$$\varphi(t) = \gamma \int G(t)r(t)dt \quad (5.5)$$

其中 $G(t)$ 是梯度脉冲的幅度， $r(t)$ 是运动质子的位置

$$r(t) = r_0 + vt + \frac{1}{2}at^2 + \frac{1}{6}pt^3 \quad (5.6)$$

式中 r_0 为运动质子的初始位置， v 、 a 、 p 分别为运动质子的速度、加速度和加速度的变

率（由搏动引起）。

因为梯度场极性由正变负时附加相移改变符号，正梯度产生正的附加相移，负梯度产生负的附加相移，正负相移相等可使总附加相移为零。关键在于设计出正负极性和幅度按一定关系变化的梯度脉冲波形，它不仅能补偿与运动速度有关的附加相移，而且能补偿加速度和加速度的变率引起的附加相移。

图 5. 24 的梯度脉冲波形能消除不同速度的质子的相位弥散，它的三个波瓣与时间轴之间的面积有 1: (-2) :1 的关系。对加速度和加速度的变率进行补偿要求更复杂的梯度脉冲波形。

相位补偿技术不仅可以消除会被误认为异常组织的伪影，而且，没有补偿措施时会误认为伪影的异常组组也会被揭示清楚。高磁场系统采用相位补偿对提高脊柱病变诊断的准确性非常有效。

相位补偿用在频率编码或层面选定方向，因为相位编码梯度接通的时间很短，强度最弱，它引起的附加相移的影响小，需要进行补偿的意义不大。

在需要通过影像正确评价流动特性的场合下不希望采用补偿技术。因为，比方说，大脑导水管的流动空洞在用这种补偿技术的影像上消失，不利于确定导水管的开放性；常规 T_2 加权影像能获得椎管内囊性病变（脊髓空洞症和蛛网膜下囊肿等）的流动性的指征，补偿过的影像不再能利用这种特性。

5. 空间预饱和技术

流动伪影在颈部和腹部的横断影像上最为显著，消除这些伪影采用空间预饱和技术比较适合。

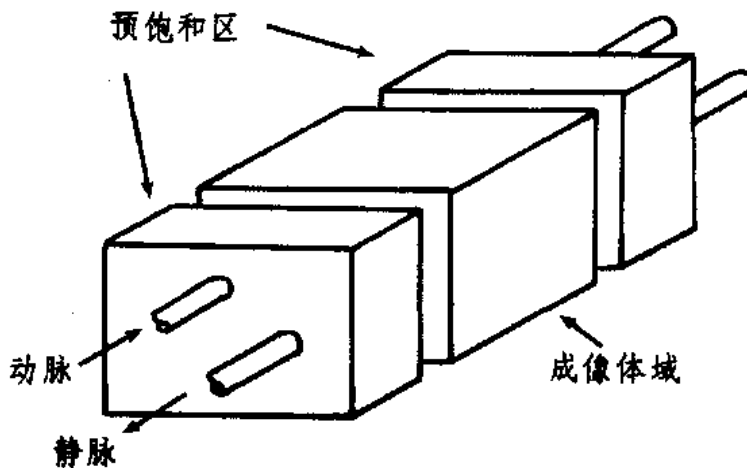


图 5. 23 空间预饱和原理。这是在成像体域
两侧设立预饱和区的情形。

垂直于成像层面流动的血液和脑脊液的进入效应和截止效应受心脏跳动的调制，它们对不同投影数据有不同程度的影响。在整个影像采集过程中流动成分信号强度的变化引起相位编码方向出现伪影。显然，如果能彻底抑制流动质子产生信号，调制引起的旁瓣频率便没有能量，因而就不会引起伪影。预饱和技术正是根据这个思想设计出特殊的射频脉冲和梯度脉冲序列，它能使流动的质子在进入成像范围之前处于饱和状态，但不使成像范围内的质子受到影响。饱和意味着横向磁化强度非常小，基本上不能产生 MR 信号。为实现饱和，先用一个 90° 脉冲激励产生横向磁化强度，然后，用梯度场使自旋相位弥散来，破坏掉产生的横向磁化强度。经过这种使质子饱和的预先处理，流入成像范围的质子不再能引起进入效应，从而，引起相位编码方向出现流动伪影的主要原因就被消除。

因为动脉和静脉中血流方向相反，预饱和区域一般要在成像区域的两侧建立（图 5.23）。因为心脏有多种方向的血液流动，所以，心脏成像的预饱和区域应在心脏周围的六个面上建立。

90° 脉冲出现的周期和预饱和区的厚度要选得能保证流动成分频繁地处于饱和，防止其磁化强度在检测信号之前有过大恢复。预饱和区的厚度必须适当大，以使连续进行信号激励期间上游未饱和质子不致流入受激层面。

6. 垂直相位编码

常规 SE 序列采集脊柱或颈椎矢状影像时相位编码在水平方向，大致与血液和脑脊液的流动方向垂直。这些影像上的流动伪影是一些基本上与流动方向平行的线条。将影像的相位编码和频率编码的方向对调，脊柱的矢状影像的相位编码改到垂直方向，即与常规矢状影像的相位编码方向转过 90° 角，称为垂直相位编码。这种情况下，血液和脑脊液基本沿相位编码方向流动。由于相位编码梯度每个 TR 周期内只接通一次，而且持续时间极短（5—8 毫秒），对自旋进动相位的影响比频率编码梯度和层选梯度小很多。另一方面，影像的亮度和对比度主要由中心部分的投影数据决定，而对信号强度贡献最大的中心投影对应于最弱的相位编码梯度。这样，相位编码梯度引起的运动质子的附加相移最小，可以引起伪影的相位误差最小。所以，采用垂直相位编码比采用水平相位编码对避免流动伪影有利。

垂直相位编码只限于获得脊柱的矢状面影的场合。而且，为了避免相位编码方向出现折叠伪影，FOV 要足够大。在实际运用中，可以采集一幅水平相位编码的影像（Sagittal）和一幅垂直相位编码的影像（Rosagittal）进行比较。这两幅影像上流动伪影散布的方向扭转了 90° ，而正常解剖组织和病变的空间布局 and 位置不变。通过比较既可证实伪影，又可揭示可能的异常组织。

第六章

MR 影像对比度增强剂

这一章的基本内容包括物质的磁性和磁化率、弛豫时间与分子运动相关时间的关系、顺磁质的弛豫增强原理、顺磁对比剂的种类及 Gd-DTPA 的临床应用。重点是有关弛豫增强原理的概念和 Gd-DTPA 临床应用方面的知识。

6.1 概述^[38]

如第三章所述，MR 影像的对比度决定于组织之间固有特性（质子密度、 T_1 和 T_2 值）的差异；选用适当的脉冲序列和序列参数，MR 成像可以获得突出一种固有特性的作用的对比度加权影像。虽然，常规影像具有优良的软组织对比度，但是，当病变组织（例如，脑膜瘤和没有水肿组织的小转移灶）具有类似正常组织的 T_1 和 T_2 值时，正常和异常组织之间不能产生明显对比度。

自旋回波成像中，信号强度的近似表达式为

$$S = N(H) [1 - 2e^{-(TR-TE/2)/T_1} + e^{-TR/T_1}] e^{-TE/T_2} \quad (6.1)$$

上式中， S 表示组织发出的信号强度，它不仅与序列参数（序列周期 TR 、回波时间 TE ）有关，而且与组织参数 T_1 、 T_2 和 $N(H)$ 有关。如果能有选择地使某种组织的质子密度增大，使 T_1 缩短或使 T_2 延长，均可增大这种组织的信号强度。事实上，组织的固有特性（质子密度、弛豫时间、磁化率）以及共振频率都可以通过药理学方法进行改变。在利用固有组织特性产生的对比度不能确定某些病变的性质时，特殊设计的有适合特性的药物，经静脉注射或胃肠道给药后可分布于异常组织中，并引起不同组织之间影像对比度的某种改变，从而有利于作出正确的诊断。通过施用药物实现影像对比度增强的方法称为对比度的外因增强法，为此目的而设计的药物称为对比度外因增强剂，简称对比剂。

软组织之间的影像对比度主要决定于弛豫时间的差异。通过改变弛豫时间起对比度增强作用的对比剂称为弛豫对比剂，通过改变组织其他特性起对比度增强作用的对比剂称为

非弛豫对比剂。可用作弛豫对比剂的主要物质是顺磁离子、超顺磁离子和有机自由基。目前,广泛用于MRI临床的对比剂是一种顺磁离子的稳定复合物,经静脉注射后这种对比剂迅速分布于细胞外间隙。在施用对比剂后获得的MR影像,可以反映间质空间的体积异常性,异常灌注和毛细血管通透性的改变。对比度增强剂也可以利用特殊载体对特定间室进行标记。非弛豫对比剂一般在灵敏性、安全性和有效性方面不如弛豫对比剂。

本章首先说明能用作MRI对比度增强剂的物质的一般特性,接着,叙述弛豫时间与分子运动相关的时间的关系。然后,在此基础上重点阐明顺磁对比剂产生对比度增强的基本原理,介绍各类对比剂的特性和某些应用。

6.2 物质的磁性和磁化率^[38,39]

将一种物质放在磁场中,物质内部会出现由磁场所感应的磁化强度。感应磁化强度与外加磁场强度之比称为该物质的磁化率。感应的磁化强度与外加磁场方向相同的物质,其内部磁场强度增大,这种物质具有正磁化率,感应的磁化强度与外加磁场方向相反的物质,其内部磁场强度减小,这样的物质具有负磁化率。

由外磁场对电子的轨道运动的电磁效应感应的磁化强度与外磁场方向相反,从而引起负磁化率。具有负磁化率的物质称为抗磁性物质。因为所有原子都存在电子的轨道运动,在这个意义上说,所有物质都是抗磁性物质。实际上,大多数物质具有抗磁性,是因为外层轨道电子成对存在。成对电子的自旋磁矩相互抵消,但在外磁场作用下,电子轨道产生轻微的不对称性,因此,只有外磁场与电子轨道磁矩的作用显示出来。大多数有机物,包括各种生物组织属于抗磁质。

由外磁场对不成对电子自旋的电磁效应感应的磁化强度与外磁场方向相同,从而引起正磁化率。具有正磁化率的物质按其磁性特征分为顺磁性、超顺磁性和铁磁性三种。

顺磁性的特征是物质中原子或离子的磁矩无相互作用。不受外磁场作用时,这些磁矩的方向杂乱无章,因而,顺磁质不存在内部磁场。但在外加磁场中,大多数磁矩沿外磁场方向平行排列起来,因而,使顺磁质内部总体上显示磁性。顺磁质的磁化强度正比于外磁场强度。某些金属阳离子,如 Gd^{3+} 、 Mn^{2+} 、 Fe^{2+} 和 Dy^{3+} 具有顺磁性,可以用来研制顺磁对比剂。同质子磁矩一样,这些金属阳离子的磁矩具有沿外磁场方向排列一致的趋势。外磁场一旦撤除,磁矩的有序性排列将随着弛豫过程而消失。

以上所说的抗磁性和顺磁性是由单个原子或分子表现出来的磁特性,而铁磁性是由一群结晶状态的原子或分子表现出来的磁特性。在没有外部磁场时,铁磁性物质的顺磁性原子紧密排列在一起,它们的磁偶极矩能自发与邻近磁偶极矩通过所谓正交换力相互作用而达到相互平行排列。这样,铁磁性物质内部产生出自发磁化的微观磁性区域——磁畴。磁畴与磁畴之间由磁壁隔开。因不同磁畴的磁矩方向不相同,因而,铁磁性物质的总体磁矩

等于零。但是,在外加磁场作用下,各个磁畴的磁矩将采取与外磁场方向一致的排列,即使外磁场很弱也能产生很大磁化强度。当外磁场增大时,铁磁性物质具有磁化饱和性,即磁化强度达到最大后便不随外磁场强度增加而变化。而当外加磁场强度降为零时,磁化强度并不消失,仍有剩余磁化强度。在交变磁场作用下,铁磁质的磁化强度随外加磁场的变化描绘出一条闭合的曲线,称为磁滞回线。铁、钴和 Fe_3O_4 等是常见的铁磁性物质。

当铁磁质多磁畴结晶粒子的体积减小至单一磁畴粒子时,会产生特殊磁学特性——超顺磁性。在没有外加磁场的条件下,单磁畴粒子的磁矩彼此有不同的方向,因而,总体上不具有磁性。但是,当有外磁场作用时,超顺磁质内磁畴的磁矩将与外磁场方向一致。在较低磁场下,它和顺磁质一样,磁化强度随外磁场线性变化,在足够高的磁场强度下,它也和铁磁质一样会出现磁化饱和。超顺磁质具有和铁磁质同样高的磁化强度。但是,超顺磁质没有铁磁质那样的磁滞特性,在外磁场降到零或没有外磁场作用时,各粒子磁矩由于分子的热运动而采取任意方向,总体磁性归于消失。

表 6.1 列出了各类磁性物质的基本特征和在常温 (20°C) 下的磁化率 (单位:立方厘米/高斯)。抗磁质的磁化率很小,不足以引起组织磁共振特性的显著改变。一般,磁共振成像不用抗磁质作为对比剂的材料。MR 影像对比度的外因增强主要利用具有正磁化率的顺磁性,超顺磁性和铁磁性物质。用作对比度增强剂时,顺磁质被制成可溶性水状物,超顺磁质和铁磁质一般被制成微粒剂。

表 6.1 磁性物质的基本特征和常温下的磁化率

磁性类别	基本特征		磁化率 (cm^3/G)
抗磁性	电子成对	非永久性磁矩	-10^{-6}
顺磁性	电子不成对	非相互作用的永久性磁矩	10^{-1}
超顺磁性	电子不成对	非相互作用的磁畴	10^2
铁磁性	电子不成对	相互作用的磁畴	10^2

6.3 弛豫时间与分子运动相关时间的关系^[38,40]

对比剂的弛豫增强作用和顺磁原子磁矩与质子磁矩相互作用的时间尺度有重要关系。所以,在讨论对比剂的弛豫增强原理之前,这一节先对弛豫时间与分子运动相关时间的一般关系作进一步说明。

众所周知,组织的平衡磁化强度与外磁场方向一致,射频激励使横向磁化强度产生出来。射频脉冲结束后,纵向分量和横向分量以不同机制返回平衡状态。纵向磁化强度通过自旋-晶格弛豫以 T_1 为特征时间恢复平衡, T_1 描述组织吸收射频能量后自旋状态由非平

衡分布指数式趋向平衡分布的速率。自旋-晶格弛豫是个受激恢复过程，所需的射频激发能量来自晶格，也就是质子的周围环境，包括质子所在的分子和其他溶质及溶剂分子。每个质子磁矩便处在由晶格原子磁矩（包括其别质子磁矩）形成的晶格场中。对一个水分子来说，它有两个质子磁矩，相互可以产生一个约5高斯的磁场作用于对方。这个磁场的大小和方向随水分子在液体中的转动和往复运动不断地变化。同时，由于晶格场不停地热运动，分子之间随时发生碰撞，以及由于化学分解和化学交换等原因，晶格场包含了许多不同频率的波动分量。其中，晶格场在拉莫频率上的波动分量能最有效激发质子自旋与晶格之间的能量交换。在由小分子组成的非粘性液体中，分子热运动的频率比磁共振频率高得多，波动的晶格场可诱发 T_1 弛豫的频率分量很微弱，这种液体的纵向弛豫速率非常低。在由大分子组成的粘性液体和生物组织中，分子热运动的频率在磁共振频率范围，晶格场在磁共振频率上的波动分量增加，纵向弛豫速率显著增大。分子运动十分缓慢的固态物质中，波动磁场的能量集中在比磁共振频率低的频率范围，纵向弛豫速率也变得很缓慢。

横向磁化强度通过自旋-自旋弛豫以特征时间 T_2 向平衡恢复， T_2 描述受射频激励后自旋失去相位一致性、横向磁化强度指数式衰减的速率。横向弛豫过程的能量交换发生在质子自旋之间，它在很大程度上受分子的运动及所产生的波动磁场的影响。拉莫频率和两倍拉莫频率的波动分量对纵向和横向弛豫都产生作用，但低频波动分量只对横向弛豫产生影响，这导致横向弛豫时间 T_2 短于纵向弛豫时间 T_1 。不过，决定 T_2 长短的主要因素是晶格场的非均匀性程度。因为晶格场的非均匀性引起不同位置的自旋的共振频率不同，从而使自旋失去相位一致性。

晶格场的波动性是由晶格原子或分子运动引起的。描述它们的随机运动的速度的一物理量是分子运动相关时间 τ_c ，它表示运动粒子改变一次运动方向平均所用的时间，或者波动场的幅度发生很大变化平均所用的时间。

在非粘性液体中，分子的运动迅速，运动相关时间很短，所引起的波动场的频谱分布宽而平缓，在拉莫频率上的能量相当弱，因此，不能引起有效的弛豫。另一方面，分子迅速的随机运动使局部磁场差不多平均为零。所以液体的弛豫时间 T_1 和 T_2 均很长，而且基本相等。

在粘性液体和生物组织中，分子运动缓慢，运动相关时间较长，波动场的能量集中在拉莫频率附近，这对 T_1 和 T_2 弛豫比较有利。富有脂肪的组织中，相关时间 τ_c 近似为共振频率的倒数，在拉莫频率上的波动分量最大，具有最短的 T_1 弛豫时间。

在大分子物质如蛋白质中，分子运动相关时间相当长，波动场的各种频率分量都远离磁共振频率，因此，自旋-晶格弛豫很缓慢， T_1 时间很长。但大分子的低频运动对自旋-自旋弛豫有利，所以 T_2 较短。接近固体状态的组织，分子运动相关时间 τ_c 最长，横向弛豫时间 T_2 最短。

6.4 顺磁质的弛豫增强原理^[38,40-43]

顺磁质的弛豫增强作用建立在顺磁离子与邻近的质子磁矩相经互作用的基础上。如上所述,弛豫与波动磁场有关。质子在运动过程中产生的波动磁场作用于邻近质子引起的弛豫称为同核弛豫,即质子磁矩之间的偶极-偶极弛豫。当组织中分布有顺磁离子时,顺磁离子产生的波动磁场作用于邻近质子引起的弛豫为异核弛豫,也称为电子-质子偶极-偶极弛豫。因为顺磁离子具有不成对电子自旋磁矩,在不停地热运动中它产生的波动磁场作用于邻近质子。由于一个不成对电子自旋磁矩是质子磁矩的 657 倍,所以,顺磁离子引起的异核弛豫的 T_1 时间比同核弛豫的 T_1 时间缩短。另一方面,顺磁质的大的电子自旋磁矩增大了局部磁场的非均匀性,质子磁矩的相位一致性在横向弛豫中丧失更快,从而使 T_2 弛豫时间缩短。

弛豫时间的倒数称为弛豫速率或弛豫率。在组织中不存在顺磁质的条件下,测量到的弛豫率 $1/T_{\text{obs}}$ 就是抗磁性组织的弛豫率 $1/T_{\text{die}}$ 。将 T_1 和 T_2 的关系分别写出来即

$$\frac{1}{T_{1\text{obs}}} = \frac{1}{T_{1\text{die}}} \quad (6.2)$$

$$\frac{1}{T_{2\text{obs}}} = \frac{1}{T_{2\text{die}}} \quad (6.3)$$

在组织中存在顺磁质的情况下,观察到的弛豫率

$$\frac{1}{T_{1\text{obs}}} = \frac{1}{T_{1\text{die}}} + \frac{1}{T_{1\text{par}}} \quad (6.4)$$

$$\frac{1}{T_{2\text{obs}}} = \frac{1}{T_{2\text{die}}} + \frac{1}{T_{2\text{par}}} \quad (6.5)$$

其中, $\frac{1}{T_{1\text{par}}}$ 和 $\frac{1}{T_{2\text{par}}}$ 是由于顺磁质的作用而增加的质子弛豫速率。因为异核弛豫作用比同核弛豫作用大得多,所以,这两项在 (6.4) 式和 (6.5) 式中起决定性作用。顺磁质的异核弛豫作用与下列参数有关:

- a. 顺磁离子的电子自旋磁矩大小
- b. 顺磁离子与质子之间的距离
- c. 磁共振频率
- d. 粒子运动的相关时间

表达由这些因素决定的质子弛豫率 $R_1 = \frac{1}{T_1}$ 和 $R_2 = \frac{1}{T_2}$ 的理论公式称为 SBM (Solomon-Bloembergen-Morgan) 方程。SBM 方程的数学表达式如下:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{2s(s+1)}{15} \frac{\gamma^2 g^2 \beta^2}{r^6} \left(\frac{3\tau_c}{1 + \omega_1^2 \tau_c^2} + \frac{7\tau_c}{1 + \omega_s^2 \tau_c^2} \right) + \frac{2s(s+1)}{3} \frac{A^2}{h^2} \left(\frac{\tau_c}{1 + \omega_s^2 \tau_c^2} \right) \quad (6.6)$$

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{15} \frac{s(s+1)}{r^6} \frac{\gamma^2 g^2 \beta^2}{r^6} \left(4\tau_C + \frac{3\tau_C}{1 + \omega_I^2 \tau_C^2} + \frac{13\tau_C}{1 + \omega_S^2 \tau_C^2} \right) + \frac{1}{3} \frac{s(s+1)}{h^2} \frac{A^2}{h^2} \left(\tau_C + \frac{\tau_C}{1 + \omega_S^2 \tau_C^2} \right) \quad (6.7)$$

其中, ω_I 质子自旋磁矩的拉莫频率

ω_S 电子自旋磁矩的拉莫频率

r 顺磁离子中心与质子中心之间的距离

g 电子的郎道因子

β 玻尔磁子

s 电子自旋量子数

A 超精细耦合常数

τ_C 偶极-偶极相互作用的相关时间

τ_e 标量相互作用的相关时间

SBM 方程复杂得令人生畏。不过, 要理解方程的主要含义, 一般只要抓住以下几个关键就够了。

第一, SBM 方程包括偶极-偶极项和标量项。偶极-偶极项表示电子磁矩和质子磁矩通过空间耦合的相互作用。所有顺磁质都存在偶极-偶极作用对弛豫率 R_1 和 R_2 的贡献, 并在其中占主导地位。这一项与距离 r 的 6 次方成反比, 说明偶极-偶极作用对弛豫率的贡献随顺磁离子与质子之间距离的增大而急剧减小。例如, 距离增加 10%, R_1 和 R_2 将减小 1.77 倍。对理想的弛豫增强来说, 质子所在的分子应有迅速接近顺磁离子的结合部位的尽可能多的途径, 而且, 应当与它非常靠近。因此, 顺磁离子在化学结构上所处的位置是影响弛豫增强效果的重要因素。

实际应用的顺磁对比剂中最重要的是 DTPA^{*} 作配位体与 Gd^{3+} 形成的螯合物。金属阳离子和配位体阴离子之间形成配位共价键, DTPA 将 Gd^{3+} 有力地束缚于它的内部, 形成的复合物非常稳定。但螯合物的大分子使 Gd 离子与经历弛豫的质子之间的距离增大, 削弱了缩短弛豫时间的作用。使用大分子配位体的目的是减缓顺磁离子的转动速率, 增加电子-质子偶极-偶极相互作用的相关时间 τ_c , 从而产生有效的弛豫增强 (缩短弛豫时间) 的作用, 并利用配位体对 Gd^{3+} 的高亲和力防止在体内离解可能产生的毒性, 同时, 它又能被迅速吸收。

标量项表示顺磁离子的不成对电子与质子之间通过化学键耦合的相互作用, 又称为接触作用, 它只在质子与不成对电子直接接触 (或结合) 的瞬间起作用。因为顺磁离子的不成对电子和它们产生的电磁场在空间上随分子运动而变化, 有一定机率出现在受其作用的

* diethylenetriamine pentaacetic acid

质子上。这个事实有利质子弛豫的加速。接触效应可能补偿螯合物使距离 r 增大产生的影响。在接触效应起主导作用的情况下, 如用锰的螯合物作弛豫增强剂时, T_2 缩短 (引起信号减小) 的作用可能超过 T_1 缩短 (引起信号增大) 的作用。

第二, 偶极-偶极相互作用和标量相互作用的相关时间 τ_C 和 τ_e 说明电子-质子相互作用的动态性质, 受分子转动、自旋状态改变和质子交换等过程的影响。 τ_C 和 τ_e 可分别表示为

$$\frac{1}{\tau_C} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_m} \quad (6.8)$$

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_m} \quad (6.9)$$

其中, τ_R 是顺磁离子和它的水化物分子的转动相关时间, 转动使质子受到的电子磁场的方向发生变化; τ_S 是电子自旋弛豫时间, 即电子自旋改变状态平均经过的时间, τ_m 是质子交换时间, 即顺磁离子与水分子可逆性结合交换的平均时间。因为这几种过程彼此是独立进行的, 所以, 它们对总相关时间的贡献是速率相加的关系, 其中的相关时间最短、变化最快的过程对决定 τ_C 和 τ_e 起重要的作用。

在水中, τ_m 通常相当长, 因此, $1/\tau_m$ 可以被忽略。若 $\tau_R \ll \tau_S$, 弛豫率主要依赖于水分子在顺磁离子附近改变位置和运动方向的速率; 若 $\tau_S \ll \tau_R$, 原子精细结构的变化引起频率更高的波动磁场起主要作用。但是, 由于这种情况下等于拉莫频率的波动分量却很小, 因此, 弛豫速率并不能被有效提高。

弛豫率对相关时间的依赖关系表明, 为了有效地增强弛豫, 顺磁质应有合理的偶极-偶极相关时间 τ_C 。就是说, 分布有顺磁对比剂的组织内, 局部磁场的波动既不可太快, 也不可太慢。 τ_C 适当长的弛豫增强剂引起波动磁场中有较大射频能量集中在磁共振频率范围。举例说, 电子自旋弛豫时间 $\tau_S = 10^{-13}$ 秒的钴和镍不能引起有效的弛豫增强, 而电子自旋弛豫时间 $\tau_S = 10^{-9}$ 秒的锰和钆能产生有效弛豫增强作用。

设计弛豫增强剂的基本原则是将顺磁离子结合到大分子上, 以使它的运动受到限制, 从而增大转动相关时间 τ_R 。而且, 在大多数情况下, 顺磁离子与大分子配位体螯合使 τ_R 增大产生的弛豫增强效应, 在一定程度上抵消了螯合物使距离 r 增大对弛豫的不利影响。顺磁离子与蛋白、细胞膜及其他大分子组织成分结合均可产生显著弛豫增强效果。

第三, 弛豫率与共振频率有关。弛豫率随共振频率的变化称为色散。弛豫率与频率的关系和相关时间关系密切, 相关时间与频率的关系是决定色散性的主要因素。低分子量顺磁性螯合物 τ_C 较短, 色散程度很小; 大分子顺磁性螯合物 τ_C 增大, 色散程度增大。更换与金属离子结合的配位体以加长相关时间 τ_C 可提高弛豫率的数量级。在与拉莫频率匹配的 τ_C 上弛豫速率最大。这个最适合的频率与大分子物质的化学组成和性质有关, 对锰和钆尤其是这样。同样剂量的锰或钆在不同的复合物中在 60 兆赫上可能不比在 21 兆赫上更

适合于弛豫增强。

τ_R 、 τ_S 和 τ_m (代表不同的过程) 对 τ_C 的相对贡献也随频率而改变。例如, 钆与免疫球蛋白 G 结合, τ_R 对 τ_C 的相对贡献在 10 兆赫上仅 10%, 但在 60 兆赫上增加为 50%。因为随频率升高转动相关时间的贡献增加而电子弛豫时间的贡献减小。因为工作在较高或较低频率, 对比剂有很不相同的特性, 这说明弛豫效应对环境或组织的化学和物理组成很敏感。本质上, 色散特性表明, 顺磁弛豫反映分子运动的动态特性, 而不是游离金属离子单独固有的特性。

以上主要从微观角度解释了顺磁对比剂产生弛豫增强的有关概念。在临床应用中, 更为关心的是对比度增强的实际效果。这一方面取决于对比剂本身增大弛豫率的能力, 另一方面还与对比剂的组织浓度, 成像序列参数等条件有关。

实验证明, 由于使用对比剂而增加的弛豫率 and 对比度浓度成正比。考虑到这一点。(6. 4) 和 (6. 5) 式可以写成如下形式:

$$\frac{1}{T_{1obs}} = \frac{1}{T_{1die}} + R_1 C \quad (6. 10)$$

$$\frac{1}{T_{2obs}} = \frac{1}{T_{2die}} + R_2 C \quad (6. 11)$$

其中, C 代表对比剂浓度, 单位为 mol/L (摩尔/升), R_1 和 R_2 代表单位对比剂浓度的 T_1 和 T_2 弛豫率, 单位为 $L \cdot mol^{-1} \cdot s^{-1}$ (升/摩尔·秒)。

首先, 上述公式表明, 组织固有弛豫时间越长, 加入顺磁对比剂后观测的弛豫时间缩短得越多。这样, 在固有弛豫时间相当长的组织区域, 顺磁对比剂能产生显著弛豫增强效应。对固有弛豫时间短的组织来说, 对比剂浓度的低度增加只能引起弛豫时间较小改变。这反映顺磁对比剂的高度间室特异性和组织特异性。其次, 上述公式可以解释: 为什么在比较低的顺磁化合物浓度上仅 T_1 明显缩短而 T_2 几乎不变。而在比较高的浓度上, 顺磁对比剂缩短 T_2 的作用趋于明显。下面举使用 Gd-DTPA* 为例来说明这一点。

在 0.5—1.5 特斯拉场强范围内, Gd-DTPA 的 $R_1 = 4.5 L/mmole \cdot s$, $R_2 = 6.0 L/mmole \cdot s$ 。假设, 组织固有 $T_1 = 1.0s$, $T_2 = 100ms$ 。那么, Gd-DTPA 的组织灌注浓度为 0.2mmol/L 时, 由公式计算的 $T_{1obs} = 526ms$ (缩短 47%), $T_{2obs} = 89ms$ (缩短 11%)。Gd-DTPA 的组织灌注浓度增至 2mmol/L 时, 计算的 $T_{1obs} = 100ms$ (缩短 90%), $T_{2obs} = 46ms$ (缩短 54%)。在较高浓度上 T_2 也显著减小。

不同对比剂浓度对影像对比度的影响最终决定于在不同浓度下产生的信号强度。因为 T_1 一般比 T_2 长得多, 一定对比剂浓度对 T_1 和 T_2 产生不同程度的影响, 而且, 因为 T_1 缩短和 T_2 缩短对信号变化起相反作用, 所以, 信号强度随对比剂浓度的变化具有图 6.1

* Gadopentetate dimeglumine

那样的非线性关系。这是 Gd-DTPA 影响假设的组织 ($T_1 = 600\text{ms}$, $T_2 = 80\text{ms}$) 的自旋回波序列 ($TR = 400\text{ms}$, $TE = 35\text{ms}$) 信号强度的模拟曲线。随对比剂浓度由低增高, 信号强度先是升高的趋势, 但达到最大后, 它又随浓度增加而减小。这是因为在低对比剂浓度下, T_1 缩短引起的信号增大居主导地位, 浓度增大导致信号上升; 而在更高浓度下, T_2 缩短引起的信号减小居主导地位, 浓度增大导致信号下降。

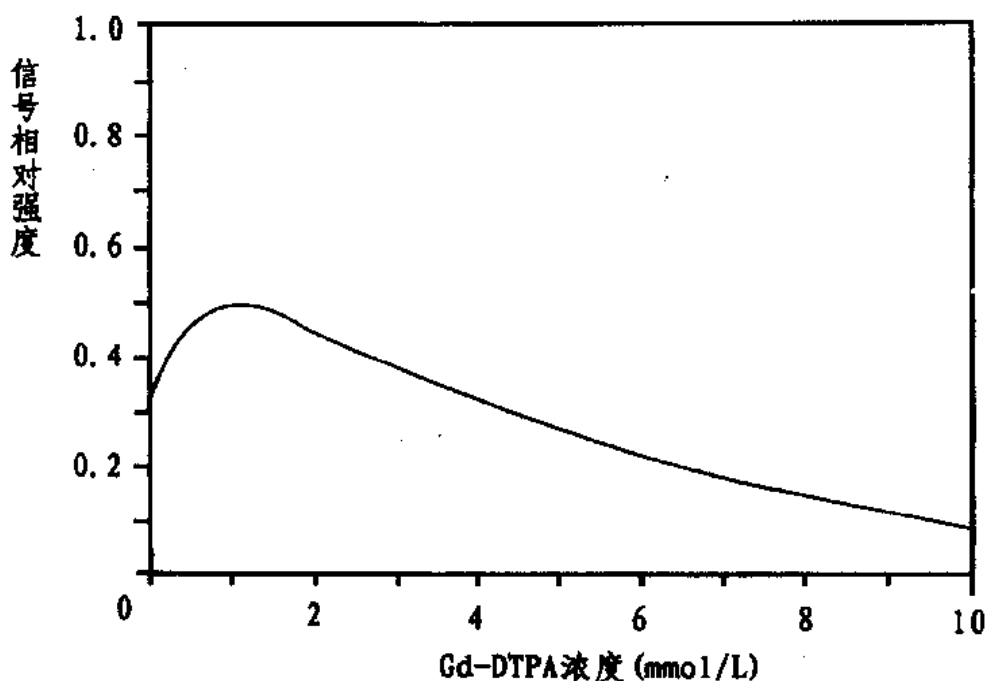


图 6.1 Gd-DTPA 浓度与组织的信号强度的模拟曲线。假设, 组织的 $T_1 = 600\text{ms}$, $T_2 = 80\text{ms}$, 采集信号的 SE 序列参数 $TR = 400\text{ms}$, $TE = 35\text{ms}$

如上所述, 顺磁对比剂同时引起组织的 T_1 和 T_2 时间缩短。 T_1 缩短使组织的信号增强, 而 T_2 缩短产生相反的作用。可见, 为了获得最大程度的阳性增强, 应当对 T_2 缩短的效应进行适当抑制, 而尽量加强 T_1 缩短的效应。在临床应用中, 这要求顺磁对比剂浓度适当低, 并且, 成像序列采用 T_1 加权 SE 序列或 IR 序列, 回波时间 TE 尽量短。

6.5 磁化率弛豫效应^[38,40-43]

磁化率与水的磁化率差别很大的物质, 尤其是磁化率非常高的物质进入组织, 将引起组织内局部磁场的非均匀性。水分子扩散经过这些区域时必然迅速发生自旋相位弥散, 从而使组织的横向弛豫时间 T_2 缩短。这种现象称为磁化率效应。通过其磁化率效应影响弛豫的物质称为磁化率弛豫增强剂。它们专门用于改变组织的 T_2 弛豫时间。超顺磁性和铁

磁性粒子，或大剂量高浓度顺磁对比剂，都可以产生磁化率效应。

虽然偶极-偶极相互作用对 T_1 和 T_2 都有影响，但是，影响 T_2 的主要因素是组织之间磁化率的差异造成的场的非均匀性（假定外加磁场是理想均匀的）。在一个体素内有磁化率不同的组织的情况下，因不同组织感应的磁场强度不同，不同组织的质子的共振频率不同。假设，磁化率随机分布的一体素内，磁化率的偏差量为 $\Delta\chi$ ，那么，这个体素的横向磁化强度的弛豫率

$$1/T_2^* = 1/T_2 + \gamma\Delta\chi B_0/2 \quad (6.12)$$

其中， γ 为质子的旋磁比， B_0 为外磁场强度。

另一方面，当水分子在磁化率不均匀的区域中扩散时，将引起不可逆转的附加自旋相位弥散，从而，横向弛豫过程被加速， T_2 弛豫时间被缩短。假设，不同的磁化率呈无规律分布，不同组织交界处存在无规律性的磁场梯度 G ，平均梯度为零，而梯度的方差为 $\sigma^2 G$ 。那么，由扩散所引起的弛豫率

$$1/T_2^{dif} = \frac{1}{3}\gamma^2 D \sigma G^2 \tau^2 \quad (6.13)$$

这里， D 是水分子的扩散系数， τ 是回波时间。

根据以上道理，当组织中引入磁化率对比度增强剂（如铁氧化物和镓的螯合物 DY-DTPA）时，用梯度回波序列采集信号存在 T_2^* 效应和扩散效应，用自旋回波序列采集信号存在扩散效应。结果，观测到的组织的 T_2 弛豫时间极大缩短。当磁化率对比剂存在于血管中时，由它们产生的弛豫率的改变比根据血液在组织中所占的体积比例预计的要大得多。这是由于磁化率对比剂引起的磁场非均匀性在血管内和血管外组织间隙之间建立起磁场梯度。水分子在这些组织间隙中扩散发生迅速的自旋相位弥散，并因此使 T_2 明显缩短。这个效应同被毛细血管占据的组织体积的比例有关，但是，它扩展的范围比毛细血管本身所占的组织体积更大。加之在梯度回波信号中，组织磁化率差异引起附加的相位弥散（ T_2^* 缩短）效应。所以，磁化率对比剂引起的信号减小在用梯度回波序列成像时更为显著。

超顺磁性氧化铁微粒是有效的磁化率对比度增强剂。氧化铁的电子自旋磁矩很大，能引起相当大的局部磁场非均匀性。并且，在超顺磁性铁离子和它周围溶剂的质子之间存在偶极-偶极相互作用，这既使纵向弛豫率增大，也使横向弛豫率增大。此外，氧化铁离子和周围介质之间的磁化率差异形成很大磁场梯度。水分子在含有这种对比剂的组织中扩散引起的自旋相位弥散，不可能被 180° 射频脉冲的作用完全逆转。扩散效应引起的 T_2 缩短与场强的四次方成正比；偶极-偶极相互作用在较高场强下减小。

测量的 T_2 时间与脉冲序列和回波时间有一定关系。扩散效应在自旋回波序列采集的不同回波上有不同程度的影响，对第二回波及其后面的回波的影响不如第一回信号显著。对相同的回波时间 TE，因扩散效应引起的信号减小在梯度回波成像时比自旋回波成像时大。由于梯度回波序列没有自旋回波序列中的相位重聚 180° 射频脉冲，也不能使磁化率

差异导致的静止质子的相位弥散消除。所有这些因素使梯度回波成像比自旋回波成像对磁化率效应更敏感，使用磁化率对比剂产生的 T_2 时间缩短更多，信号强度衰减更大。

最后，需要指出，磁化率对比剂在不同组织中的作用效果与对比剂在其中分布的间室的几何布局有关。因为这些间室的布局影响着磁场梯度的大小和方向，以及分子扩散的途径。例如，在血管内，即使对比剂平均浓度相同，磁化率对比剂的作用效力还受毛细血管间隙和截面大小影响。这样，不同组织之间或正常与异常组织之间，对比剂浓度和弛豫率的比例系数是变化的，这给组织浓度定量和流动特性测量增加了困难。

6.6 非经胃肠道用药的对比剂^[38,39,44,45]

1. 金属复合物

已获得广泛临床应用的非特异性对比剂是顺磁性金属离子的复合物。

过渡族和镧系金属元素的外层轨道上存在不成对的电子自旋，因而，它们具有顺磁性。它们出现在组织中时，对质子弛豫率和共振频率都会产生影响。电子自旋弛豫时间长的离子 (Gd^{+3} 、 Mn^{+3} 、 Fe^{+3} 和 Cr^{+3}) 主要影响质子弛豫时间、电子弛豫时间短的离子 (Hg^{+3} 、 Eu^{+3}) 主要影响共振频率。这些金属离子的电子自旋弛豫时间列在表 6.2 中。

表 6.2 电子自旋弛豫时间

类别	离子	自旋	电子自旋弛豫时间 (秒)
过渡族金属	Mn^{+2}	5/2	$10^{-8} - 10^{-9}$
	Cr^{+3}	3/2	$10^{-9} - 10^{-10}$
	Fe^{+3}	5/2	$10^{-9} - 10^{-10}$
	Mn^{+3}	4/2	$10^{-10} - 10^{-11}$
	Fe^{+2}	4/2	$10^{-10} - 10^{-11}$
	Cr^{+2}	4/2	$10^{-11} - 10^{-12}$
	Fe^{+3}	1/2	$10^{-11} - 10^{-12}$
镧系金属	Gd^{+3}	7/2	$10^{-8} - 10^{-9}$
	Eu^{+2}	7/2	$10^{-12} - 10^{-13}$
	Dy^{+3}	5/2	$10^{-12} - 10^{-13}$
	Ho^{+3}	4/2	$10^{-12} - 10^{-13}$
氧化氮			$10^{-7} - 10^{-8}$

金属的复合物是一种化合物，化合物中的金属阳离子和提供电子的配位体形成配位共价键。金属阳离子周围的空间称为配位空间或配位场，可供组成配位共价键的结合部位的数目称做配位数。过渡铁金属的配位数一般是6，镧系金属的配位数是6—8。金属的螯合物也是一种金属复合物。螯合物是一个中心原子和多齿配位体形成的一类环状化合物，具有特殊的稳定性。金属的螯合物中一个金属原子与一个多齿配位体组成多个配位共价键，这些共价键遵守动力学平衡关系，在金属原子和同一配位体之间的其他配位键维持复合物形式的同时，每个配位键可能不断地拆开和再形成。螯合这个术语表明金属—配位体组成的化合物的结构形式和这种结构所具有的极大的稳定性。采用螯合物的一个目的是通过它将顺磁质输送到生物组织中，螯合物从根本上减小了游离金属具有的毒性，并改善了溶解性，防止了在组织PH值上的沉积，还改变了金属离子的生物分布和消除的途径。

关于金属复合物的弛豫特性，这里以 Gd^{3+} 与配位体 DTPA (图 6.2) 螯合而成的 Gd-DTPA 为例来说明。Gd-DTPA 中，钆离子被包围在螯合物分子中心。 Gd^{3+} 的配位数是9，其中8个被配位体占据，余下的一个可供与邻近水分子进行快速交换。因为水分子能在非常小的距离上接近顺磁离子，所以，这种快速可逆性结合引起的弛豫率远大于未与中心的钆离子结合，但在其影响范围内的质子的弛豫率。同时，配位体 DTPA 的大分子降低了顺磁离子的转动速度，增加了偶极—偶极相互作用的相关时间，这进一步使质子弛豫速率加快。

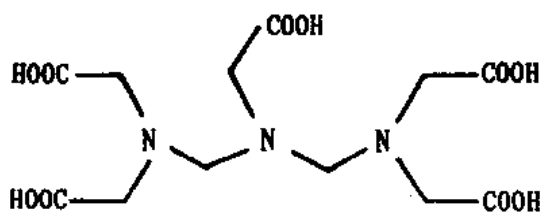


图 6.2 DTPA 的结构

因为金属螯合物分子中配位体包围了金属离子，并使金属离子的配位空间可供水结合的部位减少。所以，大多数顺磁金属螯合物的弛豫增强的有效性比游离金属离子的减小。为了达到相同的弛豫增强效果，所用的螯合物中的金属量要比用游离金属多几倍。例如，为了对血液产生相同的弛豫增强，使用螯合物 Mn-DTPA 时比使用锰离子时锰的数量增加三倍；对质子

弛豫产生相同增强作用的 Gd-DTAP 浓度是游离钆离子的二倍。

一般，金属复合物的稳定性与金属离子可供水结合的配位数成反比关系，因此，作为弛豫增强剂，它的稳定性和弛豫效力是相矛盾的。但是，因为对比剂在体内的稳定性和无毒性至关重要，所以，在螯合物研制和实际应用中优先考虑它的稳定性。

大多数镧系金属在 $10-20\mu\text{mol/kg}$ (微摩尔/公斤体重) 的剂量上有显著对肝细胞毒性，用药后几小时便出现镜检的脂肪变性或灶性坏死和其他毒性反应。镧系金属的螯合物改变了镧系金属的弛豫特性，并不再具有游离金属的毒性。由于钆的复合物转动运动相关时间适当，弛豫增强能力在镧系复合物中最高。钆的复合物在体内不分解，有良好耐受性

且能被有效消除。它们分布在细胞外，不能通过正常血脑屏障，经肾小球过滤，无改变地被吸收到尿中。Gd-DTPA 最早用于临床试验，是第一个不经消化道的 MRI 增强剂。它极其稳定，而且，有合理的可供水分子结合的配位数。Gd-DTPA 呈早期双肾清除和在膀胱中沉积特性。副作用有血压降低，异常肝功能化验胆红素含量增加（20% 患者）和血清铁升高（15—30% 患者）。不过，这些负反应可很快逆转。Gd-DTPA 是目前使用的最安全和最有效的 MRI 对比度增强剂。

第一过渡族金属，特别是 Mn^{+2} 、 Cr^{+3} 和 Fe^{+3} ，也是有效的弛豫增强剂。其中， Mn^{+2} 的电子自旋弛豫时间最长，最适合于弛豫增强。但是，游离的锰有不可接受的毒性，每公斤体重 $10\mu\text{mol}$ 的 $MnCl_2$ 即可产生钙阻断而引起心肌中毒。为了免除游离金属的毒性，过渡族金属同镧系金属一样，也需要经过整合处理。利用过渡金属的对比剂中，铁的化合物最可取。不经消化道用药的含铁对比剂是正铁的稳定螯合物。Fe-EHPG^① 和 Fe-HBED^② 有可接受的溶解性，毒性比较小并优先被肝胆管清除。Fe-HBED 的肝胆管清除比 Fe-EHPG 更完全、更有效，也是已知的最稳定的铁螯合物之一。Fe-EHPG 的卤化衍生物比 Fe-EHPG 有更好的溶解性和肝胆管清除特性。

2. 钆的窝穴体复合物

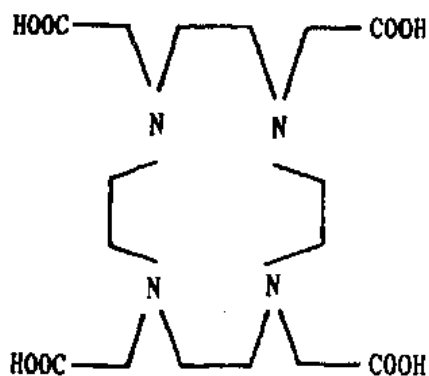


图 6.3 DOTA 的结构

作为对比剂，钆除了与螯合物 DTPA 的复合物外，还有与其他化合物的复合物，其中钆与窝穴体化合物的复合物最有希望。窝穴体化合物，如 DOTA^③（图 6.3），具有轴对称刚性结构，它们作为配位体与顺磁离子复合后有极大的稳定性。复合物 Gd-DOTA 具有类似 Gd-DTPA 的弛豫特性，但比 Gd-DTPA 更稳定，是适合于标记单克隆抗体和白蛋白这样的大分子的顺磁对比剂。因为注射这些化合物后，它们在肿瘤中要达到足够浓度可能需要几天时间。一旦这些大分子和 Gd-DOTA 之间的结合破裂，Gd-DOTA 会迅速被肾小球过滤清除，使游离钆离子产生毒性的可能性减小。对顺磁标记的单克隆抗体这一点特别重要。

3. 金属卟啉化合物

卟啉能有选择的被肿瘤保持，卟啉的许多合成物是水溶性的。金属卟啉化合物如 Mn

① ethylene hydroxy phenyl glycine

② hydroxy benzyl ethylene diamine

③ 1, 4, 7 triazacyclononane-N, N', N'', N''' tetraacetic acid

-TPPS^①、Gd-TPPS 和 Fe-TPPS 等都能被肿瘤组织摄取和蓄积,有可能用作肿瘤或抗原特异性对比度增强剂。实际上,Fe-TPPS 不能作顺磁对比剂用,因为,在 PH>6.0 时它失去顺磁性,而 Gd-TPPS 在血浆和水中都不稳定,有快速从血液中排泄的缺点。只有 Mn-TPPS 显示出适合的溶解性和弛豫特性。

4. 非离子型对比剂

经静脉注射用药的离子型对比剂,当注射液与血浆相比具有高渗透性时可能引起不良反应。非离子型顺磁对比剂 Gd-DO3A^② 与离子型对比剂相比渗透性最小。Gd-DO3A 具有刚性轴对称环形结构,与钆的窝穴体化合物类似。弛豫特性与 Gd-DTPA 和 Gd-DOTA 类似。它具有细胞外液分布特性,适用于血脑屏障遭破坏的颅内病变的对比度增强,也可用于肾功能的 MRI 增强检查。Gd-DO3A 衍生物易于合成,通过这个途径有可能获得新的适用于肝胆管和心肌的对比度增强剂。

5. 磁化率对比剂

磁化率对比剂通过缩短正常组织的 T₂ 时间削减正常组织的信号强度,从而使正常的和异常的组织形成明显对比。这类对比剂通常是用顺磁材料制备的胶体和微脂粒及微粒形式的氧化铁。它们适用于网状内皮组织,并可通过载体输运系统到达其他组织。

锰的氯化物胶体可能完全被网状内皮组织的吞噬作用浓缩,在肝脏产生对比度增强,未发现毒性反应。小于 2μm 的钆氧化物微粒能迅速有效加快肝、脾组织的弛豫而产生网状内皮组织的对比度增强,但对肝脏有毒性。

微脂粒作为对比介质的载体用于肝脏和脾脏的增强 MRI。0.5—1μm 大小的微脂粒可靶向性被肝囊肿吸收,更大一点的被网状内皮系统吸收。亚铁盐中,大小在 0.5—1μm 的超顺磁性氧化铁 (Fe₃O₄) 的微脂粒主要被肝脏和脾脏的网状内皮细胞吞噬,磁化率效应有选择地引起这些组织的 T₂ 缩短(对 T₁ 作用甚小或没有影响)。在 T₂ 加权影像上,肝脏和脾脏的正常组织信号极大减小甚至消失,而肿瘤组织和转移淋巴结由于缺乏吞噬细胞,超顺磁性铁粒子分布很少,MR 信号减小不明显。结果,正常与异常组织之间存在显著的信号差。氧化铁微脂粒的临床用量为 10—20μmol/kg,注射后一小时产生最大对比度增强。

微脂粒是被脂质体双分子层包封的顺磁离子或其螯合物。它们可能被网状内皮组织长期保持,它们对人体的毒性尚待进一步研究。

6. 钆标记的白蛋白

Gd-DTPA 和 Gd-DOTA 经静脉注射后产生从血管内间室到血管外间室的分布,被肾小球过滤排泄到尿液中。将这些螯合物通过共价键结合标记到白蛋白分子上所形成的化

① tetrakis (4-sulfonatophenyl) porphyrins

② 1, 4, 7-triscarboxymethyl-1, 4, 7, 10-tetraazacyclododecane

合物,被限制于血管间室内分布,在血管间室内保持时间可达 60 分钟。这样的化合物作为对比剂可用于器官或肿瘤的灌注研究。从理论上说,这种化合物因没有通过毛细管的可能性,它作为非扩散性血池对比剂比扩散性对比剂优越。

Gd-DTPA 标记的白蛋白在临床应用中有可能会确定器官或肿瘤的灌注、血液容量,心肌和肾脏局部缺血,以及栓塞性疾病诊断。

7. 氧化氮自由基

氧化氮自由基是不同于上述对比剂的另一类顺磁对比剂,包括氮杂环氧化氮和四次甲基亚胺氧化氮,因为氧化氮分子轨道上有不成对电子自旋而具有顺磁性。与某些金属离子相比,氧化氮自由基是不太有效的弱弛豫增强剂,因为它们磁矩小。但是,它的电子自旋弛豫时间 10^{-6} 秒比所有的顺磁质的长,并且,可以通过形成大分子衍生物来减缓分子运动而进一步提高弛豫效率。

氧化氮自由基有可能被用作血管内对比剂。因为它易于和其他分子发生合成反应,有可能用它很方便地对某些生物分子进行标记。

这类对比剂在体内不很稳定,可还原为非顺磁性的羟胺;自由基还有潜在致癌作用。在正式投入临床应用之前,这类对比剂尚需通过大量安全和有效性试验。

6.7 口服对比剂^[38]

口服对比剂用于腹部 MR 成像的对比度增强,以清楚描绘胃肠道和邻近实质脏器或病灶间的解剖关系,并显示胃肠管壁的结构。

口服阳性对比剂主要有枸橼酸铁铵和 Gd-DTPA、Gd-DOTA 等。经口服或灌肠给药。枸橼酸铁铵经口服后在胃和十二指肠产生高强度信号,直肠给药后在远端结肠产生信号增强。顺磁对比剂 Gd-DOTA 和 Gd-DTPA 虽然可用,但是,它们在胃中可溶解,引起游离钆被吸收的问题。

有较好耐受性及安全性的阴性口服对比剂是小于 50 纳米的超顺磁氧化铁粒子剂,通过磁化率效应引起对比度增强。含氟的锌基溴化物 ($C_8F_{17}Br$) 分子中,因氢原子被氟取代而不含氢原子。将这种物质用作 MR 对比剂,它在所有成像序列中的影像上均呈低信号。经口服后它能迅速通过肠道,在 30 分钟时间内可达到结肠,因此,能在整个胃肠道产生对比度增强作用。

使用口服对比剂可以改善对腹部病变诊断的准确性。但是,另一方面,对 MR 影像上引起信号增强的阳性对比剂来说,由于含这种对比剂的肠道的蠕动会产生运动伪影,在 T_2 加权影像上往往易于将病理异常组织的高信号与伪影混淆。

6.8 Gd-DTPA 的临床应用^[44-45]

1. Gd-DTPA 的适应症

Gd-DTPA 是专门为磁共振成像研制的对比度增强剂，化学名为钆喷替酸二葡甲酸盐，商品名为马根维显。药剂浓度为每毫升马根维显含 Gd-DTPA 496 克或 0.5 摩尔/公升。包装规格有每安瓿 4.7 克/10 毫升，7.0 克/15 毫升，0.4 克/20 毫升三种。经静脉注射用药，对血脑屏障破坏的解剖区域和其他非脑原性颅内和髓内病变产生对比度增强作用，以提供比常规非增强影像更多的诊断信息。

在颅内 MR 成像方面，Gd-DTPA 用于进一步诊断影像怀疑的脑膜瘤、神经鞘瘤、浸润性肿瘤和转移瘤；显示小肿瘤和等强度肿瘤、术后或放疗后可疑的肿瘤复发；鉴别显示少见的血管网状细胞瘤、室管膜瘤和小垂体瘤；改善对非脑原性肿瘤扩散范围的确定。在脊柱 MR 成像方面，施用 Gd-DTPA 以鉴别髓内和髓外肿瘤；显示实质性肿瘤大小和髓内肿瘤范围。

在身体其他部位或器官，包括面颅、颈部、胸腔、腹腔、妇女乳房、盆腔等的成像方面，使用 Gd-DTPA 能特别提供以下诊断信息：

显示或排除肿瘤、炎症和血管病变

确定病变的范围和界限

鉴别诊断病变的内部结构

确定正常和病变组织的循环状态

鉴别诊断治疗后的肿瘤和癌组织

识别椎间盘术后的再脱出

结合解剖器官诊断评估肾功能

Gd-DTPA 的注射剂量，二岁以上儿童和成人为 0.2mmol/kg 体重。它在人体内有良好耐受性，仅极少病例有轻度局部或全身不良反应。用药后 24 小时 Gd-DTPA 几乎完全从体内消除。妇女怀孕期间施用 Gd-DTPA 的安全性未经验证，这些患者的 MRI 增强检查要慎重。

2. Gd-DTPA 的正常和异常分布及排泄

经静脉注射后，Gd-DTPA 在血管和细胞外间室循环，绝大部分经肾脏浓缩，无改变地排泄在尿中，只有小部分可能经胃肠道排泄。

在中枢神经系统，Gd-DTPA 不能通过正常血脑屏障。灰质的血管分布与白质不同，灰质中 Gd-DTPA 的浓度较白质中的高。脑内无血脑屏障的区域，如脉络膜丛可显示对比剂引起的信号增强，但其他组织，如大脑镰不显示增强。1, 2 颈椎后的正常硬膜显示不定增强，大概是这一区域静脉丛改变的反映。

中枢神经系统之外的人体软组织中，Gd-DTPA 分布在血管和细胞外间室，生物分布符合二室模型。

在病理条件下，首先考虑的是血管改变对 Gd-DTPA 分布的影响。如果血管闭塞，Gd-DTPA 便不能到达与闭塞血管有关的组织。病变组织的血流量增大可导致 Gd-DTPA 局部输送较快，组织浓度增加。但是，流动效应根据所用成像序列也会引起某种程度的信号改变。其次是考虑血管的通透性。如前所述，Gd-DTPA 一般不能通过血脑屏障。但是，在许多病理条件下，如肿瘤、感染和脱髓鞘症，因血脑屏障遭到破坏，Gd-DTPA 就可以透过它并积累在血管外。中枢神经系统之外，毛细管也可能异常地通透性增高，血管外细胞间室的对比剂浓度将随之而升高。肾脏是唯一能浓缩 Gd-DTPA 的器官。若肾脏不能浓缩 Gd-DTPA，这可能说明肾功能衰竭。

3. Gd-DTPA 对弛豫时间的影响

Gd-DTPA 的对比度增强作用的实质在于它使不同组织的 T_1 和 T_2 产生不同程度的缩短，或者不同组织的弛豫率 $1/T_1$ 和 $1/T_2$ 不同程度的增大。弛豫率的增大与 Gd-DTPA 的浓度成正比。 T_1 或 T_2 的绝对值越大，Gd-DTPA 引起的弛豫率的变化也越大。因为所有组织的 T_1 总大于 T_2 ，所以，所有组织的 T_1 减小的幅度比 T_2 减小的幅度大。

以上所述可以概括地说，Gd-DTPA 在各种组织中的浓度不同，它所引起的这些组织的 T_1 、 T_2 缩短的程度不同；各种组织固有的 T_1 、 T_2 值不同，Gd-DTPA 使它们发生改变的程度不同。

4. Gd-DTPA 增强 MRI 的成像序列。

Gd-DTPA 的对比度增强作用，不仅要由它如何改变组织的 T_1 、 T_2 方面理解，而且，要从这种改变对成像序列中信号强度的影响方面理解。使用 Gd-DTPA 的对比度增强 MRI 可以采用 SE 序列、IR 序列和梯度回波序列。无论对哪种序列来说， T_1 缩短和 T_2 缩短起相反的作用。 T_2 缩短使信号强度减小； T_1 缩短使信号强度增加。对于深度 T_1 加权的成像序列，后者的作用居主导地位；对于深度 T_2 加权的成像序列，前者的作用居主导地位。需要强调的是，通过缩短 T_1 增加信号强度受到 T_2 缩短的制约。因为，Gd-DTPA 浓度较低时，浓度增加， T_1 进一步缩短，而且对信号变化产生压倒 T_2 缩短所起的作用，所以，信号强度随浓度增加而升高，但当对比剂浓度超过一定值时， T_2 缩短引起信号减小的作用将压倒 T_1 缩短引起的信号增加。

在 Gd-DTPA 的临床应用中，通常采用 T_1 加权 SE 序列成像。如果取 $TR \leq 600\text{ms}$ ， $TE \leq 30\text{ms}$ ，可以得到最大对比度增强。在较低磁场（0.5 特斯拉）中，用较短 TR （ $\leq 250\text{ms}$ ）和 TE （ $< 28\text{ms}$ ）采集信号，尽管肿瘤能被增强，但解剖细节描绘欠佳。场强较高时（ ≥ 1.0 特斯拉），较短 TE （ $\leq 17\text{ms}$ ）可使 T_1 灵敏性和 T_1 加权程度改善，从而，Gd-DTPA 引起的对比度增强显著提高。

虽然，在 T_2 加权 SE 影像上也能看得到 Gd-DTPA 引起的对比度增强，但这是一般是

这样一些肿瘤，它们在非增强的 T_2 加权影像上没有强度变化或强度变化很小，如脑膜瘤或非坏死的脑垂体瘤。对相同的 T_2 加权成像参数，较高磁场中的增强更显著。

最能突出 Gd-DTPA 引起的对比度增强的成像序列是反转恢复 (IR) 序列。当 IR 序列的反转时间 TI 小于未被 Gd-DTPA 缩短的 T_1 而大于被缩短后的 T_1 时，对比度增强的程度最大。在肿瘤被水肿包围或肿瘤与脑池相邻的情况下，深度 T_1 加权的 IR 序列获得的 Gd-DTPA 增强影像对肿瘤的显示最佳。但是，如果病变在脑实质内，周围水肿很少，病变可能与邻近的白质的高信号混在一起。总的来说，使用 Gd-DTPA 进行对比度增强时，用反转恢复序列成像既能清晰地描绘肿瘤，又能准确地描绘与肿瘤伴随的水肿。

Gd-DTPA 增强成像用梯度回波序列，所显示的对比度增强程度与 T_1 加权 SE 序列相当。但是，梯度回波序列成像可极大减少成像时间。

下面介绍几幅临床影像

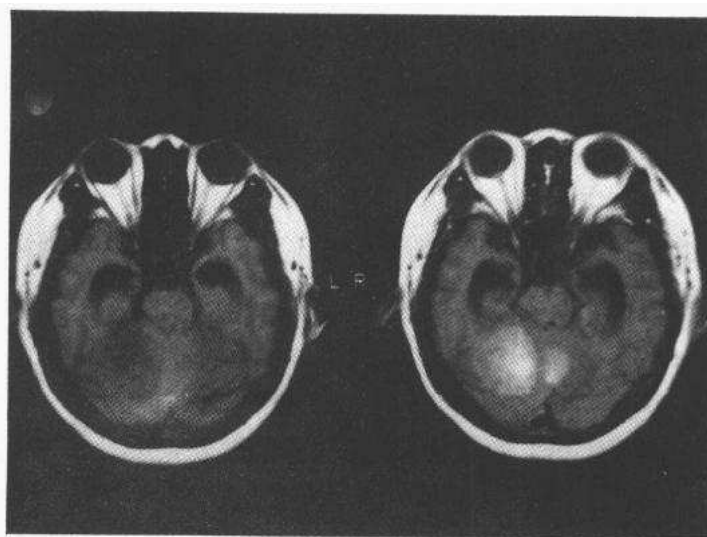


图 6. 4 注射 Gd-DTPA 前 (左) 和注射 Gd-DTPA 后 (右) 采集的同一层面的头部横断影像 (SE 500/30)。

图 6. 4 是一患者的 T_1 加权 SE 序列影像 (SE 500/30)，说明 Gd-DTPA 的弛豫增强作用。左边的一幅是注射 Gd-DTPA 前采集的非增强影像，右侧小脑半球的病变区域呈低信号；右边的一幅是注射 Gd-DTPA 后采集的增强影像，病变区域呈高强度信号。这显然表明 Gd-DTPA 使病变组织的 T_1 弛豫时间比正常组织的 T_1 弛豫时间显著变短，因而，病变组织信号明显升高，病变组织与正常组织之间产生明显的对比度增强。

图 6. 5 和图 6. 6 是另外两个患者的 Gd-DTPA 增强影像。两图中左边的都是 T_1 加权 SE 序列影像 (SE 500/30)，右边的都是 IR 序列影像 ($TR/TE = 1500/30$, $TI = 600ms$)。从图 6. 5 和图 6. 6 都可以观察到 Gd-DTPA 引起的左侧额叶病变组织的信号增强。同时可以发现，IR 序列影像与 T_1 加权 SE 序列影像相比，IR 序列影像上灰质和白

质之间的对比度分明，病变组织与脑实质之间的对比度更显著，对病变周围的水肿显示特别清晰。

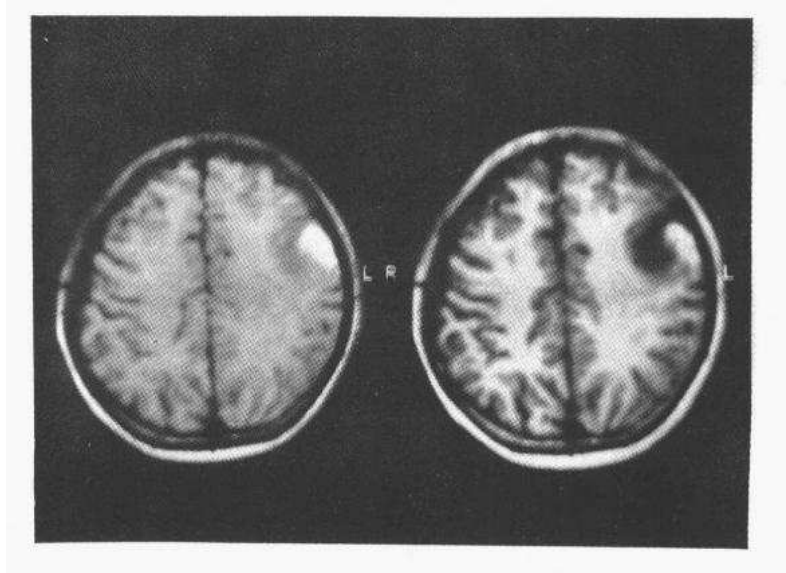


图 6. 5 有胶质瘤的大脑 Gd-DTPA 增强影像： T_1 加权影像（左，SE 500/30）和 IR 影像（TR/TE=1500/30，TI=600ms）的比较。

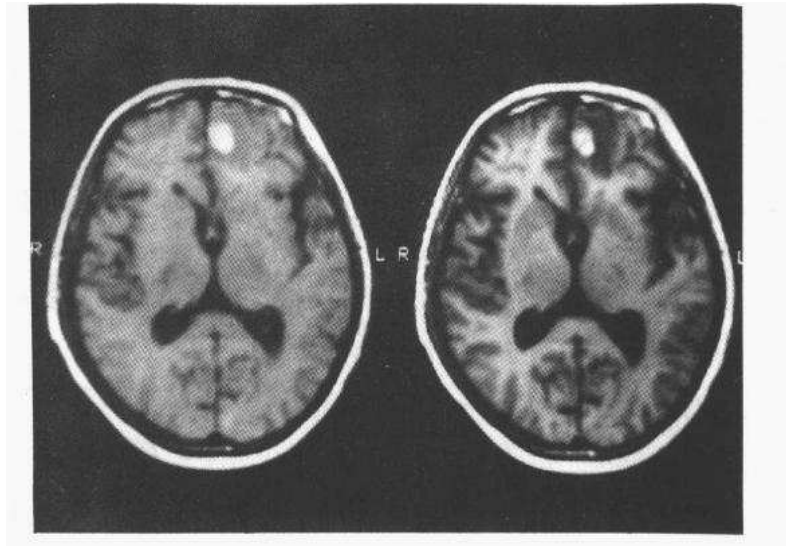


图 6. 6 有转移瘤的大脑 Gd-DTPA 增强影像： T_1 加权影像（左）和 IR 影像（右）的比较，条件与图 6. 5 同。

5. 影响 Gd-DTPA 增强效果的因素

使用 Gd-DTPA 的增强 MRI，目的是为诊断提供非增强 MRI 得不到的生理和病理信息，如关于血脑屏障的完整性、肿瘤的血管分布、肾脏的排泄功能等。影响对比度增强的

实际效果的因素有注射剂量,从注射结束到检查开始的时间,脉冲序列的选用等。

Gd-DTPA 的注射剂量,目前的标准是二岁以上儿童和成人每次用药 (0.1—0.2) mmol/kg 体重。因为 Gd-DTPA 通过血脑屏障的输运需要一定时间,一般,在注射后 4—8 分钟组织分布浓度达到最大,约在之后的 50 分钟时间内下降很慢。所以,注射后延迟一定时间开始采集数据可能比注射后立即采集有更好的增强效果。检查血管丰富的病变组织,可在注射后立即开始数据采集,而不要延迟成像序列开始执行的时间。

任何一个成像序列都不可能提供全部有价值的信息。Gd-DTPA 增强 MRI 一般采用 T_1 加权 SE 序列。但是,为了获得对恶性肿瘤增强程度高的影像,采用 IR 序列最适合。为了显示最大病变范围,可以采用 T_2 加权序列。

由于许多病变的 T_1 和 T_2 增大,而 Gd-DTPA 使 T_1 和 T_2 减小。所以,很有可能在使用 Gd-DTPA 后使病变组织的 T_1 和 T_2 与正常组织的 T_1 和 T_2 相差无几,这反而使病变与正常组织之间的对比度变得不明显。

Gd-DTPA 也对流动效应、化学位移和磁化率产生某些影响,但这一般没有多大临床意义。比较值得注意的是流动缓慢的血液,它的信号强度可能会因 Gd-DTPA 引起的 T_1 缩短效应而显著增大。

6. Gd-DTPA 增强 MRI 的临床观察结果

Gd-DTPA 是最早应用于 MRI 的顺磁对比剂,现在广泛用于大脑和脊髓的病理改变,尤其是肿块的诊断。神经系统以外的应用主要是诊断肝脏的病理改变、骨和软组织肿瘤等。下面列举一些疾病,简要说明 Gd-DTPA 增强 MRI 对这些疾病的临床观察结果。

1) 脑膜瘤

脑膜瘤比较常见,是颅内可治疗的肿瘤之一。虽然,脑膜瘤的 T_1 和 T_2 在很多情况下变长,但是,许多脑膜瘤与白质相比仅显出 T_1 略微增大, T_2 在正常脑组织的数值范围。因此,在 T_2 加权 SE 影像上,这些脑膜瘤仅可能根据它们的间接征象,如占位效应,或者根据邻近组织的水肿被发现。这既缺乏灵敏性,又缺乏特异性。这种情况下,最好是施用 Gd-DTPA 进行对比度增强成像。具体办法是在施用对比剂前后重复执行这样两个成像序列:一个是对某些脑膜瘤不敏感,对弛豫增强也不敏感的深度 T_2 加权 SE 序列,另一个是 IR 序列或 T_1 加权 SE 序列。 T_1 加权序列能清楚显示解剖细节,并且,为施用 Gd-DTPA 的对比度增强提供敏感性。Gd-DTPA 引起的脑膜瘤信号的改变(与白质和灰质比较),在 IR 影像上最大, T_1 加权 SE 影像其次,在 T_2 加权 SE 影像上变化最小。肿瘤与上矢状窦邻近的情况下,施用 Gd-DTPA 后可观察到肿瘤、邻近的硬脑膜和硬脑膜窦粘膜的信号增强。硬脑膜窦受累被增强显示对制定手术方案特别有帮助。大片脑膜瘤在未增强的影像上与相邻脑组织分界不清,在增强后的影像上肿瘤与水肿之间有明确界限。

2) 听神经瘤

听神经瘤生长在内耳道和桥小脑角。同脑膜瘤一样,听神经瘤通常显示 T_1 和 T_2 增

大。但是,某些变异的听神经瘤的 T_1 和 T_2 均在正常值范围。常规 T_2 加权序列成像能显示耳蜗和半规管,对 T_2 无显著增大的肿瘤显示不清。 T_1 加权序列影像通常能够清楚描绘这些肿瘤。

诊断大多数听神经瘤可不必用 Gd-DTPA 进行对比度增强,只有两种情况例外。一种情况是病变很小,搞不清是否肿瘤,或者仅仅是一个伪影。一种情况是手术后,因手术本身和术后改变造成组织层次未保持原状,影像解释遇到麻烦。

3) 颅内其他良性肿瘤

颅内其他良性肿瘤,如脑垂体瘤、颈静脉血管球瘤和表皮样瘤等,它们有的相对于脑组织仅显出微小的 T_2 增大。施用 Gd-DTPA 后进行 MR 成像可使这些肿瘤发生对比度增强,对临床诊断提供有用信息。

4) 恶性肿瘤

肿瘤和水肿的 T_1 和 T_2 都比正常组织增大。大块肿瘤与水肿通常容易区分,但微小的扩散灶难以辨认。在非增强成像时,一般通过采用多个不同成像序列来增大使肿瘤与水肿分离的机会。

利用 Gd-DTPA 进行增强成像,能使严重恶性肿瘤呈现各种形式的明显的对比度增强,如斑状、线状、环形和中央形。增强程度随 Gd-DTPA 剂量增加而增大。许多恶性肿瘤的弛豫增强可持续一小时以上时间。

乳腺癌脑转移在 IR 序列影像上显示很高的对比度增强。在 T_2 加权 SE 影像上增强不明显,但显示出的病变范围更大。有些脑转移瘤呈现边缘增强,病变中心的低灌注区域不出现增强,在这种情况下,肿瘤边缘之外的水肿区域增强明显,这表明肿瘤浸润。CT 增强检查仍辨认不出的肿瘤,利用 Gd-DTPA 进行增强 MR 成像,对指导组织活检极为必要。

5) 脑血管瘤

动静脉畸形的 MR 影像有不定形状,在其中缓慢流动的血液会因 Gd-DTPA 的作用而信号增强,流动迅速的血液可能不出现增强。巨型动脉瘤边缘呈环形增强,大概是血管滋养管增生的反映。

6) 脱髓鞘病

多发性硬化是 MRI 的一个重要适应征。使用 Gd-DTPA 有可能对特殊病变的活动性作出评估,但使用 Gd-DTPA 不会改善 MRI 的灵敏性,因为,多发性硬化的个别病灶会出现增强,其他的并不出现增强。

7) 感染性病变

能清楚区分灶性颅内感染和其他占位病变的特征目前还没有找到。环形增强是脑脓肿的显著特征,但脑脓肿和其他颅内感染也可能呈现别的增强形式。一般说来,Gd-DTPA 引起的对比度增强可以改善对病变的定位,也能对临床表现不明显的活动病变提供有诊断

价值的信息。

8) 眼眶

眼眶的 MR 影像比 CT 影像有很多优点。MR 成像对水晶体不产生辐射伤害，软组织对比度高，能显示视神经管内的视神经。用 Gd-DTPA 进行增强成像可以观察到非增强影像看不见的病变。

9) 鼻咽

鼻咽粘膜有丰富的血管，在施用 Gd-DTPA 获得的 MR 影像上显示相当高的对比度增强。鉴别鼻咽内肿瘤和其他病理改变必须搞清病变的增强和正常粘膜增强之间的差别。

10) 脊髓

脊髓内的实质性病变在非增强 MR 影像上便可观察到。使用 Gd-DTPA 进行增强成像的目的在于显示延髓病变、分离肿瘤和水肿、描绘转移扩散的范围。在区分复合性脊髓空洞症与囊肿或伴随肿瘤的空腔有困难的情况下，利用 Gd-DTPA 进行对比度增强显得很有必要。

11) 胸部

使用 Gd-DTPA 后进行 MR 成像可增强显示纵膈肿块和邻近的肺脏脉管。心肌梗塞区域的边缘是否出现增强，取决于梗塞时间的长短、梗塞周围心肌层的灌注状况及受侵袭的肌肉的性能。利用 Gd-DTPA 区分良性肿瘤和恶性肿瘤虽有困难，但在区分胸内纤维病变和新生物方面很有价值。

12) 肝脏

经静脉注射 Gd-DTPA 后立即对肝脏成像，正常肝实质显示明显增强。随着 Gd-DTPA 的重新分布和排泄，增强逐渐减弱。肝肿瘤显示不定增强，虽然可能出现肿瘤比正常肝脏信号强的情况，但往往增强的一部分肿瘤与周围肝实质呈相等强度。这种情况不易在坏死和其他肿瘤区域之间形成清晰界限，不易提供准确的肿瘤位置，以及难以将门静脉和扩张的肝胆管分开。血管瘤的增强有明显特征，信号强而且呈向心性。

13) 肾脏

Gd-DTPA 在肾脏被浓缩，引起肾皮质和肾髓质之间分明的信号差别。在收集系统，Gd-DTPA 的浓度常足以使尿液的 T_2 减小效应超过 T_1 减小效应，使得用各种序列采集的信号差不多消失。但对比剂的用量比常用剂量小时，收集系统可出现信号增强。

14) 盆腔

盆腔肿瘤可通过 Gd-DTPA 增强 MRI 检查

对盆腔成像可观察到 Gd-DTPA 在尿中的特别分布。浓缩了 Gd-DTPA 的尿位于膀胱最低部，形成无信号带；正常尿液大体浮在最上部，形成低信号带；低信号带和无信号带之间因 Gd-DTPA 浓度适当形成信号增强带。这种现象恰好说明 Gd-DTPA 组织分布浓度过高反而使信号减小。在这里，低信号的衬托使膀胱壁显示得更清晰。

15) 肌肉骨骼系统

Gd-DTPA 用于肌肉骨骼系统成像,能对骨肉瘤产生有效的对比度增强,这有助于准确确定肿瘤范围以进行活检。虽然,病变范围一般不用对比剂就可以显示清楚,但在有感染的情况下,为了使病变范围描绘得更真实,最好使用 Gd-DTPA 后进行对比度增强成像。

第七章

磁共振成像系统的主要物理部件和系统的使用

磁体、梯度场线圈和射频线圈是 MR 成像系统的重要物理部件。它们的主要技术性能参数是磁场强度、磁场均匀度、磁场稳定性、边缘场的空间范围、梯度场的强度和线性度、射频线圈的灵敏度等。成像系统的主要用户功能是数据采集、影像显示和影像分析等。解释这些参数或功能的有关概念是本章的关键内容。

7.1 前言^[51]

磁共振成像系统有以下基本组成部分：

1. 产生磁场的磁体和磁体电源
2. 梯度场线圈和梯度场电源
3. 射频发射/接收机
4. 系统控制和数据处理计算机
5. 成像操作和影像分析工作台
6. 活动检查床

这些部分之间通过控制线和数据线及接口电路联接起来组成完整的系统。这里不对系统全面的技术问题进行深入讨论，而只从实际应用的角度出发，着重讨论对磁共振成像和影像质量有决定性作用的物理部件，介绍它们的工作原理、特性和技术指标。这些物理部件，指产生磁场的磁体、产生梯度场的梯度场线圈、用于射频发射和信号接收的射频线圈。另外，MR 成像设备必须有为用户提供的软件程序。用户通过操作系统的终端利用这些程序，根据需要进行影像采集、影像显示和影像分析。本章的第二个重要内容就是从使用角度介绍用户操作系统功能的基本轮廓，说明影像采集的具体步骤，以及影像显示和影像分析功能的任务。并且，从技术角度着重解释与这些方面有关的主要概念。

7.2 磁体^[52,53]

7.2.1 磁体的性能参数

产生磁场的磁体是 MR 成像系统的核心。磁场的主要技术指标是磁场强度、磁场均匀度、磁场的时间稳定性和边缘场的空间范围等，它们对影像质量有重要影响。

1. 磁场强度

MRI 所用的磁场强度从 0.02 特斯拉到 4 特斯拉，范围相当宽。因为生物组织中含有大量质子，而且，质子的旋磁比大，所以，即使很低的磁场也能实现质子磁共振成像。但是，磁场强度越高，组织的磁化强度越大，产生的磁共振信号越强。在一定范围内，磁场强度越高，影像的信噪比越大，因信噪比近似与磁场强度成线性关系。磁共振频谱分析和化学位移成像要求的频谱分辨率很高，只能用磁场很强的系统进行。高磁场也有不利因素，主要是在高磁场条件下，射频频率高，人体对射频能量的吸收增加，射频对人体的穿透能力减小，以及因水和脂肪之间不同的化学位移引起的伪影影响不可忽略。

磁共振成像用的磁体有永久磁体、常导磁体和超导磁体三种。目前，大多数 MR 成像系统采用超导磁体，场强低的工作在 0.3 特斯拉，场强高的工作在 2.0 特斯拉。

2. 磁场的均匀度

磁共振成像需要均匀度很高的磁场。非均匀磁场引起一个体素内质子共振频率范围加宽。在成像区域范围内的磁场均匀度是决定影像的空间分辨率和信噪比的基本因素。磁场均匀度还决定系统最小可用的梯度强度。

磁场均匀度的定义是，成像范围内两点之间磁场强度的最大偏差 ΔB 与标称磁场强度 B_0 之比，一般要求为百万分之几 (ppm)。根据拉莫方程，磁场均匀度也可等价地用两点之间的最大频率差 Δf 与中心频率 f_0 之比定义。例如，如果 1.0 特斯拉的磁场在 40 厘米直径球体范围内测量的最高和最低频率分别为 42.580426 兆赫和 42.579824 兆赫，那么，该磁场的均匀度近似为 $60\text{Hz}/42.58\text{MHz} \approx 14\text{ppm}$ 。

磁场均匀度由磁体本身的设计和具体的外部环境决定。磁场均匀度与磁体类型有关。一般，要求磁体的成像区域越大，所能达到的磁场均匀度越低。

兼有化学位移频谱分析和成像功能的 MR 系统，要求能鉴别不同原子位置上极小的频率偏移，即能够分辨非常靠近的空间谱线，需要的磁场均匀度更高。

3. 磁场稳定性

磁场稳定性是衡量磁场强度随时间而漂移的程度的指标。在成像序列周期内磁场强度的漂移对重复测量的回波信号的相位有影响，并引起影像失真和信噪比降低。磁场稳定性与磁体类型和设计质量有关。需要磁体电源的常导磁体，磁场稳定性取决于电源的稳定性。永久磁体的稳定性主要受环境温度变化的影响，因为温度变化会引起磁体几何参数的

改变。超导磁体不存在上述问题，在三种磁体中稳定性最好。1.0 特斯拉场强的超导磁体的稳定性在 0.1ppm/小时（4 赫/小时）以上。

铁磁性物体或金属物体在磁体周围的边缘场中移动会对磁体内部的场强产生扰动，从而破坏磁场的稳定性，破坏的程度同这些物体的质量大小及它们离磁体的远近有关，要对这些物体允许接近磁体的距离，根据边缘场延伸的范围大小加以限制。

4. 边缘场的空间范围

边缘场指延伸到磁体外部的磁场。边缘场延伸的空间范围与磁场强度和磁体孔径大小有关。边缘场有可能对在它范围内的电子仪器产生干扰，这些电子仪器也通过边缘场对内部磁场的均匀度产生破坏作用。减小边缘场的途径是采用有源或无源屏蔽措施。有源屏蔽是在磁体线圈中加一组线圈，用它产生的磁场抵消掉磁体线圈产生的外部磁场。无源屏蔽是在磁体周围用铁磁性材料建一个围墙，限制外部磁场的延伸。即使采取了屏蔽措施，仍然要限制移动的金属物体与磁体接近的距离。

7. 2. 2 常导（电阻）磁体

1. 常导磁体线圈

电流从中流过的普通导体周围存在磁场，电流的强度、电流流通过径的几何特性决定所建立的磁场的强度、方向和空间均匀度。从理论上说，将载流导体沿圆筒表面绕成无限长螺线管，螺线管内就建立起高度均匀的磁场（图 7. 1）。将载流导体紧密安排在一个球形表面上形成均匀分布的电流密度，球形表面内部的磁场也是高度均匀的（图 7. 2）。因为磁体实际只能采用有限的几何尺寸，而且，必须有供人体进出的进出口，所以，实际磁体线圈只能采用与理想结构近似的形式。



图 7.1 无限长的线管内的均匀磁场

无限长螺线管的近似结构是有限长度的螺线管，它靠圆柱对称的几何形状建立螺线管内部的均匀磁场。实际上，均匀磁场只能建立在螺线管中一个长度有限的区域。增加螺线管两端导线的匝数可以扩大这个均匀区域的范围。也可以在螺线两端与它同轴地各附设一个半径稍大的薄线圈，利用这两个辅助线圈电流的磁场抵消螺线管中心两侧磁场随轴向位置的变化（图 7. 3）

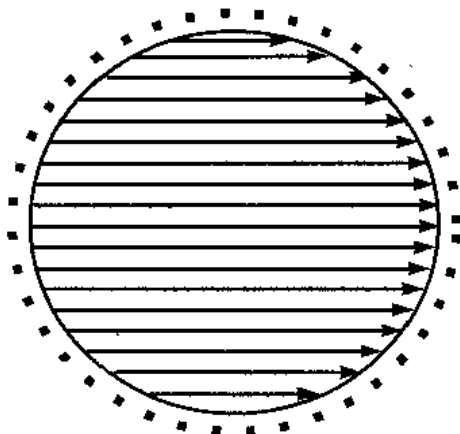


图 7.2 球形表面上的均匀电流密度建立的内部均匀磁场

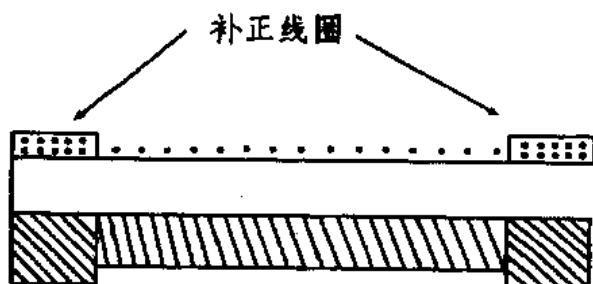


图 7.3 有校正线圈的有限长螺线管

球形磁体线圈的最简陋的近似形式是霍尔姆兹 (Helmholtz) 线圈。这是一对半径相等的同轴线圈，轴向距离等于线圈半径，两个线圈的导线沿相同方向流过相等的恒定电流。这种线圈只能在线圈对中心一个小体积范围建立均匀磁场。扩大均匀磁场范围的途径是增加线圈对数目。双线圈对结构将四个线圈同轴地安排在一个球

形表面内，中间两个线圈的半径比两边两个线圈的半径大。场强为 1.5 特斯拉的四线圈结构，在 35 厘米直径球体内的磁场均匀度可达 100ppm，再增加一对线圈可以在更大范围获得均匀度更高的磁场。一个由六个线圈组成的磁体线圈的结构如图 7.4 所示。

2. 常导磁体的匀场线圈

制造磁体线圈的几何误差往往使产生的磁场达不到要求的均匀度。如有限长螺线管建立的磁场，其均匀性受非圆柱对称因素的影响。线圈绕线的加工误差和线圈在几何上的不同轴性，均有损于螺线管的圆柱对称性。消除磁场非均匀性的方法称为匀场。匀场通常利用附加的磁场校正线圈，通过机械或电气调节建立与磁场的非均匀分量相反的磁场，以将它们完全抵消掉。匀场线圈安装在磁体线圈内部或者外部。有一种匀场线圈是与磁场线圈串联的，两者的相对位置可以调节。这种匀场线圈也叫平衡线圈。有一种匀场线圈是与磁场线圈分开单独驱动的，位置固定。这种匀场线圈也叫补偿线圈。平衡线圈能够修正场的轴向非均匀性。补偿线圈是正交的鞍型线圈，既可修正轴向非均匀性，也能修正横向非均

匀性。

除了利用专门附设的线圈匀场外，匀场还可利用其他方法。例如，通过给梯度线圈引入电流补偿磁场的非均匀性。

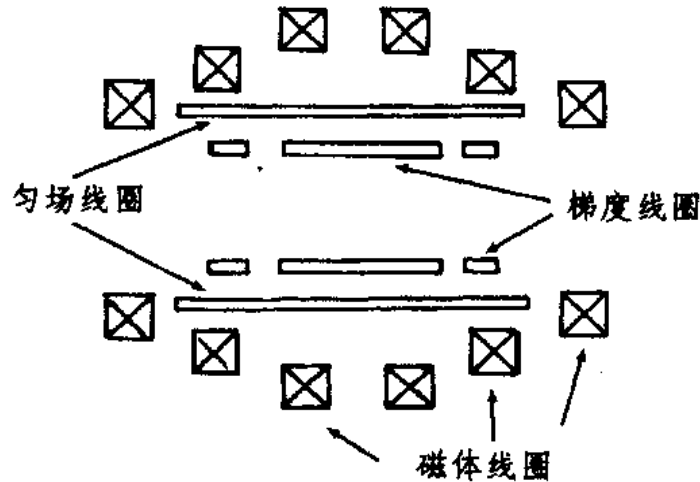


图 7.4 六线圈结构的霍尔姆兹磁体线圈

3. 常导磁体的特性

制造常导磁体的铜或铝导线有一定电阻，所以，常导磁体也称为电阻磁体。磁体线圈中的电流需要驱动电源来维持，电源输出的功率与场强的平方成正比。常导磁体导线的过大的功率损耗使它被限于用在场强低于 2.0 特斯拉的场合。另外，为了消除线圈电阻上的功率消耗产生的热量，以避免磁体升温对磁场稳定性的影响，常导磁体需要给磁体线圈散热或冷却的机构。电阻磁体激磁后要经过 20 分钟到几个小时磁场才能维持稳定。为了减少每个工作日投入使用前的等待时间需要采取某些措施，这使常导磁体的运行和维护颇不方便。

直径 80 厘米的螺线管磁体，如果周围环境没有铁磁性材料，未经匀场可达到 50 厘米直径球体范围内 120ppm 的均匀度和 40 厘米直径球体范围内 30ppm 的均匀度。采用匀场措施后，在直径 20 厘米的球体范围内的磁场均匀度可高于 10ppm。磁体温度变化在成像期间可控制在 $\pm 0.2^{\circ}\text{C}$ ，这个温度变化引起的磁场变化相当于 40ppm 的非均匀性。

常导磁体的优点是造价低。但是，工作磁场比较低，磁场均匀度差，限制了常导磁体的推广应用。

7.2.3 超导磁体

超导磁体的磁场线圈和匀场线圈的设计原理与电阻磁体的基本相同。不过，超导磁体的线圈是用超导体导线绕制的。因超导体的超导电性在接近绝对零度的低温条件下才能表

现出来,所以,超导线圈周围需要液氮为它提供低温环境。

1. 超导性和超导材料

所谓超导性是指在低温下某些导体完全没有电阻,导电性超过常温下的优良导体。只有某些金属具有这种特殊的导电性。材料出现超导性的最高温度叫临界温度。已知的超导材料的临界温度非常低,最高的为 20°K 。超导性是在临界温度以下,电子被冷冻到这样一种状态,它们组成电子对而不再是自由电子。所有电子对的运动速度低于金属中的声速。因在这样的速度上电子和晶格之间没有动量和能量传递,所以,电子对在晶格中的运动不受任何阻力,这就是说,材料的电阻完全丧失。

在超导状态,微弱的外部磁场只能穿透超导体表面一个薄层,这个表层的厚度叫穿透深度,小于 10^{-6} 厘米。超导体内部的磁化率等于零,这是由于磁场与电子对相互作用,在超导体表面产生电流。这表面电流起屏蔽外磁场的作用。这导致超导体中存在超导和常导两个区域,两个区域之间的分界的最小厚度叫相关长度。根据相关长度和穿透深度的关系,超导体被分为I型和II型。I型超导体的相关长度大于穿透深度,通常是纯金属材料;II型超导体的相关长度小于穿透深度,通常是合金材料。

2. 超导磁体的基本结构

超导线圈的超导线圈绕在特制的线圈支架上,支架采用非磁性材料,一般是铝合金,其机械强度可承受劳伦兹电磁力的作用而不致发生变形。支架上均匀分布着精密加工出来的导线沟槽以装嵌螺旋线圈。也可以将精密绕制的超导线圈组安装在一个铝制圆筒内,线圈位置允许作适当调节。线圈的制作精度要求相当高,因为,比如说,如果导线线径有 $1/5$ 的误差,磁场均匀度会降低 10ppm ;线圈中心部分少一匝导线会引起 40ppm 的误差。线圈的设计还要考虑便于采取匀场措施和减小边缘场的措施。

超导线圈的低温环境由低温恒温器保障。超导线圈整个浸设在液氮中。为了维持恒温并减少液氮蒸发,盛液氮的杜瓦嵌套在盛液氮的杜瓦之内,或者由低温氮气形成的屏蔽室内,以尽可能减小热量通过传导、对流或辐射途径向液氮的传输。通过辐射途径传输的热引起液氮的蒸发量最大,这要求制造恒温器有非常高的工艺水平。有氮气屏蔽室的低温恒温器内可安装致冷头,利用外部的氮压缩机进行致冷。

低温恒温器的顶部(已安装的磁体上方)有液氮和液氮的加注口和排放孔,以及供线圈激磁、液面显示和紧急退磁装置用的引线,这些引线用高绝热材料支持和封固起来进入恒温器,它们向恒温器的热传导被降到最低限度。

3. 超导磁体的永久工作方式

图7.5是超导磁体的电原理图,图中表示出了超导线圈、开关元件、超导线的焊接点和超导线圈的分流电阻。

在超导磁体激磁期间,加热器接通,使作开关元件用的一段超导体处于常导状态,对超导体线圈起分流作用。激磁电流从激磁电源出发通过超导磁体线圈循环流动,当电流逐

渐上升到能使线圈建立起要求的工作场强时，加热器断开，作开关元件的一段超导导线在低温下失去电阻，整个超导导线构成一零电阻闭合回路。此时，激磁电源即使被切断，超导导线回路中的电流仍将沿回路继续不断循环流动。

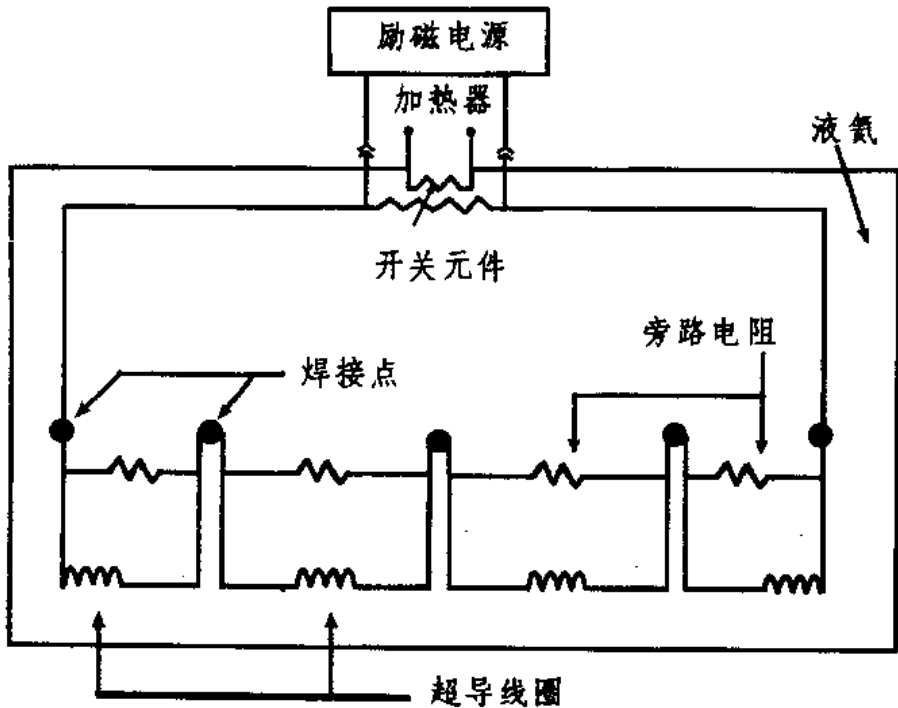


图 7.5 超导磁体的电原理图

超导磁体在工作场强建立之后，将超导线圈与激磁电源脱离，超导线圈中电流仍能永久性地循环流动，并且，工作场强能够维持不变，这就是超导磁体的永久工作方式。

超导磁体的磁场一旦建立就不需要维持磁场的外部电源，这是超导磁体的优点之一。由于有这种特性，激磁完成之后，超导线圈和激磁电源之间的引线便可拔掉，这有利于减少周围环境中的热量向低温恒温器的传导。

理论上，超导体导线没有电阻，超导线圈中的电流和建立的磁场可以无限期地维持不变。但由于线圈导线的总长度达 20—30 公里，它必须用多段超导导线焊接而成，焊接处避免不了出现电阻。而电流流过电阻导致能量的消耗。所以，实际上超导磁体的磁场将指数式地缓慢衰减（时间常数 τ 是线圈的总电感与总电阻之比）。

4. 失超和限制失超的措施

II 型超导体能在很高磁场下维持超导性。但是，当电流密度达到允许的最大值时，II 型超导体将处在不稳定的临界状态，即可能变为电阻导体。为说明这一点，假设磁体线圈是用单股线绕制的。因导线的走向与磁场方向垂直，超导导线一侧的屏蔽电流与激磁电流方

向相同，相反一侧的屏蔽电流与激磁电流方向相反。在临界状态，屏蔽电流与激磁电流同向的一侧的总电流要超过允许的最大值。另外，因磁场的任何变化伴随有通量运动（磁通量在与电流和磁场轴线垂直的方向变化）发生，通量运动产生的热使允许的最大电流密度下降，这引起更大的通量运动和更多的热产生。这是个正反馈过程，它最终导致超导体迅速向电阻导体转变，伴随通量突变，磁场迅速消失。

超导体转变为电阻导体称为失超。为了避免失超发生，需要使超导体允许的临界电流值尽量高。就具体措施来说，可以将超导合金纤维（直径 10 微米）导线嵌埋在铜基底中，让铜在通量突变期间对超导线起分流作用和限制热量的产生，并使热量不向超导体其他部分蔓延。另外，要从工艺上保证超导线的焊接点引入的电阻极小。

通量突变产生的热绝大部分被铜基底传导给液氮，液氮蒸发使热量散失而不致引起很大温升，为了激磁期间通量突变产生的热能充分被液氮吸收，激磁过程应逐步缓慢进行。这期间液氮的挥发量相当大，必须随时大量地补充。

已经建立磁场的超导线圈有可能通过上述机制返回常阻状态而发生失超。在失超发生时，磁场能量将迅速耗散，线圈中产生的焦尔热引起液氮急剧蒸发，低温氮气从排放管猛烈向外喷发。超导线的失超部分可出现几千伏的高电压引起的强大电弧，它可能使线圈被烧毁。不过，现代磁体的设计使磁体在运行中出现失超的可能性极小，即使发生，也能保证经受失超而不会造成永久性毁坏。

5. 超导磁体的技术参数

磁共振成像系统的超导磁体有以下主要技术参数：

磁场强度	0.1—4.0 特斯拉，最常用 0.35—2.0 特斯拉的磁体
磁场均匀度	10—15ppm (50 厘米直径球体)
瞬时稳定度	≤0.1ppm/小时
磁体孔径	0.9—1.0 米
充磁时间	0.2—0.5 小时
液氮蒸发率	0.1—0.4 公升/小时
液氮蒸发率	0—1 公升/小时

7.2.4 永久磁体

1. 永久磁体的结构

永久磁体用具有铁磁性的永磁材料构成。铁磁性材料在外加磁场作用下易被磁化，磁感应强度比外磁场强得多，而且，外磁场被除去之后仍能保持永久性磁化强度。最常见的铁磁性材料是铁、钴、镍，以及由这些材料制成的合金。

图 7.6 是永久磁体的两种结构形式，图 7.6a 是环形偶极结构，图 7.6b 是 H 形框架结构。环形偶极结构由八个大永磁体块组成，图 7.6a 中的箭号所指为磁化方向，孔径内的磁场是横向的。H 形框架结构由铁磁性材料框架和永久磁体块组成一个 H 形空间，框架

本身同时为磁通量提供回路。永磁体块上的极靴决定磁场分布的形状和磁场的均匀性。H形框架结构比环形偶极结构更笨重，但边缘场的延伸范围小，便于安装和匀场。

2. 永久磁体的性能

永久磁体的最大场强为 0.3 特斯拉。因磁体的几何参数易受环境温度影响，磁场的温度稳定性差。为保证磁体按要求的稳定性工作，必须采用自动温控装置和配备自动频率监控装置。

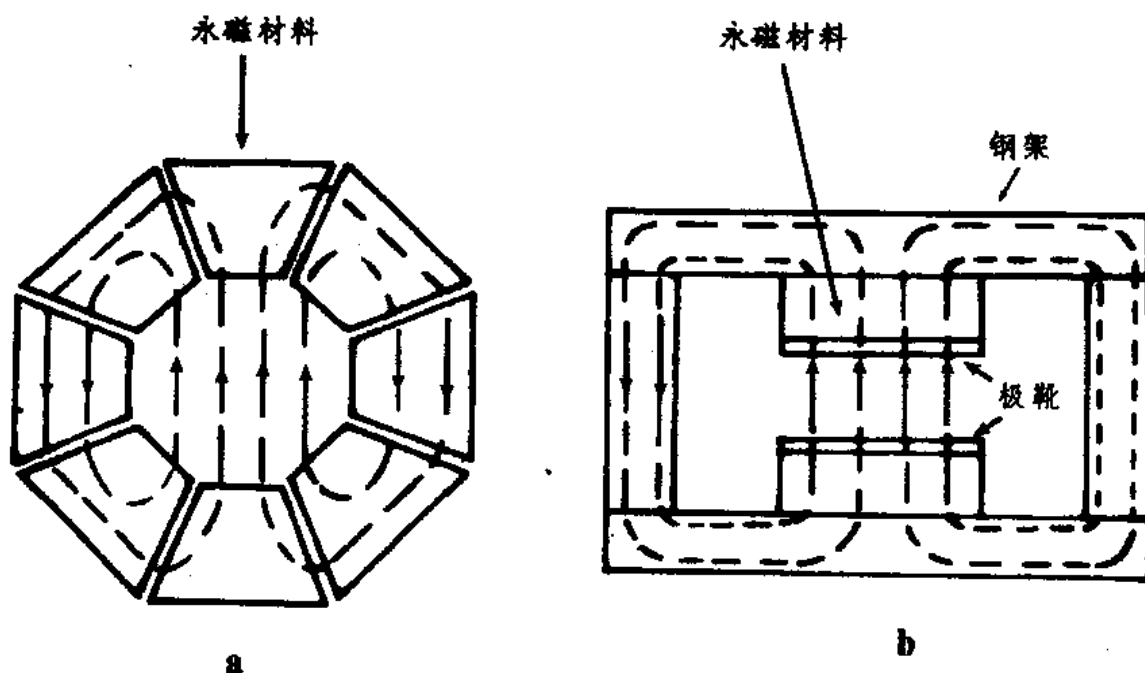


图 7.6 永久磁体。a. 环形偶极结构。b. H—框架结构。

常导磁场线圈和永磁体相结合组成的混合型磁体便于从电气上进行匀场调节；永久磁体的横向磁场适于和螺线管形射频线圈配合起来成像，并有利于改善信噪比。

永久磁体有以下主要技术参数：

磁场强度	0.1—0.3 特斯拉
磁场均匀度	$\leq 10\text{ppm}$ (20 厘米直径球体)
瞬时稳定性	$\pm 0.5\%$
孔径	$1 \times 0.5 \text{ 米}^2$
5 高斯线范围	横向 2.5 米，纵向 2 米
磁体重量	约 10 吨

7. 2. 5 三种磁体的比较

从制造工艺、磁场特性、能源和其他消耗以及价格方面进行比较，三种类型的磁体的

优点和缺点简要列于表 7.1。

从用户角度看，在价格、能源和各种消耗方面，永久磁体比较可取；在性能方面，超导磁体最理想。目前，超导磁体 MR 成像系统获得越来越广泛的应用，常导磁体系统正在被淘汰。

表 7.1 三种磁体的比较

磁体类型	优 点	缺 点
电阻磁体	易制造 价格低 磁场可关掉	磁场均匀度有限 (40 厘米直径球体 30ppm) 场强有限 (<0.5 特斯拉) 功率消耗大 (30—90 千瓦) 需高稳定度电源 磁场进出口受限制
超导磁体	场强可达 4 特斯拉 磁场均匀度高 (50 厘米直径球体 10ppm) 瞬时稳定性好	价格高 需要低温环境 边缘场范围大 有失超可能 进出口受限制
永久磁体	不要磁场电源 不消耗电功率 边缘场有限 横向磁场 价格低 进出方便	磁场均匀度有限 (20 厘米直径球体 10ppm) 场强有限 (小于 0.3 特斯拉) 对环境温度敏感 重量大

7.3 梯度场线圈^[53]

7.3.1 梯度场的功能和梯度场的强度

1. 梯度场的功能

磁共振成像系统的梯度场线圈用来产生比较弱的在空间上变化的磁场。这个随空间位置变化的磁场叠加在磁体线圈产生的主磁场上，其作用是对 MR 信号进行空间编码，决定成像层面位置和成像层面厚度。在某些快速成像中利用梯度场的作用产生回波信号。在成像系统没有独立的匀场线圈的场合，梯度线圈可兼用于对磁场的非均匀性进行校正。

通常，MR 成像需要三个相互正交的线性梯度场实现空间编码，因此，需要三个独立

的梯度场线圈和它们各自的驱动电源。设计梯度场线圈要考虑主磁场的非均匀性程度和磁体的几何形状，主要是进出磁体空间的通道垂直于还是平行于主磁场；梯度场驱动电源的设计要与成像技术及脉冲序列结合起来考虑，因为不同成像技术和脉冲序列对梯度场的开关速度有不同要求。

2. 梯度场强度

实现空间编码要求成像空间每一特定位置由该点的总磁场强度唯一确定，线性梯度场的最低梯度必须大于主磁场的非均匀性。否则，场的非均匀性将严重影响空间编码，在2DFT成像中引起影像的几何失真，在投影重建成像中不仅引起几何失真，还导致空间分辨率降低。确定梯度场的梯度大小的原则是，将任一像素位置上的非均匀性引起的影像模糊限制在这个像素范围内。这要求梯度强度 G_m 满足如下关系：

$$G_m > \Delta B (N/D) \quad (7-1)$$

上式中， G_m 是最小梯度场强度， ΔB 是磁场在成像层面视野内与中心正常值的最大偏移， N 是影像的像素数， D 是视野 FOV 的直径。

假设，磁场强度为 0.15 特斯拉，磁场均匀度为 50ppm，影像矩阵为 128×128 。那么，在直径 40 厘米球体视野内成像，要求梯度强度最小为

$$G_m > 0.15 \times 50 \times 10^{-6} \times 128 / 0.4 = 0.24 \text{ 高斯/厘米}$$

另一方面，为使每个体素产生充分大的信号，要求各组织体素的 T_2^* 弛豫时间比取样时间长得多，这等效于要求梯度磁场在一个体素上分配的大小比体素上的磁场非均匀性大得多。在上面的例子中，体素大小为 3 毫米，若场的非均匀性为每体素 0.2 微特斯拉，梯度场在一个体素上产生的磁场变化为 2 微特斯拉。那么，要求最小梯度强度为 0.7 毫特斯拉/米 = 0.07 高斯/厘米。

成像要求的梯度强度还受信噪比和射频带宽等因素制约。从这方面说，一般不希望梯度场强度大于实际需要的值。因为，成像要求的频带宽度与梯度强度成正比，如果梯度强度较大，对应的频带宽度也较大，但较宽频带引入较大噪声，并且，给品质因数高的窄频带射频线圈的调谐和匹配增加困难。

临床成像所用的梯度强度一般为 0.01—1.0 高斯/厘米，取上限时，在 40 厘米视野内场的变化仅 40 高斯，远小于磁场强度 (0.1—2.0 特斯拉)。要求较大梯度场的场合，如快速发射回波平面成像和扩散成像的梯度强度可达 2—10 高斯/厘米。这些应用中，对梯度电源也相应地有更高要求。

7.3.2 梯度线圈的性能和结构

1. 性能要求

MR 成像的梯度场线圈应满足以下几方面的要求：

1) 建立的梯度场在成像视野内有良好线性特性。

如果梯度线圈产生的梯度场的线性范围小于成像视野，将会引起影像发生空间畸变。

所以，设计梯度线圈要求在给定的几何尺寸限制下梯度场的线性范围至少大于成像视野。

2) 响应时间短

梯度场从零上升到要求的稳定值的时间称为梯度场的响应时间。响应时间应尽可能地短，因为响应时间决定或限制着成像系统最小可用的回波时间。最小回波时间的长短在梯度回波成像、回波平面成像、扩散成像、超薄层面成像、MR 血管成像和 MR 频谱分析中有重要意义。

3) 功率损耗小

梯度场线圈建立梯度场需要很大驱动电流。所以，驱动电源的电路中一般有高功率器件，并且，要为这些高功率器件采取有效散热措施。为了降低对这方面的要求，希望驱动电源在能建立需要的梯度强度的同时，电源的功率损耗尽量小。

4) 最低程度的涡流效应

涡流指梯度场从零上升和从稳定值下降过程中在临近梯度线圈的金属结构中感应的电流。涡流可能出现在其他线圈或超导磁体的低温恒温器的金属构件中。由这种感应电流产生的磁场对梯度场起干扰作用，使梯度场的线性特性受到影响，这称为涡流效应。涡流效应导致伪影，表现为影像强度的区域性失真。MR 成像系统设计中必须尽量避免梯度场的涡流效应，至少将涡流效应减小到最低程度。

2. 梯度场线圈的结构

MR 成像需要三个正交的梯度磁场，建立三个方向正交的梯度场需用三个梯度场线圈。设计线性梯度场线圈的关键在于确定适当的线圈几何形状和载流导线的空间分布，使建立的梯度场的大小、方向和线性度在整个成像范围内满足要求。

建立 Z 向梯度的线圈，载导体一般绕制在能包围成像区域的圆筒上，圆筒的轴与磁场的 Z 方向一致，一种常见结构如图 7.7 所示。这是半径为 r_0 的两个扁平线圈，间隔 $\sqrt{3}r_0$ 的距离，同轴地安装起来。两个线圈中的电流大小相等、方向相反。扁平线圈的厚度根据经验设计，再通过实验调整确定。为消除场的高次非线性分量，还需另加修正线圈，以得到更大的线性梯度场范围。

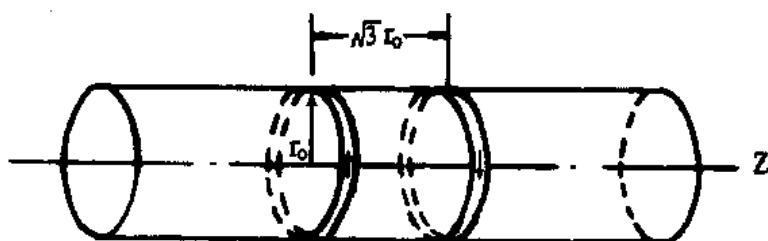


图 7.7 产生 Z 向梯度场的扁平线圈对

另一种 Z 向梯度线圈，是将一根长导线由中心折转，在一个圆筒表面向两边对称地绕制的螺旋线，线匝密度在中间最低，沿轴线向两端去线匝密度线性增加（图 7.8）。为了补偿线圈长度有限引起的梯度线性度误差，需要在螺旋线两端额外增加线匝数。与扁平线圈对相比，螺旋线结构具有更大的 Z 向梯度线性范围。X 向梯度磁场和 Y 向梯度磁场方向相互垂直，将产生 X 向梯度的线圈在 XY 平面扭转 90° 便可产生 Y 向梯度。这就是说，用于建立 X 向梯度和 Y 向梯度的线圈结构完全相同。

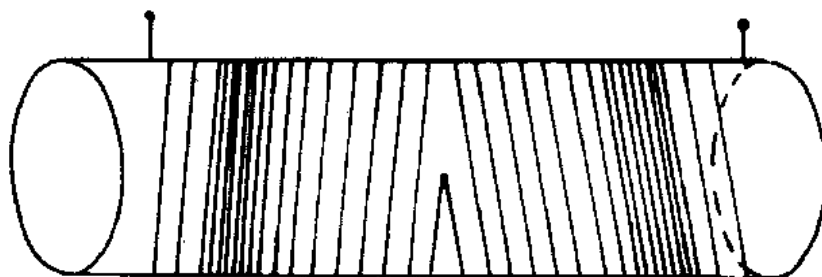


图 7.8 螺旋线形 Z 向梯度场线圈

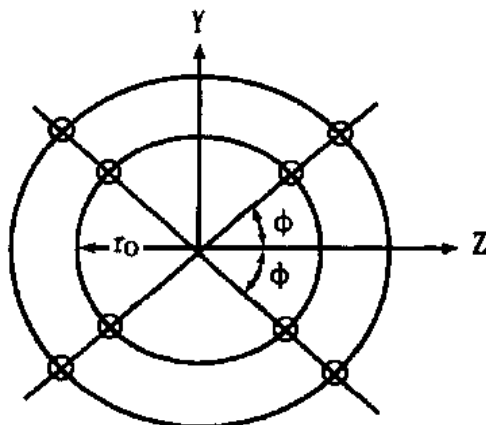


图 7.9 四根平行导体组成的梯度场线圈的断面

产生横向梯度磁场的一种方案是给四根位于一个四棱柱形的四个角上的平行直导线通过相等的同向电流。若用于产生 Y 向梯度，四根导线平行于 X 轴，如图 7.9 所示。 r_0 为直线导体与磁场轴向中心的距离。实际线圈当然要构成电流的闭合回路，四根直线导体的电流返回路径也是四根直线导体，分布在半径比 r_0 更大的圆周上。返回电流产生幅度较小的 Z 向梯度分量，并且，与正程电流产生的 Y 向梯度方向相反，所以，它使 Y 向梯度的幅度有所减小。但是，由于正程电流与返程电流产生的杂散分量可以基本抵消，对 Y

向梯度的线性度有所改善。

图 7. 10 是建立横向梯度磁场的弧形线圈结构的示意图。它用了四个鞍形线圈组成的线圈阵。在线圈的相对的弧中电流的方向相反。使弧形所对的角为 120° ，并且，使一对鞍形线圈与另一对鞍形线圈间隔的距离 Z_0 适当，可以消除梯度场的非均匀分量，改善梯度场的线性度。

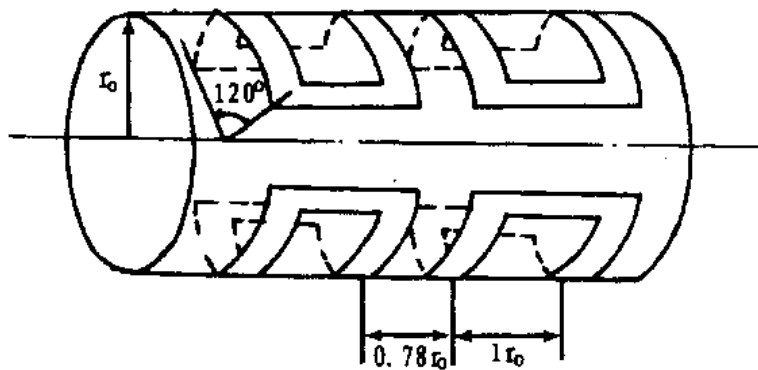


图 7. 10 建立横向梯度磁场的鞍形线圈结构

7. 3. 3 涡流效应及补偿方法

在 MR 成像中，驱动梯度线圈的输入电流波形是矩形脉冲，响应这个矩形脉冲的梯度场的上升时间 τ 是输入电流 I 和电压 V 及线圈电感 L 的函数 ($\tau = IL/V$)。大多数成像序列要求约等于 1ms 的上升时间。回波时间 TE 越短，要求梯度场的上升时间越短。

但是，由于可能出现涡流效应，即开、关梯度场时在邻近梯度线圈的导体（磁场线圈、匀场线圈、射频屏蔽和低温恒温器支架的金属）中产生出变化的感应电流。感应电流反过来又产生出随时间变化的磁场叠加在梯度场上。这样，梯度磁场的上升和下降时间被延长，如图 7. 11 所示。涡流效应的影响程度与这些金属部件的几何配置和它们与梯度线圈的距离有关。超导磁体的梯度场的上升和下降时间相对比较长。

涡流在 MR 影像上引起伪影有两种途径。一种是施加 180° 脉冲时读出梯度脉冲未充分衰减，从而引起偏离共振效应；一种是场的空间变化引起信号的相位偏移。在 MR 频谱分析中，涡流效应的影响是引起基线伪影和频谱失真。

减小涡流效应的电补偿技术是给梯度线圈加一个补偿脉冲，它的前沿有一个上冲而后沿拖长（图 7. 11）。它减小涡流效应的道理见图中的说明。消除涡流效应的理想方法是采用自屏蔽梯度线圈，将梯度场完全限制在梯度线圈之内。

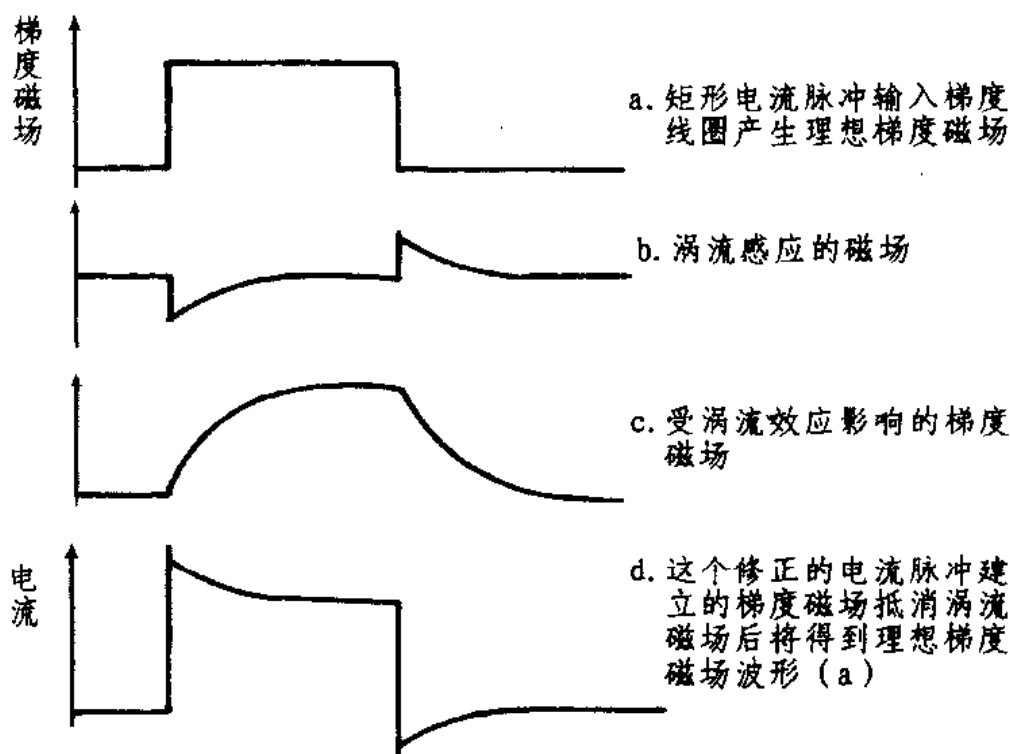


图 7.11 涡流效应对梯度脉冲波形的影响及电补偿原理。

7.4 射频线圈^[52,54-56]

7.4.1 关于射频线圈的一般概念

MR 成像系统通过射频线圈发射电磁波对人体组织进行激发，人体组织中的 MR 信号通过射频线圈被检测。射频线圈被用于建立射频磁场的叫发射线圈，被用于检测 MR 信号的叫接收线圈。在 MRI 中，同一射频线圈可以在序列周期内不同的时间分别执行发射和接收两种任务，在这种情况下，它既是发射线圈又是接收线圈。

磁共振成像的磁场强度，低的用 0.02 特斯拉，高的可达 4.0 特斯拉，相应的工作频率处在 0.85 兆赫到 170.3 兆赫的射频波段。磁共振成像用的发射/接收线圈相当于广播、电视用的发射/接收天线。不同的是，广播、电视的发射地点和接收地点相距可达千百公里，接收天线处在发射的电磁波的远场中，发射天线和接收天线之间是行波偶合；行波的波长比收、发两地的距离小得多，行波的电场和磁场特性具有对等的意义。在 MRI 中，射频线圈和人体组织之间的距离远远小于波长，接收线圈处在被接收的 MR 信号的近场

区域，发射和接收之间不是行波偶合而是驻波偶合，驻波的电磁能量几乎全部为磁场能量。正因为这样，MR 信号的接收和射频激励不能采用电偶合的线状天线，而必须采用磁偶合的环状天线，也就是射频线圈。线圈的传统定义是一系列连接起来的同心圆环或螺旋形导线。MR 成像的射频线圈有多种变体，但任何一种线圈的功能不外乎建立射频场激发自旋系统的磁共振，或者，接收自旋系统在弛豫过程中产生的 MR 信号。

射频线圈发射电磁波的性能和接收电磁波的性能完全相同，这就是说，激发一定位置的自旋的磁共振的线圈，同样可以有效接收这个位置的 MR 信号。这种特性可以用一个矢量 \vec{C} 来统一描述，它是线圈的几何参数和线圈环路上的电流元 ΔI 到一定位置的体素的距离的函数。 \vec{C} 称为线圈的灵敏度函数。因为能有效激发磁共振的是射频场的横向分量，所以，作为发射线圈，是 \vec{C} 的横向分量 C_{XY} 决定它的有效性；因为能在线圈中产生感应电压的是磁化强度的横向分量，所以，作为接收线圈，也是 \vec{C} 的横向分量 C_{XY} 决定它的有效性。线圈可以设计成不同形式，有的射频线圈内可能有一些 $\vec{C}=0$ 或 \vec{C} 与磁场方向平行的位置，这些位置的 $C_{XY}=0$ 。无论发射功率有多大，发射线圈不能激发这些位置的磁共振，无论磁化强度有多大，接收线圈中不存在由这些位置发出的 MR 信号。设计射频线圈要避免在成像视野内存在 $C_{XY}=0$ 的区域，并且要使 C_{XY} 在成像视野内尽量大和尽量与位置无关。

7.4.2 射频线圈的基本类型

1. 圆筒状线圈

大脑成像用的圆筒线圈使用时套在头部。一般，线圈直径 28 厘米，长度 30 厘米。胸腔、腹部或盆腔部位成像用的圆筒线圈尺寸较大，一般，直径 57 厘米，长度 65 厘米。

对圆筒线圈最重要的要求是成像视野内的灵敏度尽可能大并且均匀一致。否则，射频场强度随位置变化，使磁化矢量的翻转角和自旋进动相位同位置有关，这导致不均匀的激励和 MR 信号带有随位置而异的不同附加相位。不过，对射频场均匀性的要求不像对静磁场均匀性的要求那么苛刻。在成像视野内仅允许百万分之几的磁场非均匀性，而射频场的非均匀性可以在百分之几。目前，大多数 MR 成像技术只利用射频信号的幅度而不利用其相位，所以，附加相位变化一般不十分重要。在常规成像技术中，翻转角有几度误差不至于对影像质量产生多大影响。但是，在多回波成像中，随回波序号增大，累计的误差增大，引起影像质量有所下降。

圆筒状线圈按其内部结构有几种形式，下面只介绍其中的霍尔姆兹线圈和鞍形线圈。

霍尔姆兹线圈严格地讲是半径相等的一对同轴线圈，线圈平面相互平行，相间等于线圈半径的距离，两线圈并联，线圈电流相等。但是，人们普遍都把有类似结构的线圈对称称为霍尔姆兹线圈，而不管它们之间的距离。由于在 MRI 中需要产生垂直于磁场的射频场，被成像部位要处在线圈对的两个线圈之间，这对线圈就不可能离得太近，所以，霍尔姆兹

线圈的这一对线圈的距离实际大于线圈半径。

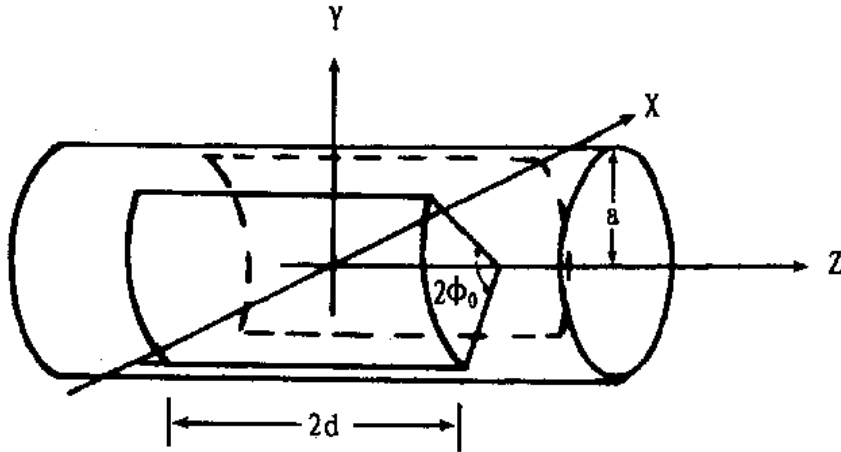


图 7. 12 鞍形射频线圈的几何结构

鞍形线圈的几何结构示于图 7.12。鞍形线圈是绕制在圆筒表面的一对弧形线圈，面面对称地处于半径为 a 的圆筒表面，沿圆筒轴线方向的长度为 $2d$ ，与圆筒轴线的张角为 $2\phi_0$ 。两个弧形线圈接成电流并联电路。这种射频线圈是化学分析中的标准射频线圈，在中心附近射频场相当均匀。线圈的弧形段和直线段都对中心的射频场产生作用，直线段的作用随参数 d 增大而增加。

2. 表面线圈

简单的表面线圈由圆形或者矩形导线环组成，用于眼睛或脊柱等靠近体表的组织或器官的 MR 成像。在成像视野内表面线圈的灵敏度不是常数。在线圈表面附近灵敏度最大，远离线圈表面灵敏度逐渐减少。表面线圈的有效成像区域一般比圆筒状线圈的有效成像区域小。

原则上讲，表面线圈既可用于射频发射，也可用于 MR 信号接收。但是，因为作发射线圈产生的射频场在垂直于线圈平面的方向上存在梯度，不符合对成像区域进行等强度激励的要求。所以，表面线圈通常只用于进行信号接收，激励磁共振的射频波通过圆筒状线圈发射。表面线圈与体线圈配合起来应用在脊柱成像中最为普遍。

靠近表面线圈的射频场边缘有矢量 \vec{C} 平行于磁场的小区域，这里的信号检测灵敏度等于零，在 MR 影像上引起没有信号的伪影。

图 7. 13 绘出了表面线圈轴线上的灵敏度曲线和鞍形头部及体部线圈的灵敏度曲线。头线圈和体线圈灵敏度的变化比较平缓，在远离体表的深度上比表面线圈的灵敏度高。

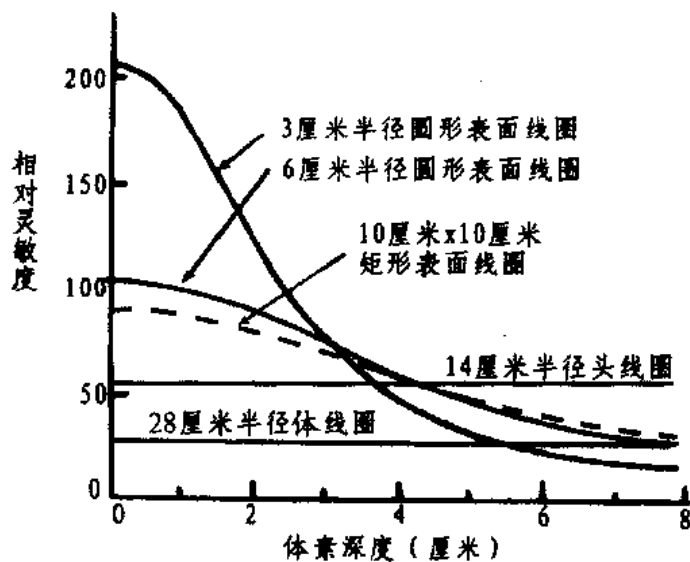


图 7.13 表面线圈与头和体线圈灵敏度的比较。

7.4.3 射频线圈的等效电路

射频线圈的特性可用集中参数的电阻、电感和电容元件组成的等效电路分析。对较低频率，线圈可等效成一个串联小电阻的电感。线圈的电感是线圈的几何参数的函数，可以计算或者测量出来。电感量随线圈的几何参数线性变化，例如，圆环导线线圈的半径加倍或导线的线径加倍，线圈的电感量成倍增加。

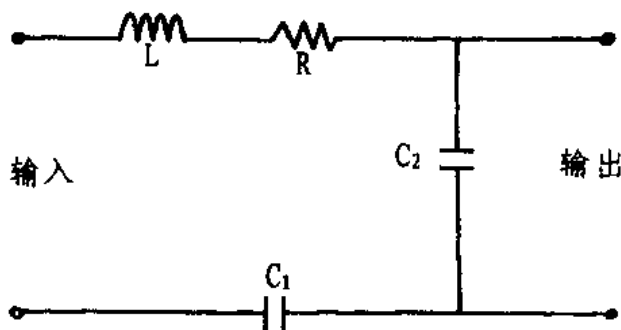


图 7.14 射频线圈的等效电路， C_1 和 C_2 为调谐和匹配电容

线圈的电阻是线圈损耗的电磁能量大小的度量。空载（未被人体组织填充）线圈的电阻就是线圈的导线的总电阻，通常非常小。在成像时有人体填充的有载状态下，由于交变电磁场在人体介质内引起涡流，与涡流有关的能量损耗也等效于一个电阻，大小与人体的电阻率和介电常数有关，与射频频率的平方成正比。人体组织的射频损耗比线圈本身的大得多。射频激励期间人体的等效电阻损耗的能量转变为热。在信号接收期间，这个等效电阻决定人体组织产生的噪声的大小。人体噪声随频率线性增大。但是，因为信号强度与频率平方成正比，所以，信噪比随频率升高仍线性增大。这是磁场强度越高，成像系统的信噪比越高的一个原因。

射频线圈必须与发射电路和接收电路有效地耦合起来。这要求射频线圈谐振在磁共振频率上，并且与发射机和接收机有良好阻抗匹配。匹配与接收机的噪声特性有关。不过，通常的匹配标准是将线圈的谐振阻抗调整到等于一个固定电阻，一般是 50 欧姆电阻。

为了线圈谐振和阻抗匹配的目的，需要给线圈加上串联电容和并联电容（图 7. 14）。在要求较高的情况下，线圈与发射机和接收机之间的耦合通过匹配网络实现。

匹配良好的线圈谐振在要求的工作频率上，谐振点信号强度最大（图 7. 14）。谐振曲线的尖锐程度用线圈的品质因数 $Q = \omega_0 L / R$ 表征， L 为线圈的电感， R 为线圈的串联等效电阻。 R 越小品质因数 Q 越高。线圈有负载时，等效串联电阻 R 增大， Q 值下降。在线圈的导线电阻可以忽略，等效电阻完全由人体组织的损耗决定的情况下，减小导线电阻来改善线圈特性没有多大意义。在工作频率高，线圈尺寸大的条件下会出现这种情况。在工作频率低，特别是线圈尺寸小的情况下，可以通过减小导线电阻改善线圈性能。

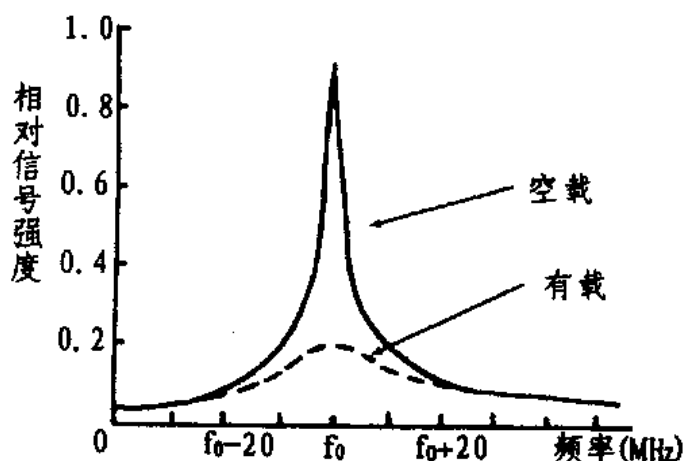


图 7. 15 射频线圈的谐振曲线

7.5 用户操作系统^[57]

7.5.1 用户操作系统的组成

磁共振成像设备可允许用户介入的系统是成像操作系统和影像分析系统，成像操作系统也叫操作员系统，影像分析系统也叫医生系统。这两个系统由计算机和计算机终端组成。成像操作系统的计算机可用 PDP11/24，影像分析系统的计算机可用 VAX11/730，或者功能与它们类似的计算机。计算机终端包括图象显示器和文件显示器、操作键盘、灰度电位器和标码移动装置。

成像操作系统的主要功能是数据采集和影像重建，影像重建通过指令在专用的阵列处理器中进行。

影像分析系统的主要功能是影像显示和诊断分析。通过字母键、数字键、特殊功能键输入指令和信息进行系统操作。通常，按某种功能键后，文本显示器便显示一个菜单。键入菜单选择项的项号并按回车键，将要进行的操作内容便被指定。使用不同的功能键显示不同的菜单，按照文本显示器的文字提示输入要求的信息，能够完成拟定的各种影像显示和影像分析任务。

成像操作和影像分析这两方面的功能，在有的 MR 成像设备中合并在一个系统里。为了概念明了和叙述方便，我们按两个系统分开的情况介绍。

7.5.2 MR 成像系统的用户软件功能

MR 成像系统提供的用户软件程序执行如下主要任务：

1. 硬件控制
2. 系统调整
3. 影像采集
4. 影像重建
5. 用户接口菜单显示
6. 影像分析
7. 文件管理

下面不准备详细对每种功能一一解释，而只以便于理解的方式概略说明对使用成像系统或了解系统工作过程有帮助的一些方面。

1. 硬件控制

控制程序用来确定射频发射机和射频接收机及梯度脉冲发生器等工作参数，如射频脉冲和梯度脉冲的幅度，持续时间和脉冲时序，以及射频接收机的选通时间和取样率等。这些硬件工作参数是根据操作员输入的成像序列参数具体确定的。输入的数据采集条件被装入序列控制器，它们被译成微程序指令对硬件进行驱动和控制。采集的数字化数据存入硬盘。硬盘空间的地址分配，数据文件名称的指定，数据向这些文件地址的传送，都由控

制计算机自动处理完成。

控制计算机是成像系统的中央控制单元，它协调各分系统的工作，对梯度场系统和射频系统的硬件工作参数提供全面的软件控制，梯度场脉冲的幅度和时序，射频激励脉冲的幅度和时序，MR信号的取样，都在控制计算机的管理下有条不紊地进行。控制计算机的微程序由定义明确的指令组成，执行特定的明确规定的任务。进行数据采集的每个成像序列都是由计算机适当选择这些指令组付诸实施。

2. 系统调整

系统调整程序在数据采集之前执行。系统调整的内容包括：

- 1) 测量磁场中心质子的共振频率，并把射频发射机和接收机的工作频率设置在这个频率上。
- 2) 针对被成像的人体部位进行射频线圈的调谐，使它谐振于质子的共振频率。
- 3) 确定发射机的射频输出功率，在这个发射电平上能产生最大MR信号，并根据这个MR信号的幅度确定接收机对信号的放大倍数或增益。

进行系统调整的目的在于使系统工作在最佳状态，然后开始成像操作过程，以期以尽可能高的信噪比获取MR信号。成像操作过程在后面进一步说明。

3. 影像分析

信号采集获得的原始数据经过阵列处理器进行付立叶变换成为影像数据。在一个成像序列的数据采集结束后，系统自动或按操作员的命令执行影像重建程序。经过重建处理的影像数据可以在成像操作系统的显示器上以图象形式显示。这时，影像显示的目的在于观察影像的质量效果，或者，根据显示的影像确定下个成像序列数据采集的中心层面位置。

一个运行号（受检查患者人数的累计顺序编号）下的全部成像序列的原始数据经过重建处理后，通过执行影像传输指令将处理过的影像数据传送到医生系统。影像的诊断和分析主要在这个系统进行。概括地说，影像分析就是从重建的影像数据中尽可能多地提取有用的信息，和使影像的描绘形式用眼睛看起来更加有意义。例如，利用采集的影像数据进行影像计算，可以得到并没有实际采集的回波的影像，获得显示单一组织参数的 T_1 影像、 T_2 影像和质子密度影像等。这些影像数据需要占用大量的存储空间。所以，影像分析系统应当有存储容量很大的磁盘。当然，不是所有层面都要进行广泛的分析。着重进行分析的是对诊断有价值的层面。

4. 文件操作

文件操作程序执行磁盘文件存档、磁带文件装入和磁盘文件删除等操作。

文件存档是指将数据从磁盘写入磁带，目的在于长期保存影像数据，或者保存操作成像系统的软件。当要重新启用被存档的数据时，反过来需要将影像数据从磁带写入分析系统的磁盘。这也是一种文件操作，即所谓磁盘文件装入。

磁盘文件删除是从磁盘删掉不必要保存在磁盘中的影像数据，让出更大空间以便存储

从成像操作系统将要传输来的新获得的影像数据。

7.5.3 成像操作过程

如前所述，影像数据是在计算机控制下自动采集的。这里所说的成像操作过程是指数据采集之前，操作人员要求成像系统所做的工作。也可以说是操作人员要为成像系统做的工作。概括起来，这些工作有系统调整和输入数据采集条件两方面内容。

系统调整包括测量中心频率、确定发射功率电平和接收机增益，数据采集条件包括关于患者的认证信息和组成数据采集方案的各种参数。

1. 测量中心频率

每个工作日开始时，在执行第一个数据采集序列之前，操作人员先向系统输入当日的日期，接着测量确定磁场中心的共振频率。因为共振频率依赖于磁场强度，但磁场强度每天可能有轻微不同于前一天的改变。所以，每个工作日开始必须对共振频率进行搜索，以便系统有关部分按这个由测量确定的频率工作。测量中心频率时用一个特制的磁共振样品模型进行系统调整（参见下述3）。

2. 输入数据采集的条件信息

中心频率确定之后，系统处于待调整状态。操作员通过计算机终端同计算机对话，输入被检查对象的认证信息、数据采集的序列方案和方案的具体参数。这些工作由新开一个运行编号开始，运行编号总是在前一运行号上自动加一建立。患者的认证信息包括姓名、年龄、性别、成像部位和MR影像编号等。为了成像层面的解剖方位与磁场座标方向符合规定关系，必须告诉计算机患者进入磁体是头或脚朝前，在检查时处于仰卧或者俯卧的姿势。

数据采集的序列方案可能包括以下信息：

接收线圈类型（头/颈/体/四肢/表面）

脉冲序列类型（SE/IR/GRE）

层面方位（矢状/冠状/横断）

像素大小或空间分辨率

成像视野（像素大小×影像矩阵）

影像矩阵（128/256/512）

序列周期（TR）

反转时间（TI）

回波时间（TE）

磁化矢量翻转角（ θ ）

层面厚度

层面数

层面间隙

中心层面位置或成像区域偏移

采集次数 (1/2, 1, 2, 4, 8, 16)

具体输入哪些条件或参数根据实际情况决定。例如, 梯度回波序列要输入磁化矢量的翻转角, SE 序列和 IR 序列不要; IR 序列要输入反转时间 TI, 其他序列不要。有制约关系的参数不必全部输入, 如成像视野 = 像素尺寸 × 影像矩阵, 三个参数中只要输入任意两个, 第三个便被限定。

这里对某些参数的概念顺便作些说明。

层面之间的间隙是相邻层面间隔的距离, 层面之间留出间隙是为了消除多层成像时相邻层面信号的相互干扰。对一个成像体域进行连续的多层面成像时, 层面间隙设定为零。连续层面的影像存在偏体积效应或部分体积效应的影响。

中心层面位置或成像区域中心偏移是要被成像的组织区域中心与磁场中心在某个方向上的坐标偏移。为了准确确定成像体域中心的位置, 一般先用快速扫描序列产生定位影像, 这里的快速扫描序列指 TR 很短、采集次数用 1/2 或 1 的信号采集序列。定位影像有时是层面很厚的单层面影像。已经获得的某一方位的影像当然也可以用来确定其他方位成像区域中心的位置。如果在定位影像上发现, 成像范围的中心偏离磁场中心太多, 就要适当变动被检查的人体在磁体中的位置。

需要注意, 成像区域中心与中心层面位置并不重合, 两者相差一个层面厚度的尺寸。另外, 成像系统定义不同成像方位中心层面的方式有区别。所以, 中心层面位置偏移量要按系统操作手册的规定办法确定, 往往是定位像上确定的成像区域中心位置加上或减去一个层面的厚度。

在成像序列的起始用心电信号进行触发的情况下, 序列周期 TR 等于被检查患者心脏搏动周期的整数倍。用心电信号控制数据采集的周期时间, 目的是消除心脏运动引起的伪影。采用心电门控方法需要用获取心电信号, 并且把它与成像系统同步起来的装置。

输入需要的序列参数后, 计算机要自动核实有无足够存储空间存放执行该序列将获得的时域数据或影像重建后产生的处理过的数据。若有足够空间, 计算机便将成像序列及有关信息装入序列控制器, 准备让系统按这些参数工作并进行数据采集。数据采集在完成系统调整步骤后开始。

3. 系统调过程

成像时就着被检查的人体部位进行系统调整, 接受检查的患者在磁体外就仰卧或俯卧在检查床上, 床板至少可沿磁场轴线方向平行移动, 并且, 可借助激光或普通光学装置使患者进入磁体后被检查部位中心和磁场中心及射频线圈中心重合一致。直径大的体线圈在患者被推入磁体前就安置在磁体中央。头、颈、四肢和表面线圈等在磁体外与被检查部位配合安置, 然后和患者一起推入磁场空间。

为了有效地向人体发射电磁波和接收 MR 信号, 射频线圈的阻抗必须和射频系统的

发射机、接收机及连接线圈的电缆的阻抗相匹配，线圈的谐振频率必须和磁场中心的共振频率调谐一致。由于不同人体的个体差异或同一人体不同部位径围大小不同和组织成分不同等原因，人体组织作为线圈的填充介质呈现不同等效电容。这引起线圈被不同人体或部位加载后阻抗和谐振频率不同的变化。因此，即使用同一线圈，对不同患者或同一患者的不同部位成像，线圈都需要重新进行调谐，以保证上述两方面的匹配要求。

成像线圈实际上是电感线圈和电容组成的并联谐振回路，回路调谐通过自动或手动方式改变电容器容量大小来实现。手动调谐的系统，系统偏离谐振的程度通常由一系列发光二极管显示出来，调谐时借助调谐杆改变电容量大小，直到这些发光二极管熄灭。

线圈调谐结束后，射频系统处于等待发射状态。操作人员继续通过与计算机对话，进行发射功率电平和接收机增益确定。发射机功率和接收机增益因线圈类型而异，因人而异。执行一个运行号的第一个数据采集序列前，必须进行发射机功率电平和接收机增益两项调节，执行了一个数据采集序列后，如果下个序列的参数中，成像方位，中心层面位置，回波时间 TE 和序列周期 TR 之一与上一序列的不同，系统一般将只对接收机增益重新进行调节。如果成像方位和中心层面位置或层面厚度与前一序列不同，或者被检查的部位有变动，系统仍要进行发射机功率电平调节，从而接收机增益也要重新调节。这两项调节目的在于获得幅度在适当范围的较大 MR 信号，并且有尽可能高的信噪比。

系统调整过程在计算机控制下进行，同时允许操作人员介入。在射频电平调节过程中，随发射输出功率逐步增加，MR 信号也相应地逐步增大。但是，接收的 MR 信号在达到某个最大值之后，又随发射电平继续增加而减小下来。成像系统就是根据这种信号响应曲线将峰值信号对应的发射电平确定下来，作为激励磁共振的射频脉冲幅度。射频脉冲以这个幅度能使纵向磁化强度按成像序列要求的翻转角偏离主磁场方向。SE 序列和 IR 序列分别要求 90° 和 180° 射频激励脉冲，梯度回波序列要求翻转角小于 90° 的射频激励脉冲。在接收机增益调节过程中，计算机从所有被成像的组织层面进行数据取样，由这些数据来确定接收机对影像信号的最佳增益或放大倍数，按这个增益放大接收的信号，接收机的输出电平比引起模/数转换器饱和的电平小 3 分贝。

系统调整过程的具体步骤和允许操作人员参与的程度取决于成像系统的有关软件设计，不同成像系统实现这些操作的方法和繁简程度可能完全不同。以上关于成像操作过程的叙述，主要是说明成像操作过程的概念。

系统调整完成之后开始影像信号的数据采集，数据采集过程完全在计算机控制下进行。

4. 影像数据文件

采集的原始数据存放在计算机的硬盘中，操作员键入影像重建的指令，影像重建程序将这些原始数据变为可显示的影像数据。进行影像重建的数学运算的硬件电路是阵列处理器。它将各个层面的时域数据变换为空间位置的函数，对应于不同成像层面和各层面影像

的像素阵列。

这些数据在计算机里一般被归为两类文件存储起来，一类是说明文件，一类是数据文件。说明文件有时域说明文件和已处理的说明文件；数据文件有时域数据文件和已处理的数据文件。

数据文件只包含影像数据，影像和它的说明之间的对应关系隐含在影像文件的每个顺序位置中。时域数据文件包含每个序列周期中取样的射频信号的全部数字化信号幅度。处理过的文件包含来自每个体素的信号幅度。最终的影像以像素值被显示。重建的一幅层面影像的数据包含在一个文件中，各层面的影像数据顺序存放在被指定的相邻磁盘区域。

一个患者所有的影像被重建后，如果时域数据文件不必存档，即可将它从存储器删除，因为时域文件所占的内存空间两倍于对应的影像文件。为了有足够内存空间存放下个运行号下的时域数据，已经过重建处理的前一运行号的时域文件应从操作员计算机内存中及时删去。同样，已经传输到影像分析系统的影像文件也要被适时删除。

7. 5. 4 影像分析系统

1. 影像分析系统的功能

影像分析系统的用户应用程序用于进行影像显示和影像分析。医生可以通过计算机键盘以菜单方式或者命令方式进行操作。除标准的字母键盘外，影像分析系统的终端还设有一些特殊的功能键。有的功能键有对应的菜单，通过菜单的选择项进入所要求的功能。不同成像系统的功能键的多少、名称可能不同，但不管怎样，它们一般有以下基本功用：

- 1) 查找磁盘上存有数据的患者信息（姓名、年龄、MR 编号、检查部位）
- 2) 选出某个患者的全部影像资料准备显示和分析。
- 3) 显示选出的患者的某个方位（矢状、冠状或横断）的一幅影像。
- 4) 显示与当前影像相邻的前/后层面的影像。
- 5) 显示当前影像前一个序列（或回波）或后一个序列（或回波）的影像
- 6) 选择显示幅面格式。
- 7) 显示灰度标尺。
- 8) 调整全屏灰度或单幅影像灰度。
- 9) 调节饱和度。
- 10) 改变影像放大倍数。
- 11) 调节影像中心在显示屏上的位置
- 12) 影像在显示器屏上的平移、旋转和反演。
- 13) 影像的内插显示。
- 14) 影像的像素显示。
- 15) 显示指定的研究区域（矩形或圆形 ROI）。
- 16) 影像文字和标识显示。

- 17) 统计 ROI 内的灰度值、像素数。
 - 18) 测量 ROI 内的信号强度。
 - 19) 影像计算, 如由采集的影像计算 T_1 值影像、 T_2 值影像和质子密度影像。
 - 20) 测量角度、距离或面积。
 - 21) 自磁盘读出影像数据写入磁带存档。
 - 22) 将存档的影像数据重新写入磁盘。
 - 23) 从磁盘删除不必要继续占用磁盘空间的数据。
-

2. 与影像显示和影像分析有关的一些概念

1) 影像的灰度范围

影像的灰度标尺描绘影像的最小像素值和最大像素值之间的亮度分布比例。实际在屏幕上显示的影像灰度值范围称为影像的窗。窗可以用窗的上限灰度值和窗的下限灰度值定义, 或者用窗中心灰度值和窗的灰度值范围宽度定义。这两种定义是一致的, 它们之间存在以下关系:

$$\text{窗上限} = \text{窗中心} + 1/2 \text{ 窗宽}$$

$$\text{窗下限} = \text{窗中心} - 1/2 \text{ 窗宽}$$

用第一种定义时, 灰度标尺上显示出两条水平线, 它们分别与灰度值上限和灰度值下限对应。这两条水平线之间的灰度范围代表显示在屏幕上的影像的灰度值范围, 也就是窗宽。灰度上限可通过亮度滑块调节, 灰度下限可通过背景减除滑块调节。通过调节窗的上限和下限, 或者通过改变窗的大小和窗中心位置, 可以将影像的亮度和对比度调节到最适合于观察或拍片要求的状态。

灰度尺的最大灰度值可以根据需要改变, 这一切功能称为饱和度设定。通常, 灰度尺的最大灰度值是信号强度最大的像素值。在影像上有金属伪影引起的高强度信号, 或以多幅格式显示强度相差悬殊的几幅影像时, 通过饱和度设定来衰减高强度信号, 以便能以灰度尺的较大亮度范围描绘信号强度低的影像区域。

2) 影像显示方式

内插显示方式中, 影像的每个像素值是相邻像素值和放大倍数的函数。像素显示方式中, 影像的每个像素按它的实际灰度值显示。放大倍数大于 1 时, 像素尺寸按放大倍数成倍复制。

3) 影像标识

影像上的文字标记或标识扼要表示检查日期、医院名称、患者的认证信息、影像采集条件和影像文件等信息, 以及说明解剖方位的字符。这些信息中的某些可以利用有关菜单项获知, 也能以文字形式与影像一起显示出来。有的文字标识出现在影像的周边, 有的可能列在图旁的说明栏中。图旁说明可提供患者的认证信息和有关影像的许多参数, 如层面

厚度、矩阵大小、空间分辨率、采集次数、放大倍数、最大和最小相对像素值等。用户也可根据需要通过键盘操作对影像进行注释。

4) 影像统计

ROI 内的统计功能是对一幅影像或指定的 ROI 进行多种统计计算, 如求框定的区域的绝对像素强度, 计算和显示一个 ROI 的直方图, 直方图的水平轴代表相对像素强度, 垂直轴代表不同强度的像素数。

5) 影像计算

影像计算利用存在磁盘内的采集的影像数据计算新的影像。计算产生的影像有以下几种:

a. T_1 值影像

T_1 值影像是组织 T_1 值的平面分布图, 用同一层面的 TR 不同的两幅影像计算出来。这两幅影像的采集条件除 TR 不同外, TE、空间分辨率和接收机增益完全相同。计算时要求正确输入这两幅影像的文件/影像序号。

b. 估算的 T_1 影像

计算 T_1 值影像的条件不充分时, 可以用两幅 TE 不同的影像估算, 但这两幅影像必须在相同的 TR、分辨率和接收机增益下获得。

c. T_2 值影像

T_2 值影像是组织 T_2 值的平面分布图, 用 TE 不同的两幅影像计算出来。这两幅不同 TE 的采集影像必须是同一组织层面的影像, 在相同的 TR、接收机增益和空间分辨条件下获得。

d. 计算的强度影像

这是用内插法或外插法计算的与采集的影像有不同 TR 或 TE 的强度影像。计算时要输入的数据是 T_1 值影像和 T_2 值影像, 所以, 计算强度影像先要获得 T_1 影像和 T_2 影像。

e. 回波影像

输入影像用两幅 TE 不同的同一层面的影像, 计算出的影像与输入影像有不同的回波延时 TE。

f. 质子密度影像

这是质子密度相对值的平面分布图, 输入影像是同一层面的一幅 T_1 影像和一幅 T_2 影像。

g. 加权平均影像

加权平均影像是几幅不同 TE 或不同 TR 的影像以不同的加权因子逐个像素进行强度平均, 目的是产生信噪比得到改善的影像。也可以对相邻层面的影像进行等权重的加权平均, 利用偏体积效应帮助描绘某些组织结构或病理组织。

h. 绝对差影像

绝对差影像通过逐个像素计算两幅影像强度之差，对像素值之差的绝对值的空间分布进行描绘，反映两幅影像的信息中的差异。

i. 对比度曲线

对比度曲线用于研究 SE 序列和 IR 序列影像两种组织之间的对比度关系。对比度曲线的纵坐标为 TE，横坐标为 TR。

第八章

磁共振成像的特殊领域

除利用组织的质子密度, T_1 和 T_2 特性的常规成像外, 磁共振成像还可利用同化学位移、流入效应、体素内的无序运动及大脑的功能状态有关的信息。这些特殊应用的领域包括定域频谱技术、化学位移成像、血管成像、灌注和扩散成像, 以及大脑功能成像。

8.1 磁共振频谱技术^[51-67]

8.1.1 化学位移和磁共振频谱 (MRS)

根据拉莫方程 $\omega = \gamma B$, 磁共振频率决定于原子核的旋磁比与外加磁场强度的乘积。在磁共振成像的有关讨论中认为, 作用在原子核上的磁场强度就是外加磁场强度; 在一个理想均匀的磁场中, 同一种同位素的核, 如 ^1H , 具有完全相同的共振频率。事实上, 当频率测量精度非常高时会发现, 即使同一种核处在相同磁场中, 它们的共振频率也不完全相同, 而是共振在一个有限的频率范围。为理解这种现象首先需要知道, 原子核外的电子对原子核有磁屏蔽作用, 它使作用于原子核的磁场强度小于外加磁场的强度。电子对原子核的磁屏蔽作用的大小用屏蔽系数 σ 表示。被这种屏蔽作用削弱掉的磁场为 σB , 这部分磁场可以看作电子在外磁场作用下产生的感应磁场, 它与外磁场方向相反, 起反抗外磁场的作用。外加磁场越强, σB 越大, 原子核实际感受到的磁场强度与外加磁场强度之差越大。此外, 还要知道, 屏蔽系数 σ 与核的特性和核的化学环境有关。核的化学环境指核所在的分子的结构。同一种核处在不同的分子中, 甚至在同一分子的不同位置或不同的原子基团中, 它周围的电子数和电子的分布将有所不同, 因而, 受到电子的磁屏蔽作用的程度不同。

根据以上所述, 考虑到电子的磁屏蔽作用, 决定共振频率的拉莫方程应表示为

$$\omega = \gamma (1 - \sigma) B \quad (8.1)$$

由 (8.1) 式可见, 在相同外加磁场作用下, 样品中有不同化学环境的同一种核, 由

于它们受磁屏蔽的程度 (σ 的大小) 不同, 它们将具有不同的共振频率。这就是所谓化学位移现象。

不难想象, 由于化学位移现象的存在, 要使处在不同化学环境中的同类核以同一频率发生共振, 这些共振要求外加的磁场强度将不同。用固定频率的射频波激励样品, 从低到高改变磁场强度进行磁共振实验, 将测量的磁共振信号在直角坐标中描绘成曲线, 就得到样品的磁共振频谱图。这个磁共振频谱图的纵坐标表示磁共振信号的强度, 横坐标表示磁场强度。屏蔽系数大的核的共振发生在较高磁场, 屏蔽系数小的核的共振发生在较低磁场。

同样, 磁共振实验可以在固定磁场强度下, 用频率连续变化的射频波激励样品来进行。这样得到的样品的磁共振频谱图, 纵坐标仍然表示信号强度, 但横坐标表示共振频率。

这两种描绘频谱的方式虽然不同, 但没有本质的差别, 因为它们都反映样品物质的化学位移特性。

实际上, 研究某种样品物质的磁共振频谱时, 常选用一种物质作参考基准, 以它的共振频率作为频谱图横坐标的原点, 并且, 将不同原子基团中的核的共振频率相对于坐标原点的频率之差作为该基团的化学位移。显然, 这样用频率之差表示的化学位移的大小与磁场强度高低有关。

如果用 f_r 和 f 分别表示参考物质和被测样品中核的共振频率, 用 $(f - f_r) / f_r$ 也可以反映不同化学环境的屏蔽系数的差别。但这是一个数量级很小的数, 所以, 在实际应用中给它乘以 10^6 , 把它表示成

$$\delta = \frac{f - f_r}{f_r} \times 10^6 \text{ ppm} \quad (8.2)$$

并把这个以 ppm (百万分之几) 为单位的 δ 称为化学位移。

表 8.1 磁共振所研究的一些核的特性

核	自然丰度 (%)	检测灵敏度 (恒定磁场)	自旋	化学位移范围 (ppm)
^{31}P	100	0.0664	1/2	400
^1H	99.9844	1.00	1/2	12
^{13}C	1.108	0.0159	1/2	220
^{19}F	100	0.834	1/2	1900
^{23}Na	100	0.0927	3/2	25
^{39}K	93.083	0.000508	3/2	25
^{14}N	99.635	0.00101	1	900
^{15}N	0.365	0.00104	1/2	900

用(8.2)式表示的化学位移为一相对值,它与实验用的磁场强度大小无关。这就是说,对同一样品的特定化学集团,在不同场强的磁共振系统上测定的化学位移值 δ 完全相同。例如,人体内磷酸和肌酸中的 ^{31}P 之间的化学位移,在5.0特斯拉磁场中约430赫,在2.0特斯拉磁场中约170赫,两种情况下用 δ 表示的化学位移均为5ppm。

表8.1列出了磁共振所研究的一些元素的特性,包括最大化学位移范围。生物物质的化学位移可能低于表中的最大值,如含磷的生物化合物的化学位移在45ppm左右。

为了能够分辨频谱中不同原子基团的共振,磁共振频谱仪必须具备很高的磁场强度,并且磁场均匀度要非常高,水(H_2O)和脂肪(CH_2)中的氢核之间有-3.7ppm的化学位移。在磁场强度为0.5特斯拉的条件下,水和脂肪的共振频率之差仅为75赫,这两个不同的共振不易由频谱分辨;但在磁场强度为1.5特斯拉的条件下,水和脂肪的共振频率之差为220赫,这个不同的共振明确分开(图8.1)。用磁共振成像系统获取频谱的场合下,磁体的磁场强度要求大于1.5特斯拉,而且,磁场必须非常均匀。如果磁场的均匀度不够高,样品中完全相同的核便实际处在不同强度的磁场中,由此引起的共振频率的偏移和因不同化学位移引起的频率偏移同时存在,前者的作用甚至大于后者。这将导致不同分子位置上的同一种核的化学位移不能根据频谱进行区分。因为,不同原子基团的共振交迭在一起,形成一个没有明显的峰的频谱。通常,用磁共振成像系统采集频谱之前必须先进行匀场,磁场均匀度一般要达到1ppm以上。

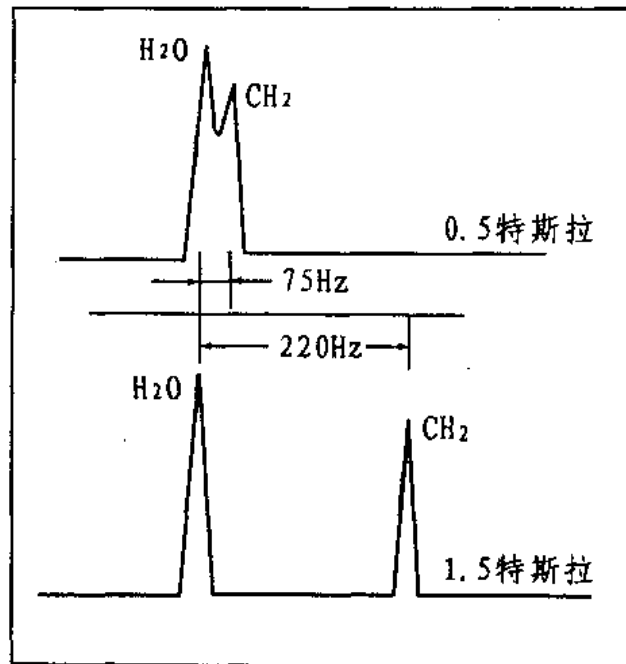


图8.1 水(H_2O)和脂肪(CH_2)的化学位移差

8. 1. 2 自旋-自旋耦合引起的谱线裂分

原子核自旋磁矩之间的相互作用称为自旋-自旋耦合。高分辨率磁共振频谱可以观察到自旋-自旋耦合引起的共振谱线的裂分，裂分的数目和幅度是相互耦合的核的自旋和核的数目的指征。在一个氢核和一个氢核发生自旋耦合的情况下，由于一个氢核的磁矩有顺磁场和逆磁场两种可能的取向，因此，它对受耦合作用的氢核可能产生两个不同的附加磁场的作用。这引起受耦合的氢核的共振由一个单峰分裂为二重峰。在两个氢核和一个氢核发生耦合的情况下，由于两个氢核的磁矩有同时顺磁场或同时逆磁场或一个顺磁场而另一个逆磁场三种可能的取向，因此，它们对受耦合的氢核可能产生三个不同的附加磁场的作用。这引起受耦合的氢核的共振谱由一个峰分裂为三个峰。普遍而言，受到耦合作用的核的共振峰的裂分数等于二项展开式 $(a+b)^n$ 的项数，裂分产生的谱线强度之比为展开式各项的系数之比。这里， n 是产生耦合作用的核的数目。

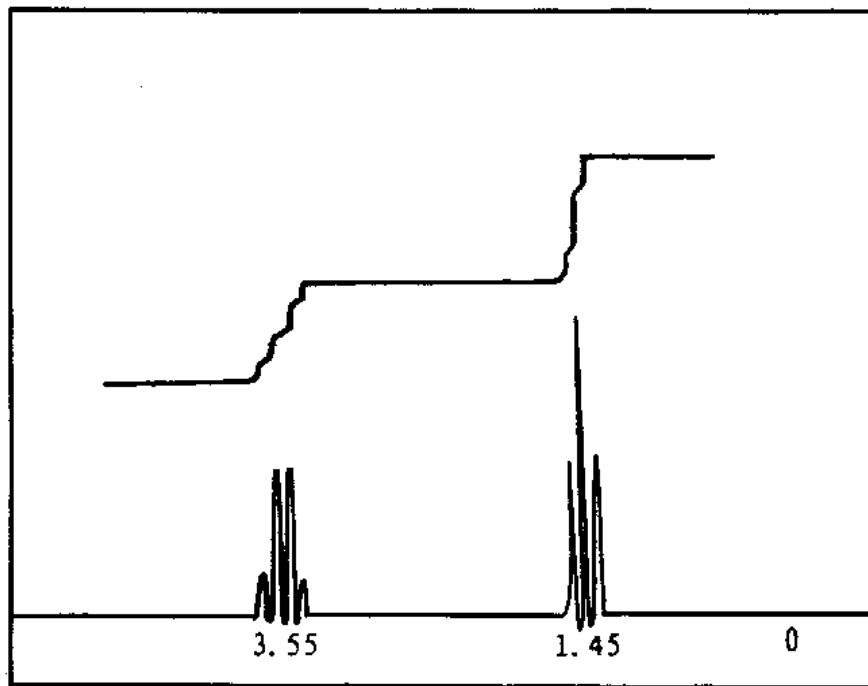


图 8. 2 氯乙烷的高分辨率 MR 频谱，说明自旋-自旋耦合引起的谱线裂分

举例来说，氯乙烷 ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{Cl}$) 的分子包含 CH_3 和 CH_2 两个基团。这个化合物的低分辨率频谱由 CH_3 和 CH_2 两个共振峰组成，两个共振的信号强度之比为 3:2，等于 CH_3 和 CH_2 拥有的氢原子数之比。可是，氯乙烷的高分辨率频谱可见 CH_3 分裂为三条谱线， CH_2 分裂为四条谱线 (图 8. 2)。这就是自旋-自旋耦合引起的谱线裂分。因为 CH_2 的两个自旋磁矩有三种可能的取向方式，它们存在的几率为 1:2:1。所以，受 CH_2 的自旋-自

旋耦合作用, CH_3 分裂为强度比为 1:2:1 的三条谱线。因为 CH_3 的三个自旋磁矩有四种可能的取向方式, 它们存在的几率为 1:3:3:1。所以, 受 CH_3 的自旋-自旋耦合作用, CH_2 分裂为强度比为 1:3:3:1 的四条谱线。 CH_3 的三条谱线和 CH_2 的四条谱线之间的间隔相等, 这个间隔即分裂的幅度, 和化学位移一样, 与磁场强度无关。

磁共振频谱仪不仅可以描绘频谱, 还可以描绘频谱的积分曲线, 积分曲线处于频谱上方, 呈水平阶梯状。相邻两水平阶梯之间的高度代表其下方所对应的共振峰的面积。峰的面积反映一个原子基团中参与磁共振的核的数量。比较频谱中各个峰的面积能确定出不同分子或原子基团中产生共振的核的相对数量。将各共振峰的相对面积与参考标准进行比较可以推算样品分子或化学集团中共振核的绝对数目。MRS 广泛应用于物理学、化学、生物学和药理学领域, 进行有关物质分子结构方面的研究。

8.1.3 付立叶变换磁共振频谱法

固定射频频率, 连续改变磁场强度, 或固定磁场强度, 连续改变射频频率, 以这两种方式之一使样品中不同基团的核依次满足磁共振条件并记录频谱的方法称为连续波频谱法。为了获得足够强的信号和足够高的信噪比, 需要将多次重复采集的信号累加起来。因为信噪比与采集次数的平方根成正比, 为了把信噪比提高到一次采集的信噪比的 10 倍, 信号采集需要重复进行 100 次。这不仅费时, 而且, 不能保证长时间内信号采集条件的稳定。

付立叶变换 MR 频谱法采用矩形脉冲调制的射频波激励恒定磁场中的样品, 使不同基团的核同时产生共振, 同时发出各自的 MR 信号。因此, 这种方法能极大缩短采集频谱的时间。

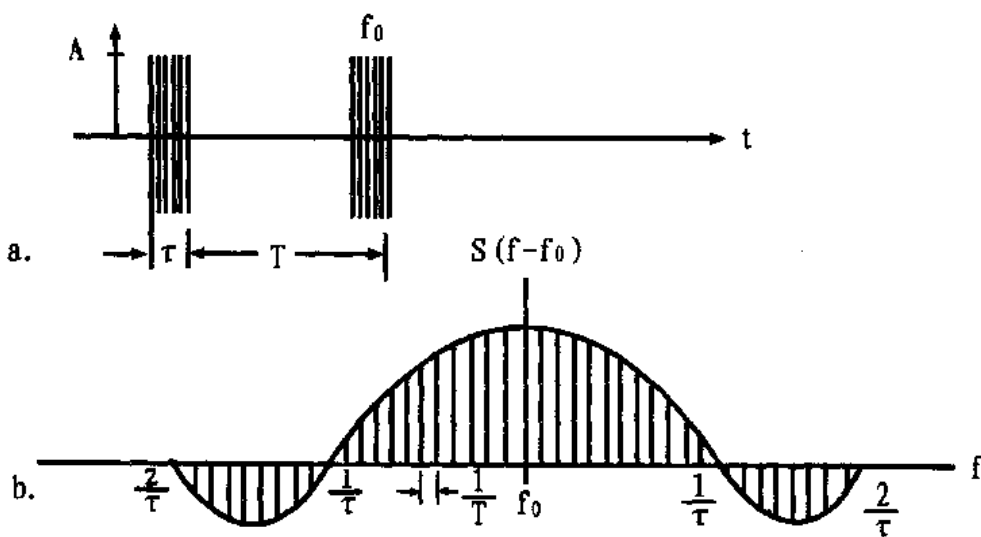


图 8.3 矩形波调制射频脉冲 (a) 及其频谱 (b)。 f_0 为被调制的射频波的频率。

τ , T 分别为矩形脉冲的持续时间和周期时间。

频率为 f_0 的连续等幅波被矩形脉冲调制之后, 将产生许多分立的频率分量, 这些频率分量组成一个频谱。设矩形脉冲的幅度为 A , 持续时间为 τ , 重复周期为 T 。那么, 分立的频率分量之间的频率间隔为 $1/T$; 频率为 f 的分量的强度 $S(f-f_0)$ 可用下式表示:

$$S(f-f_0) = \frac{\tau}{T} A \frac{\sin \pi (f-f_0) \tau}{\pi (f-f_0) \tau} \quad (8.3)$$

(8.3) 式的曲线形式示于图 8.3。由图 8.3 可见, 当 $f-f_0 = \frac{1}{\tau}$ 时, 该分量的强度等于零, 在 $\tau=10$ 微秒的情况下, $\frac{1}{\tau} = 10^5$ 赫。这说明, 矩形调制的射频脉冲可能有很宽的频率范围。而且, 在 f_0 附近各频率分量的幅度基本相等。所以, 持续时间很短促的矩形射频脉冲能使样品中不同基团的核受到强度基本相等的激励。信号采集得到的时域信号正是不同化学环境中的核产生的不同频率的正弦信号之和。时域信号经过付立叶变换即成为频域信号。频域信号可以直接用来描绘频谱。

付立叶变换频谱法对样品的量的要求比连续频谱法少得多, 而信噪比极大改善。通过采用各种不同的脉冲序列, 付立叶变换频谱法在化学位移成像, 活体频谱分析方面被广泛应用。

8.1.4 活体 MRS 研究的对象

磁共振频谱分析最早应用于物理、化学领域的分子结构的研究, 应用于生物医学领域进行生化过程的试管研究也有很长历史。随着 MR 成像技术的发展, 活体频谱技术迅速崛起, 现在, 已经能够利用 MR 成像系统获取活体频谱, 对给定组织中有重要生物学意义的分子的结构、浓度和化学环境进行定性甚至定量研究。MRI 与 MRS 结合起来, 极大提高了磁共振检查的特异性。

这一节介绍活体 MRS 研究的核及其频谱的用途。

众所周知, 磁共振研究的核首先必须具有磁矩。这就排除了既有偶数质子又有偶数中子的核, 如 ^{16}O 和 ^{12}C 等。另外, 有两个自旋状态的核最便于研究, 满足这个条件的核有 ^1H 、 ^{31}P 、 ^{19}F 和 ^{13}C 。其中, ^{19}F 和 ^{13}C 在人体内含量很少, 大多数研究要在接纳用 ^{19}F 或 ^{13}C 增浓的物质的条件下进行。 ^{19}F 的灵敏度是 ^1H 的 83%, ^{13}C 的灵敏度只有 ^1H 的 0.016%。 ^1H 的灵敏度和在人体内的含量最高, 但人体组织极强的水信号往往导致频谱中水共振频率两侧其他生化物质的微弱信号被淹没。由于这种种原因, ^{31}P 频谱研究得到最早应用, 并在活体频谱研究中占居首要地位。

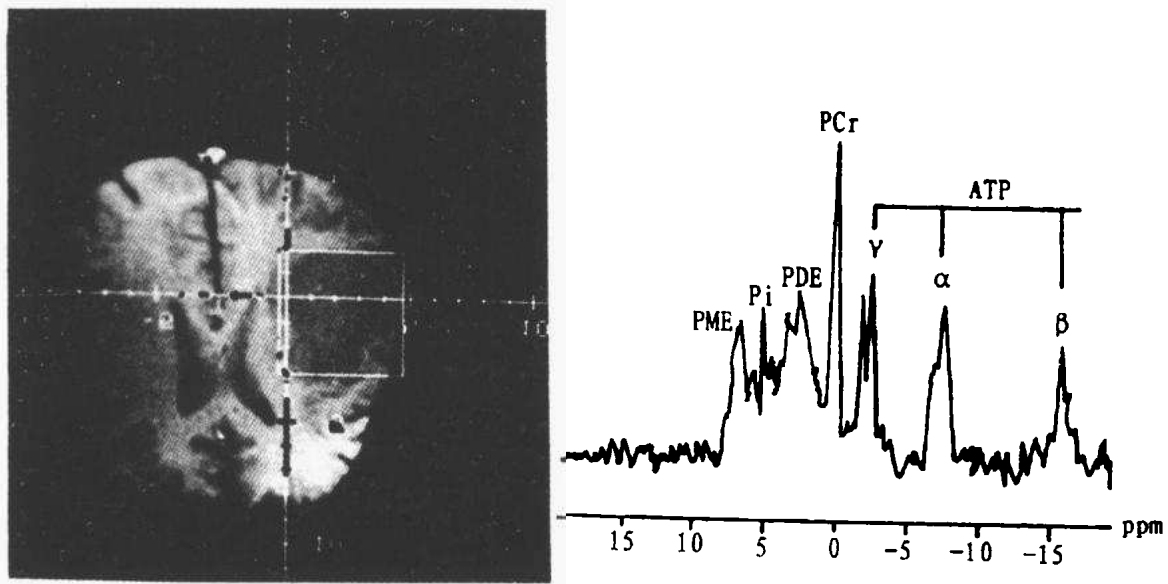
活体 MRS 研究的核及由它们的频谱可以观测的内容摘要列于表 8.2。以下对表 8.2 逐条加以说明。

^{31}P 频谱

^{31}P 在人体内的含量比 ^1H 低得多, 它之所以受到重视与它在代谢过程中的重要作用有极大关系。图 8.4 是神经胶质细胞瘤的 ^{31}P 频谱, 与正常脑组织的 ^{31}P 频谱比较接近。信

表 8. 2 活体 MRS 观测的对象

核	观测对象
^{31}P	三磷酸腺苷, 无机磷酸盐, 磷酸肌酸, 磷酸一脂, 细胞内、外的 PH
^1H	乳酸盐, N-乙酰基天门冬酸, 脂肪
^{13}C	^{13}C 标记的化合物的代谢产物
^{19}F	^{19}F 标记的药物的代谢产物, 细胞内游离的 Na^{2+}
$^{14}\text{N}, ^{15}\text{N}$	氮离子、氨基酸
^{23}Na	细胞内、外 Na^+ 的含量
^{39}K	细胞内、外 K^+ 的含量

图 8. 4 神经胶质细胞瘤的 ^{31}P 频谱

号最高的是磷酸肌酸 (PCr) 的磷原子核的共振峰。PCr 是高能缓冲化合物。PCr 右侧的三个峰由 α -、 β - 和 γ -三磷酸腺苷 (ATP) 的磷核产生。ATP 是能量代谢的中心媒介。通常, 用 β -ATP 来确定 ATP 的浓度, 因为 β -ATP 的共振没有与其他共振峰重叠, 基线比较平坦。PCr 左侧的 Pi 是无机磷酸盐, 它是 ATP 降解的产物。Pi 包括两个基团

(H_2PO_4^- 和 HPO_4^{2-}), 它们与 PCr 之间的化学位移为 3.3ppm 和 5.7ppm。它们的浓度比例随环境的 PH 值而变化, 从而引起 Pi 峰化学位移的变化。因此, Pi 峰的位置指示细胞内的 PH 值。酸中毒使 Pi 峰向右移, 碱中毒使 Pi 峰向左移。二磷酸腺苷 (ADP) 是线粒体氧化磷酸化的调节剂。ADP 和 ATP 及 Pi 一起决定细胞磷酸化的能力, $\text{ATP}/\text{ADP}\cdot\text{Pi}$ 是储存在 ATP 中的能量的度量。ATP 和 PCr 可供测量样品的能量状态, 对病理的或药物的应激反应灵敏。磷酸一脂 (PME) 和磷酸二脂 (PDE) 对研究生长迅速的癌变组织有重要意义。PME 与细胞的代谢状态有关, 它升高表明恶性肿瘤引起脂膜代谢发生变化。

实际应用中, 在没有参考物质的情况下, 测量 ^{31}P 频谱中的化学位移以 PCr 作为基准。

^1H 频谱

尽管 ^1H 检测灵敏度很高, 但获取活体 ^1H 频谱比较困难。主要是因为水和脂肪的强信号掩盖了频谱中其他代谢物的微弱信号。大脑中, 脂肪信号比所要研究的代谢物的信号大 10^3 倍, 水信号比其他代谢物的信号大 10^4 倍。因此, 为了获得有用的频谱, 要有选择地对水或脂肪信号进行抑制。另外, 由于水和脂肪的 T_2 较短, 所以, 采用较长的回波时间可以使这两种成分信号减弱, 从而, T_2 比较长的代谢物信号仍有足够幅度被检测出来。

正常人大脑的 ^1H 频谱示于图 8.5。用长回波时间 ($\text{TE}=272$ 毫秒) 获取的正常大脑的水—抑制 ^1H 局域频谱可以观察到四个主要的共振。它们是含胆碱的磷酸脂 (Cho), 位于 3.2ppm; 肌酸 (Cr), 位于 3.0ppm; N-乙酰基天门冬酸 (NAA), 位于 2.0ppm; 乳酸盐 (Lac), 位于 1.3ppm。

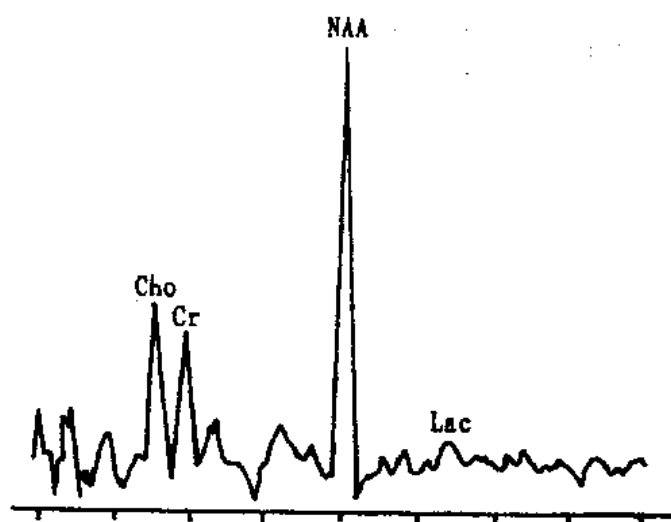


图 8.5 正常脑组织的 ^1H 频谱

N-乙酰基天门冬酸 (NAA) 可作为神经原标记, 与神经原衰竭有关的病变引起 NAA 减低。Cr 的总浓度相对恒定, 在很多情况下它是对 NAA 和 Cho 强度归一化的内部标准, 用以校定磁场或射频场的非均匀引起的信号强度的空间变化。Cho 在细胞膜的磷脂的稳态含量增加时强度发生改变。LA 是糖酵解的最终产物, 在缺血或缺氧的条件下, 当氧化代谢不能满足能量需求时 LA 浓度迅速增加。测量乳酸盐浓度是¹H 频谱的一个重要应用。

¹³C

¹³C 的化学位移范围很宽, 活体¹³C 频谱对特殊化合物的研究很有潜力。为了压低天然存在于体内的化合物的频谱的干扰, 通常将¹³C 标记的化合物加进活体组织并跟踪被标记的化合物的代谢。这是研究无创伤组织样品或器官的中间代谢, 评价各种代谢途径的调节机制的有效方法。

¹⁹F

¹⁹F 的检测灵敏度较高, 但活体内几乎没有天然的¹⁹F。因此,¹⁹F 的 MR 频谱研究通过加入外源性含氟化合物进行。主要应用包括含氟药物的检测, 如活体的麻醉代谢研究中, 和作为细胞内 PH 值或细胞内 Ca²⁺ 含量的指示剂, 以及用被标记的化合物的¹⁹F 频谱确定肿瘤的血管性。

²³Na 和 ³⁹K

Na⁺ 是细胞外液的主要阳离子, K⁺ 是细胞内液的主要阳离子。在患病 (高血压和心脏肥大) 和代谢应激反应期间, 穿过细胞膜的 Na⁺ 和 K⁺ 的梯度发生变化。利用顺磁位移剂改变细胞外 Na⁺ 或 K⁺ 的化学位移, 研究²³Na 和³⁹K 的 MR 频谱, 可以对细胞内和细胞外 Na⁺ 和 K⁺ 的稳态浓度进行测量。

²³Na 有较大自然丰度和良好的检测灵敏度。²³Na 的 MRS 用于研究组织内钠的调节。MR 成像可产生中枢神经系统和其他组织的钠像。

³⁹K 在细胞内的丰度高, 但检测灵敏度低。利用它弛豫时间短的特点, 在高磁场系统上能以较短的周期时间采集³⁹K 的信号, 钾的灌注或耗竭引起的信号变化与组织内钾的变化成正比。³⁹K 的 MR 频谱可能用于测量 K⁺ 体内平衡的改变, 确定利尿剂的功效等。

²³Na 和³⁹K 是四极矩, 四极矩有引起谱线加宽的效应。其他因素, 如位移剂也会引起谱线加宽。在解释频谱时, 必须注意将它们与离子浓度引起的谱线加宽加以区别。因为³⁹K 的检测灵敏度低, 又有较大的四极矩, 所以, 解释³⁹K 的 MR 频谱比解释²³Na 的 MR 频谱要困难得多。

¹⁴N 和 ¹⁵N

¹⁴N 自然丰度高, 但通常¹⁴N 频谱的谱线宽度很大, 不便于观测。¹⁴N 频谱已用于测量肿瘤中的氮和进行活体肾脏的研究。¹⁵N 自然丰度低, 要借助于¹⁵N 标记的化合物进行频谱研究。总的来说, 这两种核的活体频谱应用尚少。

8.1.5 定域频谱技术

利用磁共振成像系统获取频谱时,采集整个器官的频谱并没有实际价值。采集一个器官特定部位的正常或异常组织的频谱才有意义。从体内指定的组织区域采集频谱的技术称为定域频谱技术。要指定的区域可以是一个层面,层面中的一个条块,或者一个立方体。根据指定或选择产生频谱的区域的不同方式,大概有三种定域频谱技术。一种是利用表面线圈的射频场的非均匀性获得定域频谱的技术,这种办法简单,但它仅局限于采集靠近体表解剖区域的频谱,也不能灵活适应于对区域形状和尺寸的要求。另一种途径是影像定位频谱技术,它通过MR影像确定所要研究的体域(VOI),然后,利用磁场梯度和射频脉冲配合起来进行选择激励。这种技术有几种方案适合于 ^1H 频谱或 ^{31}P 频谱的采集。最后一种技术是化学位移成像技术,它属于另一种利用磁场梯度的频谱定位技术。

1. 射频梯度定域频谱技术

表面线圈的射频场在与表面线圈平面垂直的方向存在梯度。这可以利用来建立信号的等效相位编码。

将表面线圈设置到所要研究的组织区域附近,用非选择性射频脉冲进行激励,所采集的FID信号将包含整个表面线圈的灵敏区域的信息。灵敏区域的尺寸决定于线圈半径。

由于表面线圈的射频场存在梯度的原因,自旋磁矩的翻转角便同它们沿梯度方向的位置有关。这使沿射频场梯度方向不同位置的自旋的MR信号具有不同的相位。改变射频脉冲的长度反复进行射频激励和信号采集,每次采集的信号是与不同的位置对应的不同相位的信号的总和。这些信号经过数据处理可以得到信号相位和信号位置有唯一对应关系的一组数据。这组数据经二维付立叶变换便产生一组与表面线圈平面平行的层面的频谱。其中,每个层面的频谱对应于一个由射频场的等高(强度)面划定边界的解剖区域。这个方法不是仅获取一个层面区域的频谱,而是从包括一组层面的整个体积范围获取一组频谱。这个方法不用梯度磁场,因此,不存在涡流磁场的影响。

显然,这是一种一维频谱技术。选定的层面形状取决于射频场的分布特性,一般不会是理想平面。

另一种利用射频场的梯度确定信号在体内特定区域位置的方法,激励脉冲是非选择性的,但对一个特定射频场强度附近的信号进行检测。它所选定的层面也由表面线圈的射频场的等高面限定,该层面的射频场强度恒定或变化很小。在采集序列重复过程中,非选择性射频脉冲以特定的相位循环,对受激层面的位置和尺寸进行控制。这个方法的缺点是不易消除VOI以外的干扰,也不便进行其他参数(如 T_1 , T_2)的测量。

2. 开关磁场梯度定域频谱技术

开关磁场梯度定域频谱技术属单体素技术,它是在接通梯度磁场的条件下,用频率选择射频脉冲选定一个层面或一个立柱或一个立方体,由这个被选定的区域采集频谱信号。下面对这种定域频谱技术的几种方法作具体说明。

1) 深度分辨表面线圈频谱法 (DRESS)

深度分辨表面线圈频谱法是利用表面线圈和磁场梯度选定深度方向的层面的频谱技术, 它用最简单的单脉冲序列 (图 8. 6) 决定频谱区域, 与 90° 射频脉冲同时施加梯度脉冲 G_Y , 选择激励一个与表面线圈平行的层面, G_Y 梯度是在表面线圈的轴线方向。

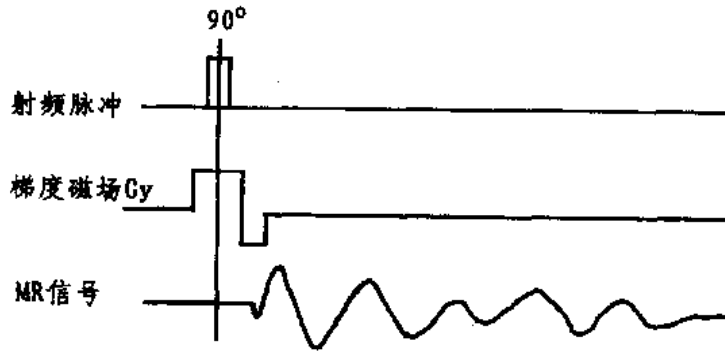


图 8. 6 DRESS 法的脉冲序列。同时施加 90° 激励脉冲和层梯度 G_Y , 选定一个与表面线圈平行的层面。

DRESS 法指定 VOI 的方式可借助图 8. 7 说明。受激层面相对于 G_Y 梯度中心的位置

$$Y_1 = 2\pi f / \gamma G_Y \quad (8. 4)$$

式中 f 是 90° 射频脉冲的频率, γ 是旋磁比, G_Y 是 Y 方向磁场梯度的幅度。改变射频脉冲的频率 f 可以改变获取频谱的层面到表面线圈的距离。被指定的层面厚度

$$\Delta Y = 2\pi \Delta f / \gamma G_Y \quad (8. 5)$$

其中, Δf 是射频脉冲的频带宽度。

DRESS 法选定的采集频谱的区域的体积 (VOI) 决定于层面厚度和层面上信号灵敏区域扩展的程度。前者由 (8. 5) 式决定, 后者由表面线圈的直径和层面的深度 (自表面线圈的距离) 决定。信号灵敏区域是指能得到层面总信号 50% 的层面中心区域, 大致呈圆盘状, 圆盘直径随层面深度增加而增大。

DRESS 法采集梯度回波信号, 所以, 序列中要有产生梯度回波的梯度脉冲。如果梯度脉冲的长度和残余涡流衰减的时间常数不明显短于组织的 T_2 时间, 将会引起信噪比的显著下降。如果不出现这样的情况, DRESS 法仍是一个有效的局域频谱采集方法。

2) 影像选定活体频谱法 (ISIS)

ISIS 法获取一维频谱时, 信号采集分两步进行。先不进行层面选择, 激励并采集所研究的 VOI 的 FID 信号; 再用 180° 脉冲和 G_Z 梯度配合进行层面选择激励, 采集 VOI 的 FID 信号。两次采集的信号相减即得到选定的层面的频谱。ISIS 法获取二维频谱时, 用两

个正交方向的层选梯度 G_x 和 G_y 的四种不同组合方式和两个 180° 脉冲配合起来，采集四次 FID 信号。这四次采集的 FID 信号经过加减运算便得到关于 XY 平面的定域频谱。ISIS 法获取三维定域频谱的脉冲序列示于图 8. 8。它用三个频率选择性 180° 脉冲和三个正交方向的梯度磁场 G_x 、 G_y 和 G_z 的 8 种组合方式结合起来完成一个三维立方体的选定。每种情况下的 FID 信号不仅由所要选定的这个体素产生出来，而且，由这个体素周围产生出来。八次采集的 FID 信号以适当符号累加起来便可消掉从所选体素周围产生的信号而保留累加的所选体素的信号。

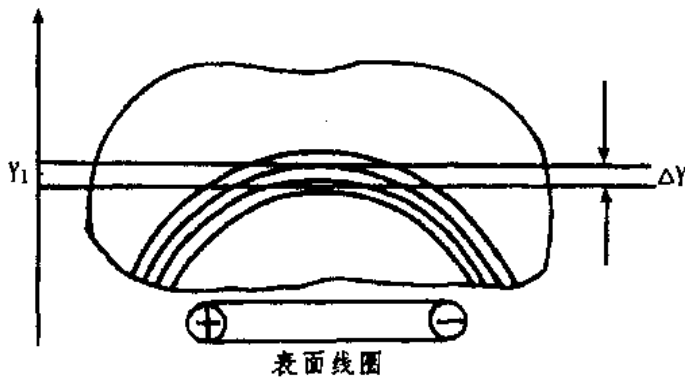


图 8.7 DRESS 法决定 VOI 的说明。 Y_1 : 受激层面相对于梯度中心的距离。 ΔY : 层面厚度。

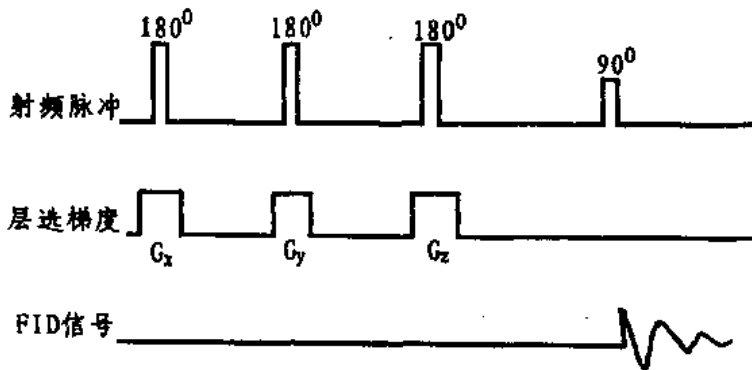


图 8. 8 三维 ISIS 法的脉冲序列，层选择性激励脉冲有 8 种组合方式。信号采集分 8 步进行。

要选的体素 (VOI) 位置先通过成像确定。在采集频谱时，这个体素的位置可通过改变选择激励脉冲的频率进行调整。为了使快速开关的梯度脉冲感应的涡流在信号采集时消失，选择性脉冲与 90° 脉冲之间要有适当延时，这个延时时间很短 (约 100 微秒)，信号在

T_2 弛豫中的衰减很小。

频谱的信噪比和来自 VOI 以外的信号及 180° 脉冲的特性有很大关系。性能良好的 180° 脉冲有利于提高选择性和改善信噪比。

因为需要八次采集获取频谱，ISIS 法对运动敏感。这限制了这种方法适于从相对不动的器官采集频谱。对运动有规律的器官，可用门控方式减小运动对信号的影响。

ISIS 法适合于采集 T_2 短的含磷化合物的频谱。检测局域 ^{31}P 频谱的步骤大致如下：

- 用 ^1H 成像线圈进行 MR 成像，在显示器屏上选出检测 ^{31}P 频谱的 VOI。
- 对选定的 VOI 用 ^1H 信号进行匀场调整。
- 转换到 ^{31}P 频谱采集电路，调整 ^{31}P 线圈的阻抗匹配和频率调谐。
- 设定检测 ^{31}P 频谱用的 ISIS 序列参数（序列周期 TR，信号累加次数等）。
- 进行 ^{31}P 频谱的信号采集。

图 8.9 是正常人脑顶叶 $4 \times 4 \times 4$ 立方厘米体素的 ^{31}P 频谱，有七个清楚可辨的共振峰，它们是 ATP 的 α 、 β 和 γ 峰，磷酸肌酸，磷酸二脂，无机磷酸盐及磷酸单脂的共振峰。

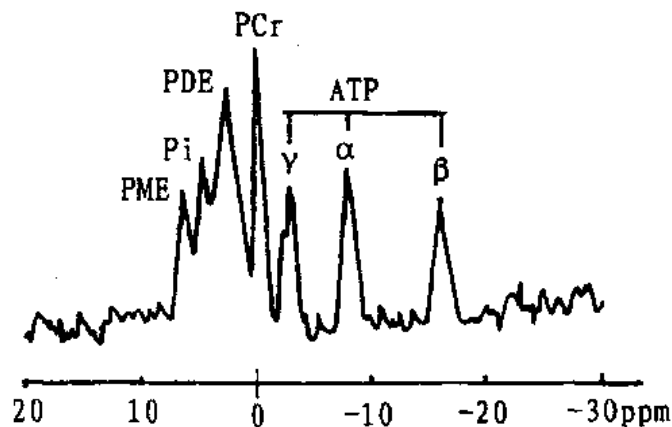


图 8.9 ISIS 法获取的正常大脑定域 ^{31}P 频谱。VOI = $4 \times 4 \times 4$ 立方厘米。TR = 2 秒，信号累加次数 = 512。

3) 受激回波采集方式 (STEAM)

通常认为自旋回波信号是利用 180° 相位反转脉冲形成的，其实，它可以由任意翻转角的激励脉冲产生。受激回波脉冲序列（图 8.10）是一种特殊脉冲序列，它包含三个层面选择性 90° 脉冲，能产生五个回波，但是，只对其中的第 2 个回波进行信号检测，其余的回波被丢弃不用。这第 2 个回波称为受激回波。受激回波的强度不仅同 T_2 有关，而且

还同 T_1 有关。调整脉冲之间的延时 TA 和 TB 及梯度脉冲的波形，可以使第二个回波不出现伪影信号。

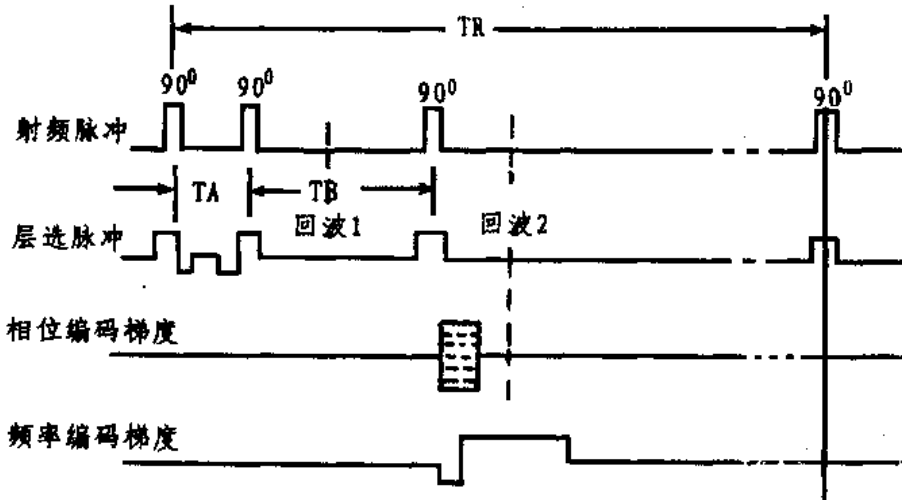


图 8. 10 STEAM 成像序列。图上标出了两个回波的位置，第二个回波是要被采集的受激回波。

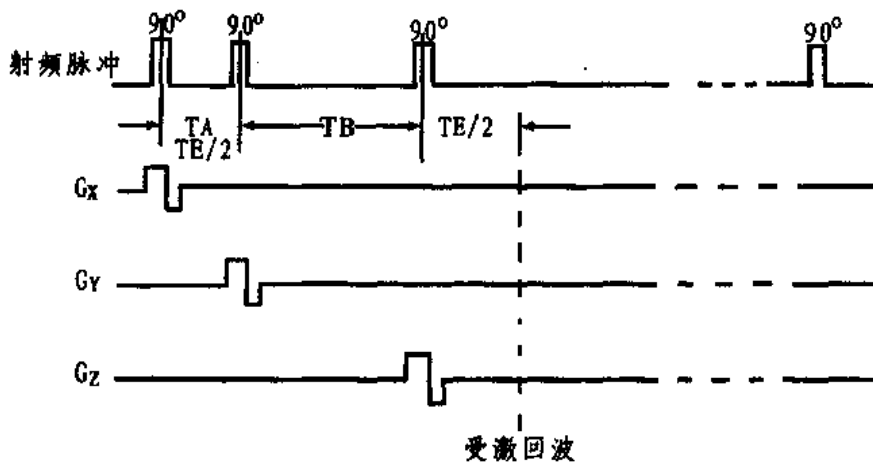


图 8. 11 STEAM 频谱采集序列略图

在进行 MR 成像时，STEAM 序列的 G_z 为层面选择梯度， G_x 为频率编码梯度， G_y 相位编码梯度。但是，在进行局域频谱采集时， G_x 、 G_y 和 G_z 的作用都是为了实现层面的选择激励，它们和三个 90° 脉冲结合起来一步完成区域指定和受激回波采集。脉冲时序的略图示于图 8. 11。

第一个层面选择性 90° 脉冲激励一个 X 向层面的共振，TA ($=TE/2$) 后的第二个层面选择性 90° 脉冲激励一个 Y 向层面的共振，再经过 TB 时间施加第三个层选择性 90° 脉冲，激励一个 Z 向层面的共振。结果，上述三个层面交叉形成的一个立方体内的纵向磁化强度被变为横向磁化强度，它在第三个 90° 脉冲后 $TE/2$ 时形成受激回波。

STEAM 法用于活体 1H 频谱采集。为了抑制水质子的信号，序列中要加进使水质子饱和的频率选择性射频脉冲。饱和脉冲加在第一个 90° 脉冲前（预饱和脉冲）和第二个与第三个 90° 脉冲之间。它们都有化学位移选择性，只使水质子共振频率附近一个很窄的频带内的质子受到激励。为了破坏水质子的横向磁化，施加一个梯度磁场驱使水发生迅速的自旋相位弥散。

STEAM 法的频谱采集包括以下步骤：

MR 成像——确定 VOI——产生 VOI 影像——匀场——抑制水信号——频谱采集——信号处理。

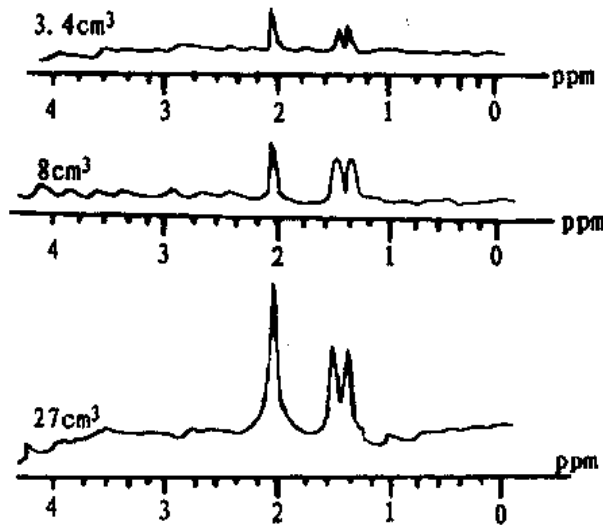


图 8. 12 N—乙酰苯胺模型的 1H 频谱。TR = 2.0 秒，TE = 19 毫秒，累加次数 = 256。三个频谱用不同的体素尺寸获得。

通过 MR 成像产生一幅横断影像，成像序列可用以下参数：TR = 300 毫秒，TE = 20 毫秒，层面厚度 = 7.5 毫米，NEX = 1/2。用这幅影像来确定要进行频谱采集的体素。接着用受激回波获取这个体素的影像，以对 VOI 的位置进行确认。确认后进行匀场调整，使 VOI 内的磁场非均匀性小于 1ppm，然后，在 STEAM 序列中加抑制水信号的脉冲进行信号采集，观察水信号被抑制的程度并作相应的参数调整，直到有满意的效果。最后，正式采集选定的 VOI 的频谱。这些步骤可利用一个实验模型反复练习，并对频谱仪的工作

状态进行调整。操作熟练之后，再进行人体的频谱采集。

实验模型的内容物可用 N-乙酰苯胺，它的频谱在与 N-乙酰基天门冬酸相同的位置上有一个单共振峰，在 1.3—1.5ppm 处有两个共振峰。图 8.12 是用盛有 10 毫摩尔 N-乙酰苯胺模型的 ^1H 频谱，可以看出信号强度和信噪比随体素尺寸的变化。图 8.13 是用同一模型，以不同 TE 时间采集的 ^1H 频谱，可以看到信号强度和信噪比随 TE 的变化。TE 增加时，信号减小， T_2 短的成分衰减最迅速。TE 减小时，信号增大，信噪比提高，能够采集到 T_2 短的成分的信号。

3. 化学位移成像频谱技术

化学位移成像 (CSI) 也称为频谱成像 (SI)，是着眼于特定化学位移采集频谱的技术。它将频谱技术和空间编码结合起来产生描绘特定化学基团的分布的影像。最常见的是单纯由水信号或单纯由脂肪信号组成的影像。一般地说，化学位移影像是影像形式的频谱，反映频谱中的每个峰的强度的空间分布。将代谢物的化学位移影像与常规影像结合起来，能够提供更多信息并提高临床诊断的准确性。

化学位移成像是多体素技术，它利用磁场梯度只对信号进行相位编码，在没有任何梯度场的条件下采集信号。根据影像的空间信息的维数多少，相应地有一维、二维和三维化学位移成像。

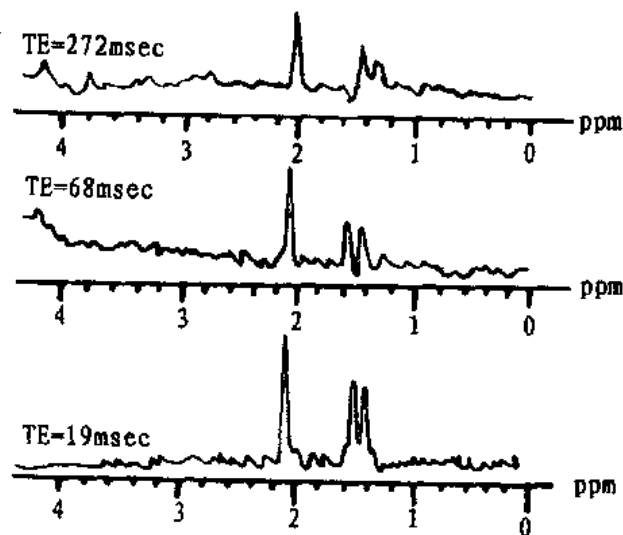


图 8.13 N-乙酰苯胺模型的 ^1H 频谱。TR=2.0 秒，累加次数=256，各频谱用不同的 TE 时间获取。

化学位移成像是一种定域频谱技术，也是一种特殊的成像形式。所以，这一章将它和频谱技术相并列，又作为成像技术在下一节详细叙述。

8.2 化学位移成像^[66,72]

8.2.1 引言

常规 MR 成像忽略了化学位移效应。通常的质子影像由水 (H_2O) 和脂肪 ($-\text{CH}_2$) 两个共振频率为中心的 MR 信号组成。化学位移效应和磁场非均匀性及磁化率效应一起影响给定位置的共振频率, 其中化学位移效应在频率编码方向引起化学位移伪影。

作为影像信息有意利用和体现化学位移效应的成像方法称为化学位移成像。一些化学位移成像方法建立在对常规成像序列进行修正的基础上, 这些修正的目的在于实现水信号和脂肪信号的分离, 补偿场的非均匀性引起的谱线位置偏移, 将化学位移信息与空间编码信息分开。化学位移成像的对象不仅是 ^1H , 而且包括其他在生化过程中起重要作用的元素的核。

为了便于在常规成像序列的基础上引出化学位移成像序列, 这里简要回顾一下常规成

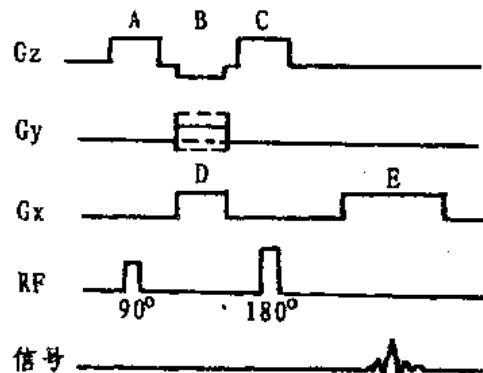


图 8.14 典型 2DFT 成像序列

像序列的组成。图 8.14 是一个有代表性的 2DFT 成像的脉冲序列。层选梯度 G_x 中的脉冲 A 和 90° 射频脉冲配合激励 Z 方向的一个成像层面, 脉冲 B 对脉冲 A 期间层面内发生的自旋相位弥散进行补偿。脉冲 C 和 180° 射频脉冲配合起来消除层面内由化学位移效应和磁场非均匀性引起的相位弥散并产生自旋回波。频率编码梯度 G_x 中的脉冲 D 和 E 的作用是产生梯度回波, 由于 180° 射频脉冲已使自旋产生相位反转, 这里, 脉冲 E 的极性和脉冲 D 的极性相同。脉冲 D 和 E 的强度按照使梯度回波中心和射频回波中心重合的要求进行设定。相位编码梯度 G_y 在序列重复过程中有规律地逐步增幅, 在 Y 方向对信号相位进行编码。为了使 Y 方向不同位置的相位信息保持在回波信号中, 相位编码方向不加补偿梯度。

8.2.2 射频回波比梯度回波延迟的成像序列。

如上一节所述，常规自旋回波成像的射频回波和梯度回波在同一时刻形成。如果将施加 180° 射频脉冲的时间延迟一定时间 τ (图 8.15)，射频回波将相对于梯度回波延迟同样时间。这样，信号中化学位移不同的频谱线之间将出现一个相对的相位移 $2\tau\delta\gamma B_0$ ，相位移的大小正比于化学位移之差 $\delta\gamma B_0$ 和两种回波时间之差 τ 。逐渐增大两种回波的延时 τ 采集一系列数据，这组数据经过付立叶变换产生的影像就是所谓频谱分辨影像。

回波平面成像可以在一次激励之后产生一组梯度回波，每个回波在相等的磁场强度下被检测，但各个回波与激励脉冲之间有不同的延时。这导致每个回波是一组不同相位的频谱，用这样一组回波可以重建与空间投影无关的频谱影像。

这种频谱影像有良好的空间分辨率，但频谱分辨率差，可以较好地适用于简单的已知频谱的频谱成像。对于频谱由两条谱线组成特殊情况，可以这样来分离两条谱线的作用：在射频回波和梯度回波时间一致的条件采集一幅同相影像；再在两种回波之间的延时等于两条谱线频率之差的倒数之 $1/2$ 的条件下采集一幅反相影像。将同相影像和反相影像的数据经过加法或减法运算，即可计算出分别只显示两个频谱分量之一的作用的影像。

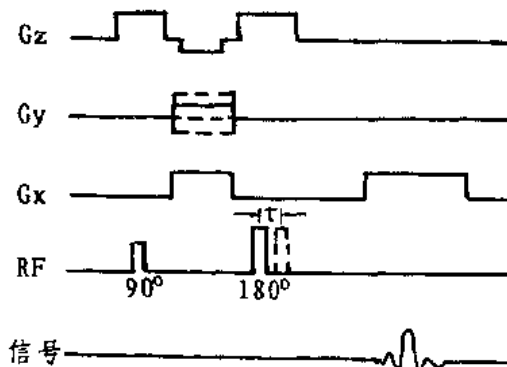


图 8.15 通过射频回波和梯度回波之间的延时产生不同化学位移之间的相移的成像序列。

化学位移成像的一个主要应用就是分离水和脂肪对 ^1H 影像的作用。如果梯度回波和射频回波的时间差能引起脂肪和水信号之间有 180° 相位差，即使在幅度重建产生的影像上，脂肪和水信号将部分抵消，脂肪和水混合的组织（骨髓、脂肪肝等），或者相对的纯脂肪和纯水结构的交界处的影像强度将比成像参数相同的常规（同相）影像减小。脂肪和水的信号强度越接近，抵消的程度越大。反相影像本身可以灵敏地显示出异常区域（骨髓病变、脂肪肝和肝转移癌等）。由同相影像和反相影像的和与差产生的影像将分别显示已被分离的脂肪和水信号。图 8.16 给了一个这种影像的例子。左上方的常规同相影像（SE

1500/30) 显示脾脏比肝脏信号稍高。右上方的反相影像 (SE 1500/30) 显示脾脏信号也比无脂肪的正常肝脏信号高, 而含水的内脏与多脂肪组织的分界处呈现一带状低信号区域。左下方是同相和反相影像相加计算出来的“水”影像, 它与同相影像类似, 这表明肝脏和脾脏的信号均由水质子产生。右下方是由同相影像减去反相影像计算出来的“脂肪”影像, 它缺乏来自肝脏和脾脏的信号, 这表明这两种组织通常不含有脂肪。

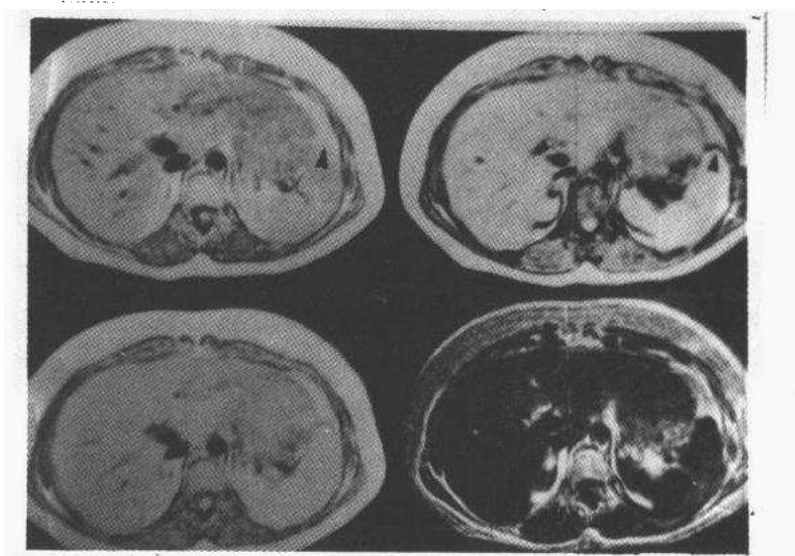


图 8.16 肝脏的横断影像。左上: 常规“同相”影像 (SE 1500/30)。右上: 相位对比 (反相) 影像 (SE 1500/30)。左下: 由同相影像加反相影像计算的“水”影像。右下: 由同相影像减反相影像计算的“脂肪”影像。

8.2.3 空间选择激励和频谱选择激励分开的成像序列

这种化学位移成像序列包含的射频激励脉冲, 一种是频谱 (化学位移) 选择性的, 在射频激励期间没有磁场梯度作用; 另一种是空间选择性的, 与射频激励同时施加梯度磁场, 并且, 磁场梯度足够强, 以致化学位移效应居于不重要的地位。图 8.17 是利用频率选择性 180° 脉冲来产生一个窄化学位移范围的自旋回波的 CSI 序列。 90° 脉冲是空间选择性的, 它以较宽的频率范围激励被选定的层面的共振。由于 180° 回波形成脉冲的频率选择性, 最终的影像由化学位移在所选频率范围的信号构成。

这种 CSI 技术获得的影像具有良好的空间分辨率, 但是, 频谱分辨率仅限于对所选的频谱线或频谱中的一组谱线成像。为了不使对应于某个位置的一个化学位移频率不致与对应于不同位置的另一个化学移的频率重叠, 要求磁场均匀度应当很高。

图 8.17 的 CSI 序列也可以改为利用频率选择 90° 脉冲激励, 利用空间选择性 180° 脉冲产生回波。

利用称为化学位移饱和的方法也可以实现对所要的频谱分量的有选择的化学位移成

像。这个方法是在图 8.14 的常规成像序列开始前有选择地使产生某些谱线的成分饱和。例如，在只有水和脂肪的情况下，预先用一个频率选择性 90° 脉冲对脂肪进行激励，然后，用一个层面选择方向的梯度脉冲促使脂肪迅速发生自旋相位弥散（破坏脂肪的横向磁化强度）。在脂肪的纵向磁化强度恢复之前开始执行常规成像序列，有选择地对水进行激励并采集信号。由于脂肪成分在序列开始时已处于饱和状态，从而这种序列采集的影像没有从脂肪产生的信号。

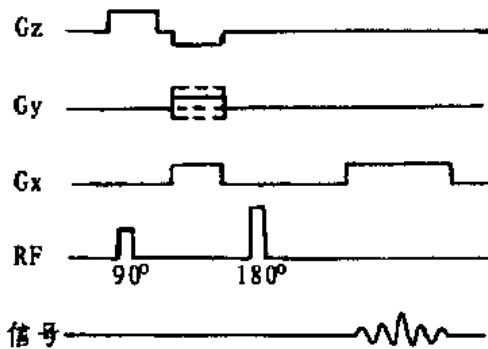


图 8.17 利用层面选择 90° 脉冲激励，利用频率

选择 180° 脉冲产生回波的 CSI 序列。

这个化学位移成像序列对所选的成像层面在两个相互正交的方向进行相位编码而不进行频率编码。先在 G_z 梯度作用下用 90° 射频脉冲选择激发成像层面，接着对选定的层面同时在 X 和 Y 两个方向时行相位编码。序列重复过程中， G_x 梯度取 N_x 个不同幅度，在每个 G_x 梯度下， G_y 梯度反复取 N_y 个不同幅度进行相位编码。每个周期都在没有任何梯度磁场的情况下读取自旋回波信号。采集的数据经过付立叶变换重建产生一个三维数据组，由两维空间信息加上化学位移信息组成。根据激励脉冲对化学位移的选择，被重建的影像显示重建位置上一组原子基团（特定化学位移）的信号。

上述成像序列如果将层选梯度也改为相位编码梯度，而不进行层面选择，在 X、Y 和 Z 三个方向进行三维相位编码，就成为一个四维化学位移成像序列。

8.2.5 变化频率编码梯度的化学位移成像
常规 MR 成像用频率编码梯度使频率编

化学位移饱和脉冲可以设计成能使所要谱线以外的所有谱线的分子或集团饱和，来产生只显示发出所选谱线的成分的化学位移影像。

8.2.4 相位编码的三维化学位移成像序列

图 8.18 的化学位移成像序列只用层面选择梯度和相位编码梯度，在没有任何磁场梯度的条件下检测信号，检测到的频率偏移只反映不同化学位移的频率差（和场的非均匀性的影响），从而将化学位移信息与空间位置信息分开。

这个化学位移成像序列对所选的成像层面在两个相互正交的方向进行相位编码而不进行

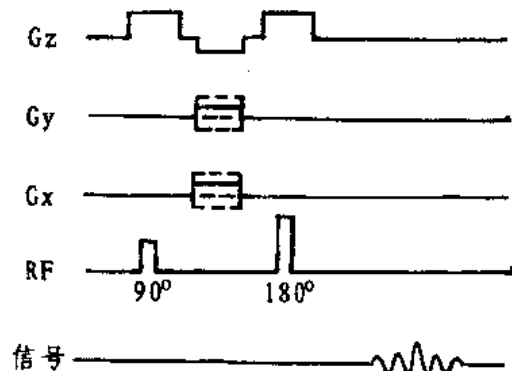


图 8.18 二维相位编码的三维 CSI 序列

码方向的物体位置与不同频率相对应。当一个位置上存在不同的化学位移导致的不同频率时，2DFT 成像将出现化学位移伪影。尽管化学位移效应和位置的频率编码不能在一次信号检测中被分开，但这两者毕竟不同。位置的频率编码造成的频率随位置的变化与频率编码梯度的强度成正比，而化学位移引起的频率偏移是固定的，与磁场梯度的大小无关。因此，通过用不同强度的频率编码梯度采集信号应该能够分开各个位置上空间编码对应的频率和与不同化学位移产生的频率。

在给定磁场梯度下，对由单一成分（如纯水或纯脂肪）组成的物体来说，沿梯度方向的共振频率与位置 L 的关系可以表示成通过 (f, l) 空间的一条直线，梯度增加，直线的斜率变小。在不同梯度强度下采集的一组数据，可以作为一组以不同角度通过 (f, l) 空间的投影数据，这组数据可以通过投影重建技术重建化学位移随位置的空间分布。用适当的一组不同方向的梯度进行数据采集，常规投影重建 MR 成像技术可以被扩展以增加一维化学位移。换句话说，化学位移可以并合到空间重建 2DFT 成像技术中产生三维化学位移影像。

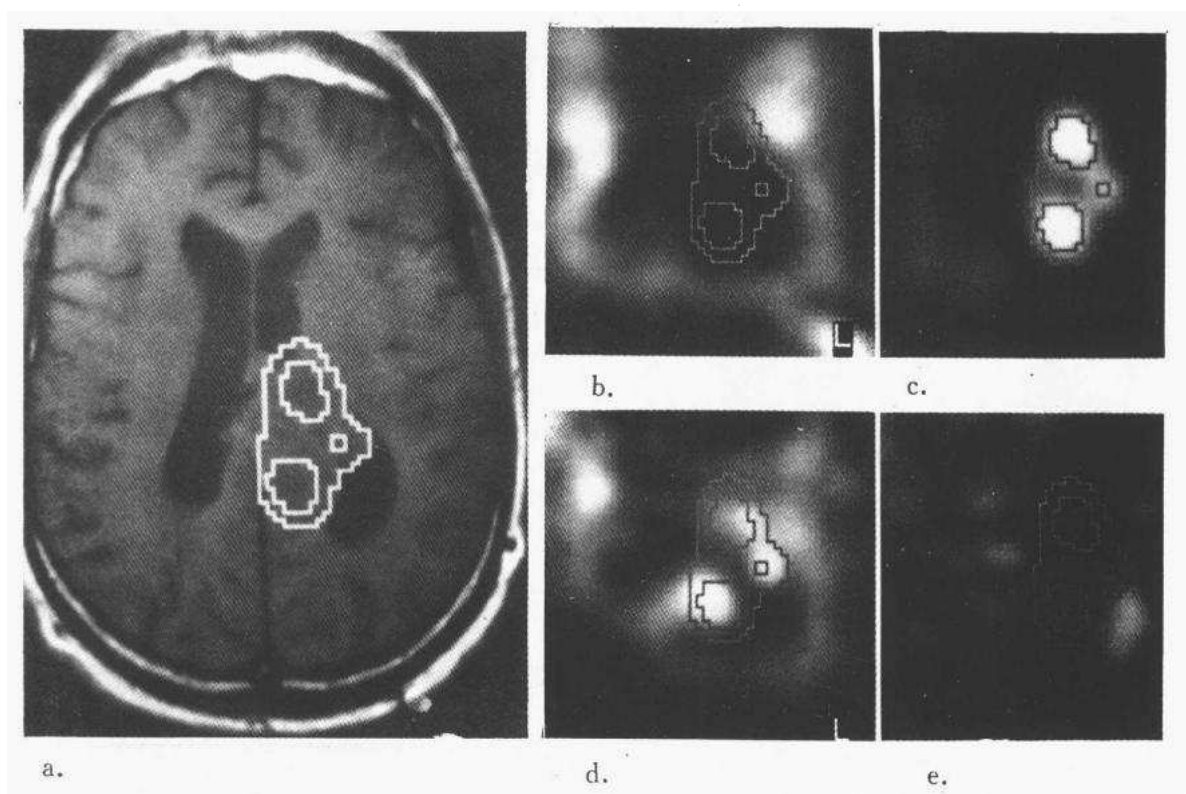


图 8.19 大脑的自旋回波影像 (A) 和 N-乙酰基天门冬酸影像 (B)、胆碱影像 (C)、磷酸肌酸影像 (D) 和乳酸盐影像 (E)。

频率已知的一组离散频谱的化学位移成像可以采取如下的途径。以不同梯度强度获取

频率编码信号，将所产生的频谱重新定标，使它们与类似尺度的空间投影相当。这样，与这个投影中不同频谱线对应的相对空间位移将被相应地分别刻度。对 N 条谱线来说，以 N 个不同梯度强度获取的一组信号原则上将足以分离出与各条谱线的信号对应的投影。对于由两条谱线组成的频谱，只要用极性相反的梯度磁场进行两次频率编码，采集两个投影数据。这两个投影中，两条谱线的化学位移引起的相对空间偏移相反，利用与反卷积等效的处理可将这两条谱线的作用分开。

化学位移成像或频谱成像的主要应用是产生脂肪和水分离的 ^1H 影像，在磁场强度高于 1.5 特斯拉，成像范围内磁场均匀性高于 2ppm 的条件下，采用上述技术均可实现这个要求。

化学位移成像技术应用于其他的核，可描绘代谢过程中起重要作用的含磷化合物 (PCr, ATP 和 Pi 等) 的分布，可对有多重谱线的含氟物质成像。通过利用能有效改变细胞外钠的化学位移，又能从细胞内空间排除的物质，化学位移成像能区分细胞内和细胞外的钠。

图 8.19 是大脑 ^1H 化学位移成像的一个例子。图 8.19A 是常规自旋回波影像，图 8.19B—E 分别是 N -乙酰基天门冬酸、胆碱、磷酸肌酸、乳酸盐的影像。每幅影像上绘有胆碱的等强度信号线。

除了产生特定化学基团的分布影像外，化学位移成像获得的数据可以用来导出其他有关参数的计算影像。例如，利用 Pi 与 PH 值的关系计算 PH 影像。PCr/Pi 的比值及类似这样的参数的影像同样可以计算出来，它们能提供有关代谢状态的信息。

8.3 磁共振血管成像技术 (MRA)^[74]

8.3.1 自旋回波成像的流动效应

磁共振血管成像技术是利用 MR 成像描绘解剖组织中的血流路径的方法，它产生只显示血管结构的影像。MRA 建立在利用流动效应突出血流信号的基础上。为了便于理解 MRA 如何能从静止组织中将血管分离出来成像，下面简要回顾一下自旋回波成像的流动效应。

自旋回波影像存在两类流动效应：Ⅰ类流动效应和Ⅱ类流动效应。Ⅰ类流动效应与梯度场中运动自旋的附加相移有关；Ⅱ类流动效应与运动自旋存在于成像层面的时间和射频脉冲作用于成像层面的时间发生借位有关。由于血液的流动形式和成像序列参数的不同，流动血流可能显示为影像信号丢失，也可能显示为影像信号增强。具体有以下几种情况。

1. 层流奇数回波相位弥散效应

以速度 V 沿梯度场方向运动的自旋比静止组织的自旋多产生了一项与速度 V 有关的附加相位变化，这项附加相移 ($\frac{1}{2}\gamma GV^2$) 与时间平方成正比。在用对称 SE 序列采集信

号时,沿血管径向不同位置的自旋,在静止组织的奇数回波时刻积累了与流速有关的不相等的附加相移,因而发生自旋相位弥散,导致含层流的血管信号丢失。

2. 层流偶数回波相位重聚效应

在静止组织的偶数回波时刻,层流中的自旋已受到一对 180° 脉冲的作用。这一对 180° 脉冲作用前 $TE/2$ 时间内的附加相移加上作用后 $TE/2$ 时间内的附加相移,与这一对 180° 脉冲之间 TE 时间内的附加相移正好完全抵消,并且与流动速度无关。因此,不同速度的自旋此时恢复同相关系,导致层流的偶数回波信号增强。

3. 湍流的自旋相位弥散效应

由于湍流的速度和方向的随机性,湍流中的自旋任何时刻都处在相位弥散状态。这一方面导致湍流的信号丢失,一方面引起湍流血管两侧沿相位编码方向蔓延的血管伪影。

4. 高速信号截止效应

垂直于成像层面流动的高速血流,在成像层面内存在的时间有限。如果血流的速度在信号截止速度($V_C=2\Delta Z/TE$, ΔZ 为层面厚度)以上,那么,受 90° 脉冲激励的血液尚未受 180° 脉冲作用便流出了成像层面;或者,血液在 90° 脉冲后才进入成像层面,它只受到 180° 脉冲的作用。这两种情况均导致血流的信号丢失。

5. 低速血流的进入效应

在反复进行射频激励以采集MR信号的过程中,如果血流在序列重复周期 TR 时间内通过的路程大于层面厚度 ΔZ ,即血流速度在临界速度($V=\Delta Z/TR$)以上,那么,血流在每个信号采集周期开始时都具有充分的磁化强度。这导致血流能产生最大的信号强度,称为血流进入效应。进入效应引起的血流信号增强具有与周围静止组织信号比较而言的相对性,周围静止组织的 T_1 越长,进入效应引起的血管与周围组织的对比度越高。

多层面成像时,在一定条件下,在第一层面的 90° 脉冲后进入第一层面的血液能保持充分的磁化强度直到进入内部层面并引起流动增强现象。在第二层面的激励和下一个周期第一层面的激励脉冲之间的 TR 时间内通过入口层面的血液,同样能够直到进入内部层面都引起流动增强效应。

8.3.2 利用流动效应突出血流信息的原理

如上所述,流动效应使血流在常规MR影像上可能表现为信号增强或表现为信号丢失。这与流动性质有关,也与成像序列参数有关。磁共振血管成像要使血管结构与周围组织产生强烈对比度,它利用流动信息的方式,不外乎采用适当的成像序列将血流以高信号突出显示出来,或者以低信号突出显示出来。

在截止效应中,发生信号截止的流速随层面厚度增加或回波时间缩短而升高。因此,通过增加层面厚度或选用短回波时间,以使截止速度比血流速度快很多,就仍可能从含有高速血流的动脉血管采集到较高信号。在进入效应中,血流与静止组织之间的对比度取决于成像层面内饱和血液被充分磁化的血液置换的比例。置换比例与血流速度,序列周期及

层面厚度有关。缩短序列周期 TR 相当于使层面厚度增大, 血流速度相对减缓, 具有增强进入效应的作用。同时, 在 TR 短的条件下, 静止组织的纵向磁化强度在序列重复周期内不能充分恢复, 静止组织的信号相对降低。这进一步有利于血流与静止组织之间产生强烈对比度。显然, 如果用梯度回波序列成像, TR、TE 可比自旋回波成像设定得短得多。这不仅能避免高速截止效应, 而且, 能加强低速进入效应。在适当的 TR、TE 和 θ 角条件下, 静止组织的纵向磁化在被反复激励过程中达到基本上不产生信号的稳定状态, 而血流进入成像区域的内部层面仍可保持充分的纵向磁化强度, 能发出很高 MR 信号。这种根据 II 类流动效应的概念, 利用快速梯度回波序列, 以血流进入效应为基础的 MR 血管成像技术称为流入效应血管成像 (inflow MRA)。进入或流入效应 MRA 也称为 TOF (time-of-flight) 血管成像, TOF 有人译为时间飞越法, 有人称为时间飞逝法, 值得商榷。

在常规 MR 成像中, 静止自旋的相位作为一个方向的位置信息利用, 而运动自旋积累的附加相位成为位置信息的误差, 形成蔓延在相位编码方向的血管截面的伪影, 或者使在成像层面内斜向流动的血管位置错移。但是, 考虑到梯度回波形成时, 静止组织自旋的相位为零, 而运动自旋这时的相位移的大小与自旋的流动速度有关 (见下一节)。所以, 以静止组织的信号相位为基准, 流动自旋的相位变化可以作为识别流动的信息。如果以没有速度便没有信号的原则进行处理, 静止组织的信号就被完全抑制。这种根据 I 类流动效应的概念, 利用梯度回波成像序列, 以流动自旋在梯度磁场中的附加相移作为识别血流信息的血管成像技术, 称为相位对比血管成像 (PCA)。

8.3.3 MR 血管成像方法

最常用的血管成像是流入效应 MRA 和相位对比 MRA, 它们分别依靠进入效应和相位效应产生抑制静止组织背景的流动敏感影像, 并利用流动敏感影像来产生只显示血管结构的投影影像。

1 流入效应 MRA

流入效应磁共振血管成像用快速梯度回波序列采集信号, 获取血流因进入效应而呈高信号的层面影像。再以这层面影像为基础, 通过影像重建来产生血管的投影影像。许多连续层面的投影影像最后被顺次重叠在一起, 组成完整的只显示血管结构的高信号的影像。这里, 首要的是先获得仅血流为高信号, 其他组织的信号尽量低的层面影像。将这些层面影像处理为投影影像的方法是最大强度投影 (MIP) 算法。就是说, 沿选定方向通过层面影像作一系列投影线, 以每条投影线路径上最大的信号强度作为投影影像对应体素的信号强度。所以, 流入效应 MRA 是将本来作为连续的层面影像观察的影像数据, 经过投影变为只有血管显示得很清楚的影像。改变获取投影影像的投影方向, 能方便地从不同角度透视血管的解剖结构。

如果数据采集序列采用了流动补偿措施, 可以获得高质量的血管影像。

根据快速信号采集的具体方法, 进入效应血管成像有二维和三维两种。它们各有特

点，下面分别进行说明。

二维流入效应血管成像是利用多个单层面采集的技术。对一个层面先获取用梯度场进行流动补偿的流动增强影像，再获取抑制血流信号的影像，这两幅影像相减产生一幅只显示被增强的血管结构的影像。最后，将若干个连续层面的血管影像顺次投影到一个与这些层面正交的平面上。二维流入效应 MRA 以单层面成像为基础，用一系列层面重叠起来复盖一个要进行血管成像的体域。序列参数通常用最小的 TR、TE，采集次数仅取最小数 1，采集时间比较短。因为逐层进行信号采集，一条血管在不同层面始终具有进入效应引起的高信号。如果对一系列部分交叠的层面进行信号采集，最终的投影影像不会出现血管衔接不吻合的样子，所有血管能被流畅自然地描绘出来。不过，因为这种二维血管成像的层面厚度限制着投影影像的空间分辨率。这使二维流入效应成像不适合描绘细小血管。在临床上，这种二维方法常用于某些粗大血管的成像。因此，颈部和腹部的血管成像可用二维流入效应法。

三维流入效应血管成像采用短 TR 梯度回波成像序列，并将二维采集用的层面选择梯度改为相位编码梯度，对一个三维体域进行激励和信号采集。数据采集之后通过三维付立叶变换进行影像重建。影像重建产生的数据组能灵活地用于获得投影影像。它只需一次三维数据采集就可构成各种不同视角方向的投影影像。与二维流入效应法相比，三维法获得的影像由于层面厚度可以很小，空间分辨率高；由于体素可以很小，流动引起的自旋相位弥散和信号衰减减小。因此，三维进入效应法适合于头部血管的成像。

需要知道，进入成像区域内部深处的血流因反复受到射频激励，所以，纵向磁化强度减小。这导致内部层面的血管信号随着进入的深度增加而减小，最终可能与静止组织的信号没什么差别。这种现象使贯穿通过的区域长的血管的成像范围受到限制。由于同样道理，三维进入效应法也不宜描绘在成像体域内出现的血管分支。不过，利用分块三维技术，将整个成像区域分成几个子区域，能使这种现象的影响减轻。为了有效抑制静止组织的信号，TR 应短于静止组织的 T1。利用流动补偿技术可使信号相位与流动速度无关，从而消除流动伪影。对湍流引起的相位弥散，可通过选取尽量短的 TE 时间使其影响降低。

2. 相位对比血管成像 (PCA)

相位对比血管成像利用带有双极性流动编码梯度的快速成像序列采集信号。双极性梯度脉冲的波形如图 8.20 所示。经双极梯度脉冲的正、负两个波瓣作用后，静止自旋的总相移为零，而流动自旋的相位移正比于流动速度而积累。通过检测流动自旋的相位变化可以将血流信号突出出来形成影像。虽然，常规成像是以每个体素的信号强度为基础而重建出来的。但是，以每个体素的信号相位为基础仍然可以重建影像，构成相位影像。因为相移与信号强度直接有关，相移为零的静止组织可以被完全抑制。这对显示小血管和缓慢流动的血液非常有利。而且，通过改变流动编码梯度的大小使它与流速配合起来，能够在较大范围有选择地对高速或低速血流成像，进行动、静脉分离及异常血管的成像。

为了消除磁场非均匀性和涡流效应引起的自旋相位变化，除了采集对流动敏感的相位影像外，还需要采集一幅利用流动补偿梯度消除流动的相位效应的相位影像，这幅影像的相位效应唯一由磁场非均匀性引起。然后，从流动敏感影像减去流动补偿影像，得到的差影像就被处理为流动血液的相位影像。

流动敏感影像的流动编码梯度每次设定在一个方向上，一次成像描绘出上下方向或前后方向或左右方向流动的血液。为了观察全部三个方向的血流，要在这三个方向施加流动编码梯度分别成像。所有三个方向或其中两个方向的流动敏感影像再总和起来。最终的相位对比影像从这些总和起来的流动敏感影像和流动补偿影像之差计算产生。

相位对比血管成像也有二维和三维两种方式，它们有不同特点，适应于不同用途。

二维 PCA 一般用于单个层面的快速采集，采集的影像几乎不必处理就可用于观察，这种影像可以方便地为比较费时的三维 PCA 确定要检查的异常血管的部位所在。二维血管成像的数据采集若与心脏周期同步进行，可对搏动血流进行动态观察，采集时间因心率而定（一般为 12—16 分钟）。二维 PCA 适用于上腔动脉、下腔动脉、颈动脉等的成像。

三维相位对比血管成像的信号采集方法适合于获取连续的或部分交叠的层面，空间分辨率高，体素内相位弥散小。三维 PCA 可能在完全抑制静止组织的情况下产生任意视角方向的血管影像。它适宜于头部血管的成像，能清晰地描绘细小的血管结构。

三维 PCA 的采集时间长，对腹部血管成像易受运动伪影影响。另外，和进入效应 MRA 一样，它要获取投影影像，用于影像重建的数据处理时间也长。但与前者相比，它不太受饱和效应影响。

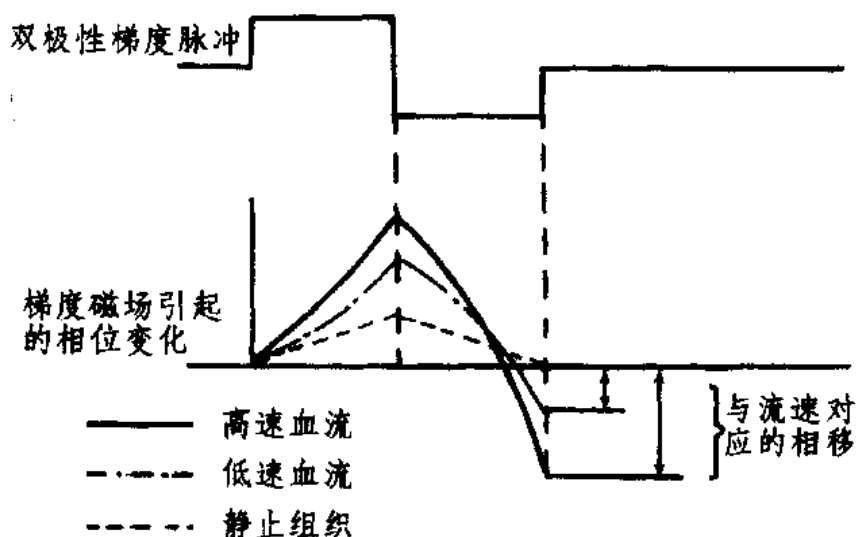


图 8.20 流动编码梯度：双极性梯度磁场作用后静止自旋回到零相位，流动自旋产生与速度成正比的相移。

3. 磁共振血管成像中的其他技术

流动补偿技术、流动伪影抑制技术、心电门控技术、区域饱和技术等，可以用到 MR 血管成像中以提高影像质量。这些技术的有关概念已在前面的章节中作过介绍，这里不必重复。以下准备对心电门控技术在 MRA 中的应用作些说明，然后，重点叙述空间预饱和技术在 MRA 中的应用，并且引出另外一种流入效应血管成像方法。最后简要介绍 MRA 中的磁化转移技术。

用在心脏病变检查的情况下，MR 血管成像序列的启动可利用心电信号进行触发。同一层面的信号始终在心脏周期的同一时相采集，可以使运动伪影减弱到最小程度。对同一层面采集一系列影像，以放电影的方式进行循环显示，可以实现心血管系统的动态观察。用心电信号触发梯度回波序列的执行，在一个心电周期的不同时相采集电影式的单层面影像，5 分钟内可以采集到复盖完整心电周期各种时相的一系列影像。这些影像的瞬时分辨可达每幅影像 25 毫秒时间。

现在介绍空间预饱和技术的应用。无论流入效应 MRA 还是相位对比 MRA 都可利用这个技术，用它来解决避免不必要的血管重叠的问题，有选择地进行动脉或静脉血管的成像。预饱和区可以设在与层面平行、垂直或任意方向。在二维进入效应 MRA 的情况下，平行于成像层面的预饱和区可以随成像层面位置变化一起移动，也可以在成像层面移动时不移动位置。在预饱和区不动的情况下，有选择性的抑制血流信号的效果减小，特别是要抑制缓慢流动的静脉时。在三维血管成像技术中，预饱和区位置固定不动。预饱和区应有足够宽度，以使不需要成像的血管能完全的磁化饱和。有些情况下，预饱和区必须与成像层面垂直，例如，在获取颈动脉的矢状面或冠状面影像时，要用与层面垂直的预饱和区除去静脉血流的信号。

一种将血流以低信号突出出来进行显示的成像方式是另外一种利用血流进入效应的血管成像技术，它利用自旋回波序列采集信号，利用空间预饱和技术抑制流动血液的信号。预饱和区设置在成像区域外，在数据采集开始前将流向成像区域的血流激励到磁化饱和状态。这样产生的影像因消除了血流信号而使血管与静止组织之间产生明显对比度，而且也没有流动伪影产生。影像数据用最小强度投影算法处理，以投影射线路径上的最小信号强度作为投影影像对应体素的信号强度。因为不管血流形式如何，所有血管都被以最低灰度显示为黑色，所以，这种技术被称为“黑血”磁共振血管成像 (BBMRA)。与增强血流信号的血管成像相比，黑血 MR 血管成像所产生的血管与周围组织的对比度稍差，动脉与静脉可能不容易区分。另外，最小强度投影影像上存在固有信号空洞（如鼻窦）的情况下，对影像的判读带来一些困难。尽管有这些不足，黑血 MRA 在确定像严重血管狭窄这样的病变方面仍具有临床诊断价值。

性能先进的 MR 成像系统已将磁化转移对比度 (MTC) 技术用于 MR 血管成像，以最大限度地抑制背景组织的信号，改善血管影像的对比度。下面简要说明有关这个方法的

基本概念。

生物组织中的水分分为自由水和与大分子结合在一起的被束缚的水。自由水的频谱和束缚水的频谱以相同的拉莫频率 f_0 为中心，但是，自由水的频谱很窄 (T_2 相当长)，而束缚水的频谱很宽 (T_2 相当短)。磁化转移对比度技术正是利用这两种水的频谱宽度的差别，有选择地使束缚水饱和，而使自由水不受影响，从而使影像对比度受到调制。具体地说，这种技术采用一个偏离自由水共振频率 f_0 的窄带高强度射频脉冲作前置脉冲对与大分子有连系的质子和束缚水进行激励，通过自由水和束缚水之间的交叉弛豫，将大分子和束缚水的纵向磁化强度转移为自由水的纵向磁化强度。这样，在前置激励脉冲之后执行常规成像序列，便采集不到由束缚水产生的信号。磁化转移对比度机制可以改善某些组织（如大脑、肝脏和肌肉）内的对比度，或者，改善某些组织成分（如流动血液和脑组织）之间的对比度。脂肪、血液和脑脊液等组织的信号基本不受磁化转移的影响（不因前置脉冲的作用而发生磁化强度转移）。

利用 MTC 技术的 MR 血管成像能以三维形式获得血管影像，并且，能够旋转显示，对血管病变的观察既清楚又灵活方便。图 8.21 是一幅大脑血管影像，用三维 MTC/TOF 法获得。因为采用了 MTC 技术，脑实质的信号完全被抑制，在完全没有信号的背景上，即使流动缓慢的微小血管结构也描绘得非常清晰。



图 8.21 用 3D MTC/TOF 法获取的大脑血管影像

8.4 功能成像、灌注成像和扩散成像^[75]

8.4.1 大脑功能成像

功能成像利用 MRI 使接受外部刺激或执行特殊任务期间大脑皮质区域的兴奋影像化。大脑特殊区域的兴奋使该区域血流量增加，并使兴奋区域静脉血液的氧化增加。由于被氧化的血液磁化率增大，兴奋的组织比不兴奋的组织 T2 变长。这样，在深度 T2 加权影像上，血流量增大的兴奋区域信号相对升高。在大脑兴奋期间，不仅磁化率的改变引起对比度增大，局部血流量的增加也可导致进入增强效应，深度 T1 加权影像可显示出兴奋区域静脉结构的这种信号增强。

功能成像要在 2 特斯拉以上系统上采用 EPI 序列进行。功能影像通过大脑未受刺激前和受刺激后采集的影像相减产生。影像对比度不只是组织特性参数（质子密度、T1 和 T2）的函数，尤其是还与和兴奋有关的病理改变有重要关系。功能影像提供的信息超出了解剖形态的范围。功能影像以较好的瞬时分辨率和空间分辨率描绘大脑的兴奋区域，已用于运动、视觉、听觉和语言中枢的研究。

8.4.2 扩散成像

扩散是由分子的布朗运动引起的，它是指分子由于热运动而时刻不断地随机性改变运动方向和位置的现象。水分子在不同组织中有大小不同的扩散系数。如水在脑脊液和在灰质中的扩散系数相差四倍。扩散系数可能因病理改变而变化。脑白质中因神经纤维的走向对水运动的壁垒效应有方向性，这种组织中水的扩散系数有各向异性现象。扩散系数和 T1、T2 参数一样可以被 MR 成像用来产生组织的影像对比度。利用成像层面内水分子的扩散系数的分布产生对比度的成像方式称为扩散加权成像。

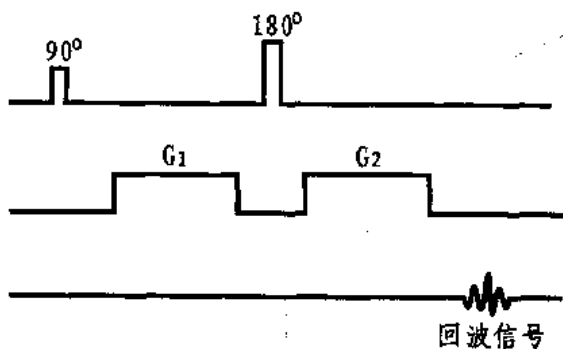


图 8.22 用 SE 法测量扩散效应的脉冲序列。

图 8.22 是自旋回波法测量与扩散有关的信号的脉冲序列。其中，对称的加在 180° 脉冲前后的梯度脉冲 G_1 和 G_2 与磁共振血管成像中的梯度脉冲无本质区别，但梯度强度和持续时间均有大幅度增加。为提高有效梯度强度，可以同时 X、Y 和 Z 三个方向建立磁场梯度。对静止自旋来说，梯度 G_1 作用期间和梯度 G_2 作用期间它们的相位积累大小相等，但由于 180° 脉冲的反相作用，这两部分相移的符号相反，所以，静止自旋在 G_1 和 G_2 作用后相位重聚，产生自旋回波信号。而对水质子的自旋来说，由于扩散运动，它们受到强度和方向随机变化的磁场的作用，在 G_1 和 G_2 作用后积累的相位变化不可能一致。因此，在静止组织中本应出现的自旋回波，由于水分子扩散引起的自旋相位弥散而幅度变小。显然，梯度磁场越强或梯度脉冲持续时间越长，回波信号越小；扩散系

数越大，回波信号越小。因此，在静止组织中本应出现的自旋回波，由于水分子扩散引起的自旋相位弥散而幅度变小。显然，梯度磁场越强或梯度脉冲持续时间越长，回波信号越小；扩散系

数越大的组织其信号减小的程度也越大。

为了获得描绘组织扩散系数分布的影像，需要改变梯度磁场的强度或持续时间采集两幅影像，由这两幅影像计算出每个体素的扩散系数。所谓体素内无序运动 (IVIM) 或扩散成像就指这样计算出来的影像。而扩散加权影像是指所用的 G_1 , G_2 梯度很强，能使组织之间的扩散差异明显反映出来的自旋回波影像。临床诊断主要采用扩散加权影像，一般不需要计算扩散系数的影像。

扩散影像对几种病变的临床诊断能提供 T1 或 T2 加权影像所不能提供的信息。急性脑出血的出血部位，在出血后三小时的 T2 加权影像上不能判定。但是，在用高梯度强度获取的扩散加权影像上，出血后一小时可见出血部位呈明显的高信号，说明出血部位水的扩散降低。囊性病变更囊液的蛋白量多少、有无出血等因素在 T1、T2 加权影像上显示不定强度信号，而扩散加权影像能提供关于囊液粘性方面的信息，有利于确定囊性病变的性质。脑表肿瘤在 T1、T2 加权影像上与脑脊液信号差不多，不易将两者区别开。但在扩散加权影像上脑脊液因高扩散而呈低信号，脑表肿瘤因低扩散而呈高信号，两者之间存在明显对比度。

生物组织中各种膜的限制不仅使水的扩散能力降低，而且使水的扩散表现出各向异性现象。通过施加不同方向的梯度磁场可以观察到不同大小的扩散，这可用于白质各向异性的检测。同大脑中的缺血过程或伸长的神经束的各向异性结构有关的受限制的扩散，可以通过深度扩散加权影像测量。检查早期的缺血损伤 (中风) 是大脑扩散成像的最重要的应用。

8.4.3 灌注成像

大脑中微小血管的血流量增加可以引起这些血管所在区域 T1 的明显变化。所谓灌注成像就是利用这种现象对毛细血管内外微循环进行 MR 成像的方法。

毛细血管内血液的流动同扩散一样可以看作没有一定方向的随机运动或无序运动，所以，可以通过对体素内无序运动 (IVIM) 成像的方法研究。但是，大脑中与灌注有关的毛细管所占的体积比与扩散有关的毛细管外的组织少得多。为了将扩散信息与相对小的灌注信息分开，需要把噪声、运动伪影的影响压到非常低的水平。这使直接的灌注成像在技术上有困难。

临床上所用的方法是使用对比剂的灌注成像。

通过注入 Gd-DTPA 进行灌注成像是利用磁化率效应的方法。高浓度的 Gd-DTPA 迅速通过血管，在血管内外引起磁化率的差异。因此，对比剂通过期间用 T2* 加权梯度回波序列或回波平面成像序列采集的信号将减小。对比剂通过之后，信号强度逐渐恢复。把信号变化的幅度与平均输运时间结合起来可以得到大脑的血流量信息。逐个按像素确定对比剂通过的动态特性，这些数据可以转换成局部大脑血容量图，用以描绘大脑的活性区域，评价急性中风或白质退行性病变的组织灌注。

主要参考文献

1. Wehuli F. W. ; Principle of magnetic resonance. In Stark D. D. , Bradley W. G. editors; Magnetic resonance imaging, St. Louis: C. V. Mosby company, 1988, p3-7.
2. Idy-peretti, Bittoun J; Physical basis. In Vanel D. , McNamara M. T. editors; MRI of the body, Paris: Springer Verlag, 1989, P1-10.
3. Allen P. S. ; Some fundamental principles of nuclear magnetic resonance. In Sprawls P. , Bronskill M. J. editors; The physics of MRI, Banff, Alberta; AAPM, 1992, p14-25.
4. Physical principles of magnetic resonance. In PHILIPS; Basic principles of MR imaging. second edition, p16-27.
5. Fullerton G. D. ; Physiologic basis of magnetic relaxation. In Stark D. D. , Bradley W. G. editors; Magnetic resonance imaging, St. Louis: C. V. Mosby company, 1988, p36-49.
6. Fullerton G. D. , Cameron I. L. , Ord V. A. ; Frequency dependence of magnetic resonance spin-lattice relaxation of protons in biological materials. Radiology 151; 135-138.
7. Idy-Preretti, Bittoun J. ; Physical basiss. In Vanel D. , McNamara M. T. editors; MRI of the body, Paris: Springer Verlag, 1989, p10-18.
8. The theory of imaging formation. In PHILIPS; Basic principles of MR imaging, second edition, p47-56
9. Valk J. , Maclean C. , Algra P. R. ; The localization of NMR signal in space, In Basic Principle of nuclear magnetic resonance imaging, New York; Elsevier Publishing Co. 1985.
10. Riederer S. ; Spatial encoding and image reconstruction, In Sprawls P. , Bronskill M. J. editors; The principle of MRI, Banff, Alberta; AAPM 1992, p76-89.
11. Wehrli F. W. ; Principle of magnetic resonance. In Stark D. D. , Bradley W. G. editors; Magnetic resonance imaging, St. Louis; C. V. Mosby company, 1988, p9-14.
12. Sprawls P. ; Spatial characteristic of the MR image, In Stark D. D. , Bradley W. G. editors; Magnetic resonance imaging, St. Louis; C. V. Mosby company, 1988, p24-35.
13. Crooks L. E. , Mills C. M. , Davis F. L. et al; Visualization of cerebral and vascular abnormalities by NMR imaging: the effects of imaging parameters on contrast. Radiology 144; 843-853, 1982.
14. Frideman B. R. , Jones, J. P. , Salmon, A. P. et al; Principles of MRI. New York; McGraw-Hill, 1989, p6-18 [14].
15. Imaging sequences. In PHILIPS; Basic principles of MR imaging, second edition, p59-80.
16. Hendrick R. E. ; Image contrast and noise. In Stark D. D. , Bradley M. G. editors; Magnetic resonance imaging. St. Louis; C. V. Mosby company, 1988, p66-82.
17. Wood M. L. ; Signal, noise, and resolution. In Runge V. M. editor; Enhanced magnetic resonance imaging, Boston; C. V. Mosby company, 1989, p3-8.
18. Mcveigh E. , Atalar E. ; Balancing contrast, resolution and signal to noise ratio in magnetic resonance

- imaging. In Sprawls P., Bronskill M. J. editors: The physics of MRI. Banff, Alberta: AAPM, 1992, p133-156.
19. Glover G. H.; Gradient echo imaging. In Sprawls P., Bronskill M. J. editors: The physics of MRI, Banff, Alberta: AAPM, 1992, p108-118.
 20. Wood M. L.; Gradient-echo technique. In Runge V. M. editor: Enhanced magnetic resonance imaging, St. Louis: C. V. Mosby company, 1989, p31-39.
 21. Wehrli F. W.; Principle of magnetic resonance. In Stark D. D., Bradley W. G. editors: Magnetic resonance imaging, St. Louis: C. V. Mosby company, 1988, p15-21.
 22. Riederer S.; Fast imaging techniques. In Sprawls P., Bronskill M. J. editors: The physics of MRI, Banff, Alberta: AAPM, 1992, p121-130.
 23. Fridman B. R., Jones J. P., Salmon A. P. et al; Principles of MRI. New York: McGraw-Hill, 1989, p67-74 [23].
 24. Bradley W. G.; Flow phenomena. In Stark D. D., Bradley W. G. editors: Magnetic resonance imaging, St Louis: C. V. Mosby company, 1988, p108-135.
 25. MacFall J. R.; Flow effects: macroscopic to microscopic. In Sprawls P., Bronskill M. J. editors: The physics of MRI, Banff, Alberta, 1992, p189-201.
 26. Von Schulthess G. K., Higgins C. B.; Blood flow imaging with MR: Spin-phase phenomena, Radiology 157: 721-725, 1985.
 27. Shimizu K., Matsuda T., Sakurai T. et al; Visualization of moving fluid: quantitative analysis of blood flow velocity using MR imaging, Radiology 159: 195-199, 1986.
 28. Kuchaczynk W., Brant-zawadzki M., Lemme-plaghos L. et al; MR technology: effect of even-echo rephasing on calculated T2 values and T2 images, Radiology 157: 95-101, 1985.
 29. Bradley W. G., Waluch V., Lai K. S. et al; The appearance of rapidly flowing blood on magnetic resonance images, AJR 145: 1167-1174, 1984
 30. Practical considerations on MR imaging, In PHILIPS: Basic principles of MR imaging, second edition, p97-101.
 31. Haack E. M., Bellon E. M.; Artifacts, In Stark D. D., Bradley W. G. editors: Magnetic resonance imaging, St. Louis: C. V. Mosby company, 1988, p138-158.
 32. Bradley, W. C., Waluch V., Lai K. S. et al; The appearance of rapidly flowing blood in magnetic resonance images, AJR 1143: 1167, 1984.
 33. Laakman R. W., Kaufman B., Han J. S. et al; MR imaging in patients with metallic implants. Radiology 157: 716, 1985.
 34. Aubert B.; Artifacts. In Vanel D., McNamara M. T. editors: MRI of the body, Paris: Springer Verlag, 1989, p31-36.
 35. Henkelman K. M., Bronskill M. J.; General artifacts and artifact reduction techniques, In Sprawls P., Bronskill M. J. editors: The physics of magnetic resonance imaging, Banff, Alberta: AAPM, 1992, p172-186.

36. Practical considerations in MR imaging. In PHILIPS: Basic principle of MR imaging, second edition, p103-107.
37. Schulte C. L., Alfid R. J., Nelson A. D. et al; The effect of motion on two-dimensional Fourier transform magnetic resonance images, *Radiology* 152: 117-121, 1984.
38. Engelstad B. L., Wolf G. L.; Contrast agents. In Stark D. D., Bradley W. G. editors; *Magnetic resonance imaging*. St. Louis: C. V. Mosby company, 1988. p56-64.
39. Schouman-cloeyes E., Frija G.; Contrast media. In Vanel D., McNamara M. T. editors; *MRI of the body*, Paris: Springer Verlag, 1989, p53-60.
40. Gore J. C., Kennan R. P., Zhang J. H. editors; MRI contrast agents-principles and constraints. In Sprawls P., Bronskill M. J. editors; *The physics of MRI*, Banff, Alberta: AAPM, 1992, p299-309.
41. Fullerton G. D.; Physiologic basis of magnetic relaxation. In Stark D. D., Bradley W. G. editors; *Magnetic resonance imaging*, St. Louis: C, V, Mosby company, 1988. p36-41.
42. Hendrick R. E., Haacke E. M.; Basic physics of MR contrast, *JMRI* 3: 173-148, 1993.
43. Nelson K. L., Runge V. M.; Basic Principle. In Runge V. M. editor; *Enhanced magnetic resonance imaging*, St. Louis: C. V. Mosby company, 1989, p57-70.
44. Runge V. M., Clanton J. A., Herzer W. A. et al; Intravascular contrast agents: Suitable for magnetic resonance imaging, *Radiology* 153: 171-176 1984.
45. Strich G., Hagan P. L., Gerber K. H. et al; Distributions of gadolinium-DTPA, *Radiology* 154: 723-726, 1985.
46. Fahlork A. K., Klaveness J., Stark D. D.; Iron oxides as MR imaging contrast agents. *JMRI* 3: 181-194, 1993.
47. Bydder G. M.; Clinical application of Gadolinium-DTPA. In Stark D. D., Bradley W. G. editors; *Magnetic resonance imaging*. St. Louis: C. V. Mosby company, 1988, P182-199.
48. Grossman R. J., Gonzales-Scarano F., Atlas S. W. et al; Gadolinium enhancement in MR imaging, *Radiology* 161: 721-725, 1986.
49. Weinmann H. J., Gries H., Speck U.; Gd-DTPA and low osmolar Gd chelates. In Runge V. M. editor; *Enhanced magnetic resonance imaging*, St. Louis: C. V. Mosby company, 1989, p74-86.
50. Greif W. L., Buxton R. B., Saini S. et al; Pulse sequence optimization for MR imaging using a paramagnetic hepatobiliary contrast agent. *Radiology* 157: 461-466, 1985.
51. Magnetic resonance instrumentation. In PHILIPS: Basic principles of MR imaging, second edition, p37-44
52. Kneeland J. B.; Instrumentation. In stark D. D., Bradley W. G. editors; *Magnetic resonance imaging*, St. Louis: C. V. Mosby company, 1988, p56-60.
53. Thomas S.; Magnets and gradients coil: types and characteristics, In Sprawls P., Bronskill M. J. editors; *The physics of magnetic resonance imaging*, Banff, Albert: AAPM, 1992, p47-75.
54. Thomas S. R., Busse L. J., Schenck J. F.; Gradient coil technology in NMR in medicine, New York: Elsevier publishing Co. 1995.

55. Schenck J. F. ; Radiofrequency coils; Types and characteristics. In Sprawls P. , Bronskill M. J. editors; The physics of MRI, Banff, Alberta; AAPM, 1992, p75A-71S.
56. Wood M. L. ; Surface coils. In Runge V. M. editor; Enhanced magnetic resonance imaging, St. Louis; C. V. Mosby company, 1989, p26-29.
57. Disonics MT/s imaging system operation manual. software version 2, 4, user interface.
58. Matson G. B. , Weiner M. M. ; MR spectroscopy in vivo; Principles, animal studies and clinical applications. In Stark D. D. , Bradley W. G. editors; Magnetic resonance imaging, St. Louis; C. V. Mosby company, 1988, p201-222.
59. Aue, W. P. et al; Volume-selective excitation; a novel approach to topical NMR, J. Magn, Reson; 56: 350 1984.
60. Bittoun J. , Leroy-willig A. ; NMR spectroscopy from experiment to clinical Spectroscopy. In Vanel D. , McNamara M. T. ; MRI of the body, Paris; Springer Verlag, 1989, p21-23.
61. Bittoun J. , Aubert B. , Leroy-willig A. et al; Feasibility of routine in vivo spectroscopy using a clinical MR imager, Radiology 161; 148, 1986
62. Deslauriers R. , Kozłowski P. , Stewart L. , Smith I. ; Spectroscopy; principles and additional instrumentation. In Sprawls P. , Bronskill M. J. editors; The physics of MRI, Banff, Alberta; AAPM, 1992, p331-339.
63. 山田英夫; in vivo ^1H MR スペクトロスコピ. 画像診断, 11: 41-49, 1991.
64. 成瀬昭二, 田中忠藏; ^{31}P MR スペクトロスコピ; ISIS. 11: 51-60, 1991.
65. 可知謙治, 荒木力; ^{31}P MR スペクトロスコピ; DRESS 画像診断, 11: 61-64; 1991.
66. 永澤清; 化学シフトイメージング. 画像診断, 11: 66-74, 1991.
67. Special techniques, In PHILIPS; Basic principles of MR imaging, second edition, p111-132.
68. Dixon W. T. ; Simple proton spectroscopic imaging. Radiology 153; 189, 1984.
69. Soila K. P. , Viamonte M. , Stanewicz P. M. ; Chemical shift misregistration effect in magnetic resonance imaging. Radiology 153; 819, 1984.
70. Axel L. ; Chemical shift imaging. In Stark D. D. , Bradley W. G. editors; magnetic resonance imaging, St Louis; C. V. Mosby company, 1988, p229-242.
71. Pykett I. L. , Rosen B. R. ; Nuclear magnetic resonance; in vivo proton chemical shift imaging, Radiology 149; 197, 1983.
72. Brateman L. ; Chemical shift imaging. AJR 146; 971, 1986.
73. Rull B. K; Vascular system MR imaging. In Sprawls P. , Bronskill M. J. editors; The physics of magnetic resonance imaging, Banff, Alberta; AAPM, 1992, p209-215.
74. 湯浅祐二; MR Angiography. 画像診断, 11: 26-40, 1991.
75. 佐久間肇, 玉川洋一等; IVIM; diffusion, perfusion の 画像. 画像診断 .11: 10-25, 1991.

附录 磁共振成像技术词汇

A

Absorption 吸收
 Acquisition 采集
 Acquisition Time 采集时间
 Acquisition Matrix 采集矩阵
 Actively Shielded 有源屏蔽
 Actively Shielded Gradient 有源屏蔽梯度场
 Aliasing 折叠伪影
 Amplitude 幅度
 Amplitude Modulation 幅度调制
 Analogs 模拟量
 Analog Signal 模拟信号
 Analog to Digital Converter 模-数转换器
 Analog to Digital Conversion 模-数转换
 Angiography 血管成像
 Angular Frequency 角频率
 Angular Momentum 角动量
 Anisotropy 各向异性
 Antenna 天线
 Array Processor 阵列处理器
 Artifacts 伪影
 Asymmetric Data Sampling 非对称数据取样
 Attenuation 衰减
 Average 平均, 平均数
 Axial Plane 横向平面

B

Backfolding 折叠
 Back Projection 反投影
 Bandwidth 频带宽度
 Black Blood MR Angiography (BBMRA) 黑血

MR 血管成像
 Bloch Equation 布洛赫方程
 Blood Oxygen Level Contrast 血氧含量对比度
 Blurring 模糊不清
 Body Coil 体线圈
 Bohr Magneton 玻尔磁子
 Boltzman Distribution 波兹曼分布
 Boltzmann Constant 波兹曼常数
 Bound Water 束缚水
 Bound Water Pool 束缚水池
 Breath Holding 摒息
 Brownian Motion 布朗运动
 Bulk Water 体积水

C

Cancellation 相消, 抵消
 Carbon 碳
 Cardiac Gating 心脏门控
 Cardiac Imaging 心脏成像
 Cardiac Triggering 心脏触发
 Carr - Purcell Sequence CP 序列
 Carr - Purcell - Meiboom - Gill Sequence CPMG 序列
 Cartesian Coordinate System 直角坐标系
 Cerebral Blood Flow 脑血流
 Chelates 螯合物
 Chelating Agents 螯合剂
 Chemical Exchange 化学交换
 Chemical Shift 化学位移
 Chemical Shift Effects 化学位移效应
 Chemical Shift Imaging (CSI) 化学位移成像
 Chemical Shift Imaging 化学位移成像
 Chemical Shift Selective 化学位移选择

Cine Imaging 电影成像
 Circular Polarization 圆极化
 Clipping 限幅
 Clips 夹, 钳
 Coherence 相关, 相干
 Coil 线圈
 Complex 复合物
 Computer 计算机
 Computed Tomography (CT) 计算机断层成像
 Contact Effect 接触效应
 Continuous Wave 连续波
 Continuous Wave Spectrum 连续波谱
 Contour Plot 等高线, 等位线
 Contrast 对比, 对比度
 Contrast Agent 对比剂
 Contrast Enhancement 对比度增强
 Contrast Media 对比介质
 Contrast to Noise Ratio (CNR) 对比度 - 噪声比
 Correlation Time 相关时间
 Cross Relaxation 交叉弛豫
 Cross Talk 串话干扰
 Cryosen 用作致冷剂的液化气体
 Cryostat 低温恒温器
 Cryptelates 窝穴体化合物
 Cycle Time 序列周期时间

D

Data 数据
 Data Acquisition 数据采集
 Data Process 数据处理
 Data Process System 数据处理系统
 Dead Time 接收无效时间
 Decay Time 信号衰减时间
 Deconvolution 反卷积运算
 Decoupling 去耦合, 退耦
 Delay Time 延迟时间

Demodulator 解调器
 Dephase 相位弥散, 失去相位一致性
 Depth-resolved Spectroscopy (DRESS) 深度分辨频谱术
 Detection Coil 检测线圈
 Diamagnetic 抗磁体, 反磁体
 Diamagnetic Agents 抗磁性药剂
 Diastolic Pseudogating 心舒张伪门控
 Dielectric Losses 电介损耗
 Diffusion 扩散
 Diffusion Imaging 扩散成像
 Digital to Analog Conversion (DAC) 数模转换
 Digital Signal 数字信号
 Dipole 偶极子
 Dipole-dipole Interaction 偶极-偶极相互作用
 Direct Current 直流电流
 Dispersion 色散
 Display 显示
 Display Matrix 显示矩阵
 Dual Echo 双回波
 Dynamic Display 动态显示
 Dynamic Equilibrium 动态平衡
 Dynamic Imaging 动态成像

E

Echo 回波
 Echo Delay Time 回波延迟时间
 Echo Planar Imaging (EPI) 回波平面成像
 Echo Signal 回波信号
 Echo Time (TE) 回波时间
 Eddy Current 涡流
 Edge Effect 边缘效应
 Edge Enhancement 边缘增强
 Effect 影响, 效应
 Effective Relaxation Time 有效弛豫时间
 Electric Charge 电荷
 Electric Relaxation 电子弛豫

- Electric Resistance 电阻
 Electrocardiogram (ECG) 心电图
 Electromagnetic field 电磁场
 Electromagnetic Radiation 电磁辐射
 Electron 电子
 Electron Orbitals 电子轨道
 Electron Spin 电子自旋
 Electron Spin - pairing 电子对
 Encode 编码
 Encoding Gradient 编码梯度
 Energy Level 能级
 Energy States 能量状态
 Enhancement 增强
 Equilibrium Magnetization 平衡磁化强度
 Even Echo 偶数回波
 Even Echo Effect 偶数回波效应
 Even Echo Time 偶数回波时间
 Exchange 交换
 Excitation 激励, 激发
 Excretion Pathway of Agent 对比剂排泄路径
 Exogenous Agent 外源对比剂
 Extrinsic Relaxation 非固有弛豫
- F**
- Far Field 远场
 Faraday' s Law 法拉第定律
 Fast Exchange 快速交换
 Fast Field Echo (FFE) 快速场回波
 Fast Flow 快速流动
 Fast Fourier Transformation (FFT) 快速付里叶变换
 Fast Gradient Echo Imaging 快速梯度回波成像
 Fast Imaging 快速成像
 Fast Low Angle Shot (FLASH) 快速低角度发射 (激发)
 Fat - water Interface 脂肪和水的交界面
 Ferric Ammonium Citrate 枸橼酸铁胺
 Ferric Salt 正铁盐
 Ferrite 铁氧化物
 Ferromagnetic Material 铁磁性材料
 Ferrous Salt 亚铁盐
 Field Echo 场回波
 Field Gradient 场梯度
 Field Heterogeneity 场非均匀度 (性)
 Field Homogeneity 场均匀度 (性)
 Field Inhomogeneity 场非均匀度
 Field of View (FOV) 视野
 Field Strength 场强
 Filtering 滤波
 First Echo Dephasing 第一回波相位弥散
 Flip Angle 翻转角
 Flip Angle Sweep 翻转角扫掠
 Flow 流动, 流量
 Flow Artifacts 流动伪影
 Flow Compensation 流动补偿
 Flow Effect 流动效应
 Flow - encoding Technique 流动编码技术
 Flow Enhancement 流动增强
 Flow - related Enhancement 流动有关的增强
 Flow Phenomena 流动现象
 Flow Suppression 抑制流动信号
 Flow Velocity 流动速度
 Flow Void 流动空洞
 Fold - over 折叠
 Fourier Transformation 付里叶变换
 Free Induction Decay (FID) Signal 自由感应衰减信号
 Free Radical 自由基
 Free Water 自由水
 Free Water pool 自由水池
 Frequency 频率
 Frequency Band 频带, 频段
 Frequency Band Width 频带宽度
 Frequency Dependence of Relaxation Rate 弛豫率

与频率的关系

Frequency Domain 频域
 Frequency Encoding 频率编码
 Frequency Encoding Gradient 频率编码梯度
 Frequency Selective Radiofrequency Pulse 频率选
 摘射频脉冲
 Frequency Spectrum 频谱
 Fresh Protons 新鲜质子, 未饱和质子
 Full-Width Half-Maximum (FWHM) 半高
 度带宽
 Functional Imaging 功能成像

G

Gadolinium 钆
 Gadolinium Chelates 钆螯合物
 Gap 间隙
 Gated Acquisition 门控采集
 Gating 门控, 数据采集与生理运动同步
 Gauss 高斯
 Gaussian Distribution 高斯分布
 Gaussian Pulse 高斯脉冲
 Gd-DTPA 钆喷替酸二葡胺
 Ghost 重影
 Ghost Artifact 重影伪影
 Gibb's Artifact 吉布斯伪影
 Gradient 梯度
 Gradient Coil 梯度线圈
 Gradient Echo 梯度回波
 Gradient Echo Imaging 梯度回波成像
 Gradient Field 梯度场
 Gradient Increment 梯度增量
 Gradient Pulse 梯度脉冲
 Gradient Recalled Acquisition in Steady State
 (GRASS) 稳态梯度回波采集
 Gradient Strength 梯度强度
 Gyromagnetic Ratio 旋磁比

H

Hahn Spin-Echo Hahn 自旋回波
 Half Fourier Imaging (HFI) 半付立叶成像
 Hardware 硬件
 Heart Motion 心脏运动
 Helical Coil 螺旋线圈
 Helmholtz Coil 赫姆霍兹线圈
 Hertz (Hz) 赫兹
 High Field 高场
 High Intensity 高强度
 High Spatial Frequency 高空间频率
 High Speed Imaging 高速成像
 High Spin 高自旋
 High Velocity Flow-Related Enhancement 高速
 流动相关增强
 High Velocity Signal Loss 高速信号丢失
 Homogeneity 均匀度
 Hot Spot 热斑, 高亮度区域
 Hybrid Echo Planar Imaging 混合回波平面成像
 Hydrogen 氢
 Hydrogen Density 氢原子密度
 Hyperfine Coupling 超精细耦合
 Hysteresis 磁滞特性

I

Image 影像
 Image Acquisition 影像采集
 Image Acquisition Time 影像采集时间
 Image Contrast 影像对比度
 Image Display 影像显示
 Image Localized Phosphorus Spectroscopy (ILOPS)
 影像定位磷频谱法量
 Image Reconstruction 影像重建
 Imaging Sequence 成像序列
 Imaging Speed 成像速度
 Implants 植入物

Impedance 阻抗

Imperfact Radiofrequency Pulse 非理想射频脉冲

Induced Current 感应电流

Induced Flux 感应磁通量

Induced Magnetization 感应磁化强度

Induced Voltage 感应电压

Inductance 电抗

Induction 感应

Inherent Contrast 固有对比度

Inherent Spin Density 固有自旋密度

Inherent Tissue Contrast 固有组织对比度

Inflow Effects 流入效应, 进入效应

Inflow MRA 流入效应磁共振血管成像

Inhomogeneity 非均匀性

In-Phase Image 同相影像

Instalation 安装

Instrumentation 仪器, 设备

Intensity 强度

Interface 接口, 界面

Interleaved Slices 间层采集的多层面

Interpolation 内插法

Interpulse Time 脉冲间隔时间

Interslice Cross-Talk 层间串话干扰

Interslice Gap 层面之间的间隙

Inversion 翻转

Inversion Prepulse 前置反转脉冲

Inversion Pulse 反转脉冲

Inversion Recovery (IR) Sequence 反转恢复序列

Inversion Recovers Spin Echo (IRSE) 反转恢复自旋回波

Inversion Time (TI) 反转时间

In vivo 活体, 在体

In vivo Magnetic Resonance Spectroscopy 活体磁共振频谱分析

Isotope 同位素

Isotropy 各向同性

K

k 玻尔兹曼常数

K (Potassium) 钾

Keyhole Imaging 钥匙孔成像 (有效利用时间的动态成像方法)

Kilohertz 千赫

Kinetic Momentum 动量矩

k-Space k-空间

L

Label 标记

Lactic Acid 乳酸盐

Laminar Flow 层流

Larmor Frequency 拉莫频率

Larmor Precession 拉莫进动

Larmor Relationship 拉莫关系

Lanthanides 镧系元素

Lattice 晶格

Lewis Acid 路易斯盐

Lewis Base 路易斯基

Ligand 配位体

Ligand Field 配位场

Ligand Number 配位数

Line Broadening 谱线加宽

Line Width 谱线宽度

Linear Function 线性函数

Linear Polarization 线极化 (波)

Linearity 直线性

Limitation 限制, 极限

Lipids 类脂物

Liquid Helium 液氦

Liquid Nitrogen 液氮

Local Field 局部场

Localization 定位

Localization Technique 定域技术

Localized Magnetic Resonance (LMR) 定域磁共

振

Longitudinal Ligament 纵向排列
 Longitudinal Magnetization 纵向磁化强度
 Longitudinal Relaxation 纵向弛豫
 Lorentzian Force 劳仑兹力

M

Macromolecule 大分子
 Macroscopic Magnetization 宏观磁化强度
 Megahertz (MHz) 兆赫
 Magnet 磁体
 Magnetic Dipole 磁偶极子
 Magnetic Domain 磁畴
 Magnetic Field 磁场
 Magnetic Field Gradient 磁场梯度
 Magnetic Field Homogeneity 磁场均匀性
 Magnetic Field Inhomogeneity 磁场非均匀性
 Magnetic Flux 磁通量
 Magnetic Induction 磁感应
 Magnetic Momentum 磁矩
 Magnetic Resonance 磁共振
 Magnetic Resonance Angiography (MRA) 磁共振血管成像
 Magnetic Resonance Imaging (MRI) 磁共振成像
 Magnetic Resonance Spectroscopy (MRS) 磁共振频谱分析法
 Magnetic Shielding 磁屏蔽
 Magnetic Susceptibility 磁化率
 Magnetism 磁, 磁力
 Magnetization 磁化, 磁化强度
 Magnetogyric Ratio 旋磁比
 Maxwell Coil 马克斯韦尔线圈
 Magnetization Transfer 磁化转移
 Magnetization Transfer Contrast (MTC) 磁化转移对比度
 Magnitude 大小, 数量

Magnitude Reconstruction 幅度重建
 Matrix 矩阵
 Matrix Size 矩阵大小
 Maximum Intensity Projection (MIP) 最大强度投影
 Megahertz (MHz) 兆赫兹 (1MHz = 10⁶Hz)
 Memory 存储器
 Metal 金属
 Misregistration 错误的分布描绘
 Modulus 模数, 模量
 Modulus Image 模影像
 Mole 摩尔, 克分子量
 Molecule 分子
 Molecular Diffusion 分子扩散
 Moment 矩
 Momentum 动量
 Monoclonal Antibody 单克隆抗体
 Minimum Intensity Projection (MIP) 最小强度投影
 Motion 运动
 Motion Artifacts 运动伪影
 Motion Compensation 运动补偿
 Multiple Plane Imaging 多平面成像
 Multiple Spin Echo Imaging 多自旋回波成像
 Multiplet 多重谱线
 Multislice Imaging 多层面成像

N

Narrow Frequency Band 窄频带
 Natural Abundance 自然丰度
 Near Field 近场
 Negative Enhancement 负增强, 阴性增强
 Negative Phase Encode Value 负相位编码值
 Negative T2 value 负 T2 值
 Net Magnetization 净磁化强度
 Neutron 中子
 Ninety Degree Pulse 90 度脉冲

- Nitrogen 氮
 Nitroxide Free Radicals 氧化氮自由基
 Noise 噪声
 Nonenhanced MRI 非增强磁共振成像
 Nonionic Agent 非离子剂
 Nonselective Pulse 非选择性脉冲
 Nonuniformity 非均性
 Nonviscous Liquid 非黏性液体
 Normal Conductor 常导体
 Normal Temperature 常温
 Nuclear Magnetic Moment 核磁矩
 Nuclear Magnetic Resonance (NMR) 核磁共振
 Nuclear Medicine 核医学
 Nuclear Spin 自旋
 Nucleon 核子
 Null Point 零点
 Number of Excitation Time (NEX) 激励次数
 Number of Signal Averaged (NSA) 信号平均次数
 Nyquist Limit 取样频率的 Nyquist 极限
 Nutation 章动
- O**
- Oblique Plane 斜向平面
 Odd Number Echo 奇数回波
 Odd Echo Dephase 奇数回波相位弥散
 Offset 补偿, 偏置
 Offset Value 偏置值
 Organic Free Radicals 有机自由基
 Operation 操作, 工作, 运转
 Operating Frequency 工作频率
 Opposed Phase Image 反相影像
 Optimal Pulse Sequence 最优脉冲序列
 Oral Contrast Agent 口服对比剂
 Orbit 运行轨道
 Orbital Electron 轨道电子
 Orientation 方位
- Oscillating Gradient 振动梯度 (场)
 Oscillation 振动, 振荡
 Osmosis 渗透
 Osmotic pressure 渗透压
 Out-of-Phase 丧失相位一致性, 相位弥散
 Overlap 交叠, 重叠
 Overlapping Slices 交叠层面
 Oxidation 氧化
 Oxygen 氧
- P**
- Paramagnetic Contrast Agent 顺磁对比剂
 Paramagnetic Ion 顺磁离子
 Partial Saturation 部分饱和
 Particulate Contrast Agent 粒子对比剂
 Parts Per Million (PPM) 百万分之一
 Passive Shield 无源屏蔽
 Patient Throughput 日检查患者数
 Peak 峰
 Peak Area 共振峰的面积
 Peak Value 峰值
 Perfusion 灌注
 Perfusion Imaging 灌注成像
 Period 期间, 周期
 Periodic Table 周期表
 Permanent Magnet 永久磁体
 Permeability 磁导率
 Phantom 样品, 测试模具
 Phase 相位
 Phase Angle 相位角, 相角
 Phase Coherence 相位一致性
 Phase Contrast 相位对比 (度)
 Phase Correction 相位校正
 Phase Cycling 相位循环
 Phase-Dependent Spectroscopic Imaging 利用相位关系的频谱成像
 Phase Encoding 相位编码

- Phase Encoding Gradient 相位编码梯度
Phase Image 相位影像
Phase Information 相位信息
Phase - Preserving Reconstruction 保留相位信息的影像重建
Phase - Sensitive Flow Measurement 相位灵敏流动测量
Phosphate 磷酸盐
Phosphocreatine (PCr) 磷酸肌酸
Phosphomonoesters (PME) 磷酸单脂
Phosphorous spectroscopy 磷频谱术
Phosphorylcholine 磷酸胆硷
Pi (Inorganic Phosphate) 无机磷酸盐
Pixel 象素
Plannar Imaging 平面成像
Planck' s Constant 普郎克常数
Polarization 极化
Population 粒子(数)
Position Encoding 位置编码
Positive Phase Encoding Value 正相位编码值
Power 电力, 功率
Precession 进动
Precessional Frequency 进动频率
Probe 探子, 探测器
Program 程序
Projection 投影
Projection Profile 一维投影曲线
Projection Reconstruction 投影重建
Proton 质子
Proton Density 质子密度
Proton Relaxation Enhancement 质子弛豫增强
Pseudogating 伪门控
Pulsatile Flow 脉动血流
Pulse 脉冲
Pulse Repitation Time 脉冲重复时间
Pulse Sequence 脉冲序列
Pulse Shape 脉冲形状
Pulse Timing Diagram 脉冲定时图
- Q
- Quadrature 正交
Quadrature Coil 正交线圈
Quadrature Excitation 正交激励
Quality 质, 质量
Quality Control 质量控制, 质量管理
Quality Factor 质量因素, 质量因子
Quanching 淬熄, 失超
Quantity 量, 数量
Quantum 量子
Quantum Mechanism 量子力学
Quantum Number 量子数
- R
- Radian 弧度
Radiation 放射, 辐射
Radio 无线电
Radio Frequency (RF) 射频
Radiofrequency coil 射频线圈
Radiofrequency Pulse 射频脉冲
Radiofrequency Shield 射频屏蔽
Rapid Acquisition 快速采集
Readout Gradient 读出梯度
Receiver 接收机, 接收器
Receive Coil 接收线圈
Reconstruction 重建
Reconstruction Image 重建影像
Regional Saturation Technique 区域饱和技术
Refocusing 重聚
Relaxation 弛豫
Relaxation Probe 弛豫探子(对比剂)
Relaxtion Rates 弛豫率
Relaxation Time 弛豫时间
Relaxivity 弛豫增强效率
Repetition Time 重复时间

- Rephasing Gradient 相位重聚梯度
 Resistive Magnet 电阻磁体
 Resolution 分解, 分辨率
 Resonance 共振
 Resonance Frequency 共振频率
 RF Coil 射频线圈
 RF Pulse 射频脉冲
 Rise Time 上升时间
 Root Mean Square 方均根值
 Rotation Frame of Reference 旋转参考坐标系
 Rotational Motion 转动运动
- S
- Saddle Coil 鞍形线圈
 Sagittal 矢状
 Sampling 取样
 Sampling Interval 取样间隔时间
 Sampling Rate 取样率
 Sampling Time 取样时间
 Saturated Protons 饱和质子
 Saturation 饱和
 Saturation Pre-pulse 预饱和脉冲
 Saturation Recovery (SR) 饱和恢复
 Scalar 标量
 Selective Excitation 选摘激励
 Sensitivity 敏感性, 灵敏性
 Sequence Repetition Time 序列重复时间
 Shift Probe 位移探针(对比剂)
 Shimming 匀场
 Shimming Coil 匀场线圈
 Shoot 发射, 拍摄
 Short TI Inversion Recovery (STIR) Sequence 短
 TI 翻转恢复序列
 Signal Averaging 信号平均
 Signal Detection 信号检测
 Signal to Noise Ratio (SNR, S/N) 信-噪比
 Signal Void 信号空洞(无信号区域)
- Sine Wave 正弦波
 Skin Effect 趋肤效应
 Slice Gap 层面间隙
 Slice Orientation 层面方位
 Slice Selection 层面选择
 Slice Selection gradient 层面选择梯度
 Slice Selective Excitation 层面选择激励
 Slice Thickness 层面厚度
 Slow Flow 缓慢流动
 Sodium 钠
 Software 软件
 Solenoid Coil 螺线管线圈
 Solids 固体
 Solute 溶质
 Solution 溶液; 解答(法)
 Solvent 溶剂
 Spatial Encoding 空间编码
 Spatial Frequency 空间频率
 Spatial Resolution 空间分辨率
 Spatial Presaturation Technique 空间预饱和技术
 Spectra 频谱
 Spectral Line 谱线
 Spectrometer 波(频)谱仪
 Spectroscopic Imaging (SI) 波(频)谱成像
 Spectroscopy 频谱学, 波谱学
 Spectrum 频谱, 波谱
 Spin 自旋
 Spin Density 自旋密度
 Spin Density Weight 自旋密度加权
 Spin Echo 自旋回波
 Spin-Lattice Relaxation 自旋-晶格弛豫
 Spin-Spin Coupling 自旋-自旋耦合
 Spin-Spin Relaxation 自旋-自旋弛豫
 Spin Warp Imaging 自旋翘曲成像
 Spoiler Gradient 破坏磁化的梯度场
 Square Wave 声波
 Stationary Magnetic Field 静磁场

Statistical Noise 统计噪声
 Steady State 稳态
 Steady State Free Precession (SSFP) 稳态自由进动
 Stimulated Echo 激发产生的回波
 Stimulated Echo Acquisition Mode (STEAM) 激发回波采集方式
 Superconducting Magnet 超导磁体
 Superconductor 超导体
 Suppression 抑制
 Surface Coil 表面线圈
 Susceptibility 磁化率
 Symmetric Echo 对称回波
 Symmetric SE Sequence 对称 SE 序列
 System 系统
 Systematic Noise 系统噪声

T

T1 Relaxation Time T1 弛豫时间
 T1 Values T1 值
 T1 Weighted Image T1 加权影像
 T2 Relaxation Time T2 弛豫时间
 T2 Values T2 值
 T2 Weightd Image T2 加权影像
 T₂* (Effective Transverse Relaxation Time) 有效横向弛豫时间
 T₂* Relaxation Time T₂* 弛豫时间
 T₂* Weighted Image T₂* 加权影像
 TE (Echo Time) 回波时间
 Temperature 温度
 Tesla (T) 特斯拉
 Thermal Effect 热效应
 Thermal Equilibrium 热平衡
 Thermal Noise 热噪声
 Three Dimensional Imaging 三维成像
 Three Dimensional Fourier Transform (3DFT) 三维付立叶变换

TI 反转时间
 Time Constant 时间常数
 Time Domain 时域
 Time-of-Flight Effect 流动质子错过 RF 脉冲作用时间的效应
 Time-of-Flight Signal Loss 时间错位效应引起的信号减小
 Timing Parameter 定时参数
 Time Reversal 时间反演
 Tissue Characteristic 组织特性
 Tissue Contrast 组织对比度
 Topical Magnetic Resonance (TMR) 局部磁共振
 Torque 转矩, 扭矩
 TR 序列周期时间
 Transform 变换
 Transition 过渡, 越迁
 Transition Metal 过渡金属
 Transmit Coil 发射线圈
 Transmitter 发射机
 Transmitter Coil 发射线圈
 Transverse Magnetization 横向磁化强度
 Transverse Relaxation 横向弛豫
 Truncation Artifact 截断伪影
 Tuning 调谐
 Turbo Factor Turbo 因子
 Turbo Field Echo (TFE) Turbo 场回波
 Turbo Spin Echo (TSE) Turbo 自旋回波
 Turbulent Flow 湍流
 Two Dimension Fourier Transform (2DFT) 二维付立叶变换

U

Uniform Field 均匀场
 Uniformity 均匀性
 Unsaturated Spins 未饱和自旋