

高等医药院校教材

MRI 原理、技术与质量保证

康立丽 林意群 主编

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书主要内容有磁共振物理原理基础、脉冲序列、成像参数、磁共振图像伪影、磁共振新技术、磁共振质量保证、磁共振成像系统等,并在许多章节后编写了相应的复习思考题。本书的主要适用对象是医学影像诊断专业和医学影像工程专业的本科学生(作为教材使用),对于从事磁共振影像诊断、操作和设备维修等相关人员也可作为参考用书。

图书在版编目(CIP)数据

MRI 原理、技术与质量保证 / 康立丽, 林意群主编. —北京: 科学出版社, 2004.5

(高等医药院校教材)

ISBN 7-03-013073-1

I. M… II. ①康…②林… III. 磁共振成像 - 医学院校 - 教材
IV. R445.2

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2004)第 022001 号

责任编辑: 李 君 陆新民 / 责任校对: 包志虹

责任印制: 刘士平 / 封面设计: 卢秋红

版权所有, 违者必究。未经本社许可, 数字图书馆不得使用

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街16号

邮政编码: 100717

<http://www.sciencep.com>

新 蕾 印 刷 厂 印 刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2004 年 5 月 第 一 版 开本: 787×1092 1/16

2004 年 5 月 第一次印刷 印张: 14 1/2

印数: 1—4 000 字数: 340 000

定价: 24.00 元

(如有印装质量问题, 我社负责调换〈环伟〉)

高等医药院校教材

总 主 编 周巨贵

副总主编 刘晓勤 文民刚

MRI 原理、技术与质量保证

主 编 康立丽 林意群

副主编 李德军 卢广文 杨绍洲

编 委 康立丽 林意群 李德军

卢广文 杨绍洲 上官晋太

冯锡钢 李哲旭

主编单位 中国人民解放军第一军医大学

协编单位 中国人民解放军总医院

牡丹江医学院

泰安医学院

长治医学院

前 言

磁共振成像是以核磁共振这一物理现象为基础,通过探测物质在磁场中磁化强度的变化来反映物质内部信息,探测的信息非常丰富,包含物理、化学、形态、功能等多种信息。核磁共振在医学影像中的应用相对于其他影像设备而言,虽然起步较晚,但是它以功能强大、图像清晰而越来越受到临床诊断人员的青睐。

编者主要从事磁共振成像原理与设备的教学、科研和设备维护等方面的工作,编者查阅大量文献、书籍,翻译外文资料,经过几年时间写成本书。编写本书的主要目的是为高等院校生物医学工程专业、影像诊断专业等学生提供磁共振成像原理与设备方面的教材。

为了使學生能够较好地掌握磁共振成像原理、技术与设备的操作,本书尽量以浅显的方式进行叙述,使深奥的理论变得容易理解;书中许多内容是近几年在教学实践中补充的新内容,这些内容实用性较强。虽然本书编写人员在编写过程中付出了艰苦的努力,但是也难免有不尽人意之处,敬请读者批评指正。

本书分 12 章,第一章介绍核磁共振基本原理,第二章介绍核磁共振信号,第三章介绍磁共振成像对比度特性,第四章介绍磁共振成像基础,第五章介绍磁共振成像方法及脉冲序列,第六章介绍磁共振成像扫描参数优化,第七章介绍磁共振图像伪影,第八章介绍流动对磁共振成像的影响,第九章介绍功能成像,第十章介绍磁共振成像特殊技术,第十一章介绍磁共振成像设备质量保证,第十二章介绍磁共振成像系统。

在教学中,一般采用 40 学时完成本课程的教学,课时安排如下:

前言、MR 发展史	3 学时
核磁共振的基本原理	6 学时
MR 信号	3 学时
MR 图像对比度特性	3 学时
MR 成像基础	3 学时
MR 成像方法及脉冲序列	5 学时
磁共振成像扫描参数优化	3 学时
磁共振图像伪影	4 学时
流动对磁共振成像的影响	4 学时(诊断)
功能成像与特殊成像技术	2 学时
磁共振成像设备质量保证	2 学时
磁共振成像系统	(工程专业 6 学时,诊断专业 2 学时)

本书的编写得到了众多院校、医院的帮助与支持,他们分别是中国人民解放军总医院、中国人民解放军第一军医大学南方医院、泰安医学院、长治医学院等。感谢陈龙华教授,为本书提出了很多宝贵意见,并提供了一些资料给作者用以对本书的内容进行补充。

编者

2004 年 1 月

概 述

磁共振成像(Magnetic resonance imaging, MRI)的物理基础是核磁共振(Nuclear magnetic resonance, NMR)现象。利用 NMR 现象可以研究物质的微观结构。以不同的射频脉冲序列对生物组织进行激励,利用线性梯度场对组织进行空间定位,并利用接收线圈检测组织的弛豫时间和质子密度信息,就可形成 MRI 技术。由于西方人对核(Nuclear)这一名词具有恐惧感,为避免人们把 MR 技术误解为核技术,就把 NMR 转变为 MR。从 NMR 现象的发现到 MR 成像装置的诞生,经历了几代物理学家、医学家几十年的努力。

一、NMR 现象的发现

19 世纪末 20 世纪初,进入了原子物理时代,许多物理学家投入到核物理的研究队伍中,如卢瑟福(Ernest Rutherford)与玻尔(Niels Bohr)等。

1911 年,卢瑟福在 α 粒子散射实验基础上提出了原子的核结构模型。同年汤普森(J.J. Thompson)证实了核外电子的存在,使卢瑟福的原子结构模型得到公认。1913 年,丹麦物理学家玻尔在卢瑟福结构的基础上,把量子概念应用于原子系统,推进了人们对氢原子核外电子分布规律的认识。同年,斯特恩(Otto Stern)建立起测量磁偶极子运动的装置,泡利(Wolfgans Pauli)提出核磁共振一词,拉比(Isidor Isaac Rabi)设计完成世界上第一个核磁共振实验。因此这一年在 NMR 发展史上揭开了重要一页。

泡利由于对原子物理学的开拓性贡献获得了 1922 年诺贝尔物理学奖。1924 年随着原子谱线中超精细结构的发现,泡利又指出:正如电子具有自旋和磁矩一样,许多核中也存在着角动量和核磁矩,使得原子核像带电的小球一样自旋,分析原子谱线的超精细结构,便可决定核的角动量和磁矩。

早在 1920 年,斯特恩和盖拉赫(Gerlach)发现原子束通过不均匀场时,它将相对于磁场的取向而偏转。1930 年,两人对其采用的 Stern-Gerlach 实验方法进行了改进并观测到十分微弱的核磁矩。1937 年,拉瑟里尤(B.G. Lasarew)和舒伯尼科(L.W. Schubnikow)对固态氢开展了研究,用传统的方法测出氢的核磁矩值,误差约为 10%。

1939 年,拉比及其同事对核磁矩的测量方法进行了大幅度的改进,使氢分子先后通过不均匀磁场和均匀磁场,同时用一射频信号照射均匀磁场中的分子。结果发现,分子束在某一确定频率处就会吸收射频场的能量而发生细小但可测量的偏转。这实际上是对核磁共振现象的首次观察。但当时的实验是在高真空条件下通过分子束进行的。

1946 年,两位美国理论物理学家——斯坦福大学的布洛赫(Felix Bloch)和哈佛大学的波塞尔(Edward Purcell)率领的小组彼此独立地开展自己的研究工作。他们几乎同时发现在外磁场作用下,试管中某些纯物质样品(如氢原子核)会发出一定频率的电磁波。他们还证明:用适当的

射频波在主磁场的垂直方向上对运动的原子核进行激励可使其进动角增大,停止激励后原子核又会恢复至激励前的状态,并发射出与激励电磁波同频率的射频信号。这一现象称为核磁共振。布洛赫及其合作者在斯坦福做了液体水的核磁共振实验,波塞尔及其同事在哈佛测出了石蜡的核磁共振。由于这些实验毋需在高真空下使用分子束,此后才将核磁共振用于固体和液体样品的测试,从而诞生了核磁共振这一新兴的学科。1952年,布洛赫和波塞尔共同获得了诺贝尔物理学奖。

二、从核磁共振到磁共振波谱学

将检测到的 NMR 信号记录在与其频率对应的波谱纸上,得到核磁共振波谱(Nuclear magnetic resonance spectroscopy, NMRS)。NMR 发现不久,布洛赫和波塞尔一起研制出世界上第一台核磁共振谱仪。

由于发现核磁共振的精确频率与核所处的化学环境有关,NMR 引起了化学家的兴趣。1951年,阿诺德(Arnold)测出处于同一分子内不同化学环境下的质子共振谱线,发表了能分辨化学位移的图谱。化学位移的发现开拓出利用 NMR 测定化学结构的重要科学领域,即产生了核磁共振波谱学这一边缘学科。此后,NMR 主要被化学家和物理学家用来研究物质的分子结构,研究主要集中于化合物的化学位移,即致力于研究原子核处于不同化合物或化学环境时,其共振频率微小而特异的变化。

目前 NMR 已成为鉴定化合物结构、研究化学动力学、追踪化学反应过程的重要方法。它不仅在有机化学、生物化学、药物化学方面广为应用,而且在石油工业、橡胶工业、食品业、医药工业、矿业等方面都发挥着重要的作用。1980年随着磁共振成像的出现与发展使 NMR 技术扩展到了生物和医学领域。

三、磁共振成像(MRI)的发展

MRI 是核磁共振现象的重要应用领域。从 NMR 到 MRI 的发展主要经历了三个时期。

1. 萌芽期(1946~1972)

NMR 主要被用来作为分析工具使用。随着 NMR 理论的完善,研究范围逐渐扩展到了生物领域。1967年,约翰斯(Jasper Johns)等人首先利用活体动物进行实验,成功地检测出动物体内分布的氢、磷和氮的 NMR 信号,开创了生物体组织化学分析的新纪元。

1970年,美国纽约州立大学的达马迪安(Raymond Damadian)对已植入恶性肿瘤细胞的老鼠进行了 NMR 实验,发现正常组织与恶性肿瘤组织的 NMR 信号明显不同,而且受激组织的偏转磁矩恢复至稳定状态的过程中,它会发出两类不同信号(T_1 、 T_2 弛豫信号)。1971年,达马迪安的研究成果分别以“利用 NMR 信号可检测疾病”和“恶性组织中氢的 T_1 时间延长”为题在《Science》杂志上发表。该成果的意义在于一改过去仅从形态学角度研究疾病的状态,开始利用分子物理学和组织化学的信息。

达马迪安认为,由于水的特殊结构,使其具有很强的磁偶极子表现和 NMR 信号,因而利用 NMR 对生物体进行成像是可能的。1972年,美国纽约州立大学的劳特伯(Paul Lauterbur)进一步指出,用 MR 信号完全可以重建图像。

2. 成熟期(1973~1978)

这一阶段是 NMR 技术与成像理论相结合、取得巨大研究成果的时期。达马迪安和他的同事明可夫(Larry Minkoff)博士、歌德史密斯(Michael Goldsmith)博士一起历经 7 年时间于 1977 年建成人类历史上第一台全身磁共振成像装置,并于 1977 年 7 月 3 日,他们取得第一幅横断面质子密度图像(采集一幅图像耗时长达 4 小时 45 分钟)。它以无可辩驳的事实宣告,一个全新的成像领域就要诞生了。

劳特伯认为,应用 NMR 原理肯定存在可对物质进行选择激发的方法。劳特伯推测,如果在置有样品的强磁场上叠加一可控的弱梯度场,同一频率成像层可被隔离出来。1973 年劳特伯采用三个线性梯度场选择性地激发样品,使之得到所需的成像层面。劳特伯采用的成像方法是他创立的组合层析成像法(Zeugmatography)。它实际上是一种投影重建的成像方法。劳特伯的实验对象是两根直径为 1mm 的充水毛细管。成像时,两根毛细管被置于一个装有重水的直径为 4.2mm 的玻璃试管中。劳特伯的研究成果于 1973 年在《Nature》杂志上发表,这一成果的取得,不仅为磁共振成像奠定了基础,而且大大鼓舞了这一领域的学者。在最初的实验中,由于没有梯度磁场,也就不能采用分层技术。劳特伯只好使用旋转样品的办法,且不得不将样品的形状设计为圆柱形。采用线性变化的梯度磁场后,实验时就毋需旋转样品,从而避免了成像过程中的机械转动。对于医学应用来说,无疑是既实用又方便的创举。

在成像方法方面,除了劳特伯的组合层析法和达马迪安的 FONAR 法以外,还产生了大量的新方法,大大丰富了 NMR 成像理论。例如英国诺丁汉大学的欣肖(W.S.Hinshaw)于 1974 年提出的敏感点成像方法(Sensitive Point)以及瑞士苏黎世的库玛(A.Kumar)、韦特(D.Wetti)和恩斯特(R.R.Ernst)三人 1975 年报道的快速傅立叶成像法。1977 年鲍托姆雷(P.A.Bootomley)还在敏感点成像技术的基础上提出了多敏感点成像法。回波平面成像(EPI)法早在 1977 年就已提出,但由于受硬件条件的限制现在才得以实现。

在研究磁共振成像方法与装置这一阶段还进行了一系列人体成像的基础医学研究,例如对各波段射频波与人体吸收理论的研究、磁场场强的选择研究等等。在提出成像理论的过程中,通过对活体组织进行局部成像的初期实验,获得了一批实验用断层图像。例如,继 1973 年劳特伯发表的两个充水试管的核磁共振图像后,1974 年又得到了活鼠的 NMR 图像。第一幅人体断层图像是 1976 年由曼斯菲尔德报道的。1977 年,随着达马迪安人体胸部断层图像和欣肖、鲍特姆雷人手指、手腕关节剖面图像的取得,磁共振技术进入了体层摄影阶段。1978 年,马拉德(Mallard)、赫蔡森(Huchison)和劳特伯等人用 0.04~0.085T 的磁共振成像设备取得了极具价值的头部断层以及腹部图像。据报道,英国诺丁汉大学和阿伯丁大学的物理学家们也于 1978 年取得他们的第一幅人体头部断层图像。这时,NMR 图像的质量已经可以同早期的 CT 相媲美。从此,MRI 这种新颖的成像技术就开展了广阔的应用前景。

3. 发展期(1978~)

这一时期的研究主要实现了如下 5 个方面的转变:从人体成像实验系统的研究转入工艺装置研究;从局部成像的研究发展为全身成像的研究;由实验研究过渡为临床应用研究;从侧重于成像理论的研究转变为加快成像速度、提高信噪比、改善图像质量的方法学研究;从大学、研究所

的科研活动扩展到多厂商参与研究和开发的商业行为。

1980年前后,美国、英国、德国、荷兰和日本等国纷纷投入力量从事MRI系统的研制。此外,许多有实力的公司开展了MRI设备商品化的工作。商家的介入,有力地推动了MRI的医学应用,同时降低了设备成本。中国第一台磁共振装置是广州第一军医大学南方医院于1984年购买的德国Bruker的MR装置,场强为0.28T。目前中国国内生产厂家有安科公司、Siemens迈迪特公司、东软、万东医疗等,可生产低场永磁和高场超导设备。到2002年,全球安装MRI设备达2.2万台,进行了6000万例检查。我国近几年,MR设备的安装量增加较多,主要是高场超导磁体和低场永磁体。

近几年,MRI技术飞速发展,高性能梯度场、开放型磁体、软线圈、相控阵线圈以及计算机网络的应用,显示出MRI系统的硬件发展趋势。MRA、心脏MRI、电影MRI、快速与超快速成像、准实时动态MRI、功能成像和MRI介入等技术也相继出现。这些在硬件和软件上的快速发展为MR提供了更广阔的应用前景。利用MR设备进行科研、临床工作,并取得了许多成果,许多成果在以前是难以想像的,如脑功能成像等。

在核磁共振方面做出贡献的专家众多,其中获得诺贝尔物理学、化学奖专家就达十几个,2003年诺贝尔生理学或医学奖颁给了美国的劳特伯(Paul Lauterbur)和英国的曼斯菲尔德(Peter Mansfield),两人因在核磁共振成像技术领域的巨大贡献而获此殊荣。学院诺贝尔奖评委团在解释两人获奖理由时指出:“他们使用核磁共振做出了潜伏疾病的发现,这代表了医学诊断和研究领域的一个突破。”随着磁共振成像新技术的逐步发展,磁共振影像设备会在医学诊断领域内做出巨大贡献。

MR设备与目前其他的影像设备相比,其明显的优点是无辐射、多参数成像、组织对比度特性丰富、对较早期病变较敏感。但是它也有不足之处,如不同成像系统之间弛豫时间无法比较,而X-CT是可以通过CT值进行比较的。还有MR图像的伪影种类多、成因复杂以及MR成像系统成像参数多、操作与临床应用复杂、对设备使用人员要求较高等等。

目 录

前言

概述

第一章 核磁共振的基本原理	(1)
第一节 核自旋角动量和自旋磁矩	(1)
第二节 核磁矩在静磁场中的进动	(4)
第三节 在射频场作用下的核磁共振现象	(7)
第四节 核磁共振简单量子理论	(11)
第五节 原子核系的静磁化强度	(13)
第六节 磁化强度的弛豫过程	(13)
第七节 磁化强度的运动方程——Bloch 方程	(15)
第八节 核磁共振谱线特性	(19)
第二章 核磁共振信号	(22)
第一节 自由感应衰减信号	(22)
第二节 自旋回波	(23)
第三节 受激回波	(26)
第四节 梯度回波	(27)
第三章 磁共振图像对比度特性	(30)
第四章 磁共振成像基础	(34)
第一节 射频脉冲	(34)
第二节 空间编码	(36)
第三节 k 空间	(48)
第五章 磁共振成像方法及脉冲序列	(57)
第一节 点、线、面及三维成像方法	(57)
第二节 MR 基础脉冲序列	(60)
第三节 快速自旋回波	(65)
第四节 梯度回波序列	(71)
第五节 回波平面成像	(75)
第六节 快速成像技术	(84)
第六章 磁共振成像参数优化	(89)
第一节 信噪比(SNR)	(89)
第二节 空间分辨率、序列扫描时间与覆盖范围	(91)

第七章 MRI 伪影成因及其解决方法	(94)
第一节 图像处理伪影	(94)
第二节 与病人有关的伪影	(101)
第三节 与 RF 脉冲有关的伪影	(104)
第四节 与梯度场相关的伪影	(108)
第五节 主磁场伪影、磁化率伪影与数据误差	(110)
第六节 其他伪影	(112)
第八章 流动对磁共振成像的影响	(114)
第一节 概述	(114)
第二节 受饱和原子核、受激原子核流动对 MR 成像的影响	(115)
第三节 梯度场对流动组织和静止组织的影响	(117)
第四节 磁共振血管造影技术	(120)
第九章 磁共振功能成像技术	(125)
第一节 MR 灌注成像和弥散成像	(125)
第二节 磁共振脑功能成像	(130)
第十章 磁共振特殊技术	(133)
第一节 饱和成像技术	(133)
第二节 触发门控技术	(136)
第三节 磁共振波谱基本原理	(136)
第四节 MR 模拟定位技术及应用	(137)
第十一章 MRI 质量保证	(142)
第一节 MRI 质量保证内容	(142)
第二节 MRI 常规性能参数与检测方法	(143)
第三节 磁共振成像设备性能检测体模	(149)
第四节 磁共振生物效应和安全要求	(152)
第十二章 MRI 系统构造	(156)
第一节 系统介绍	(156)
第二节 磁体	(158)
第三节 低温系统和制冷剂	(163)
第四节 磁场屏蔽与匀场	(166)
第五节 磁场特性	(169)
第六节 梯度系统	(171)
第七节 射频脉冲系统	(180)
第八节 扫描前系统调节	(201)
第九节 计算机系统	(208)
附录 MRI 常用词汇	(213)
参考文献	(217)

第一章 核磁共振的基本原理

第一节 核自旋角动量和自旋磁矩

原子核具有非零磁矩是产生核磁共振现象的内因,外界磁场则是产生核磁共振现象的外因。本节介绍原子核的磁性质,用量子力学理论定量地描述核自旋角动量和自旋磁矩。

一、核自旋角动量

经典物理学认为,原子核可看做一个球型物体围绕其直径做不停的旋转运动,因此,具有一定的自旋角动量(Spin angular momentum)(以下简称自旋),但是这种理论有一定的局限性,对自旋做正确的定量描述必须用量子理论。

量子力学认为,核自旋角动量 J 不是连续的,而是量子化的,可用自旋量子数 I (Spin quantum number)来表示。自旋角动量在某一方向(如 z 方向)的投影 J_z ,只能取 $-I\hbar, (-I+1)\hbar, \dots, (I-1)\hbar, I\hbar$ 数值中的某个值,即:

$$J_z = m_I \hbar, \quad (m_I = -I, -I+1, \dots, I-1, I) \quad (1-1)$$

式中 $\hbar = h/2\pi$, h 是 Planck(普朗克)常数,国际单位制中 $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{S}$; m_I 称为自旋磁量子数(Spin magnetic quantum number)。由公式(1-1)可知当 I 给定后, m_I 一共有 $2I+1$ 个不同的值,即 J_z 的可能取值有 $2I+1$ 个。

质子、中子和电子的自旋量子数 I 是多少呢?自然界中的微观粒子有两类,一类是玻色子(Boson),如光子;一类是费米子(Fermion),如质子、中子和电子。玻色子的自旋量子数是 0 或正整数,费米子的自旋量子数是半正整数。质子、中子和电子的自旋量子数均是 $1/2$ 。

一般原子核的自旋量子数 I 由组成原子核的质子数和中子数决定,原子核的自旋量子数 I 确定规律见表 1-1。

表 1-1 原子核自旋量子数确定规律

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

当原子核的自旋量子数 I 已知后,其自旋角动量的大小可用下面的公式计算:

$$|\vec{J}| = \hbar \sqrt{I(I+1)} \quad (1-2)$$

根据量子力学原理,自旋角动量 $\vec{J}$ 在坐标系的 x, y, z 三个方向的投影分量 J_x, J_y, J_z 不可能同时有确定值,只有一个分量有确定值,例如 J_z ,而且其值是量子化的,即只能取 $2I+1$ 个值中的某一个值。以上情况可以形象地用图 1-1 表示。

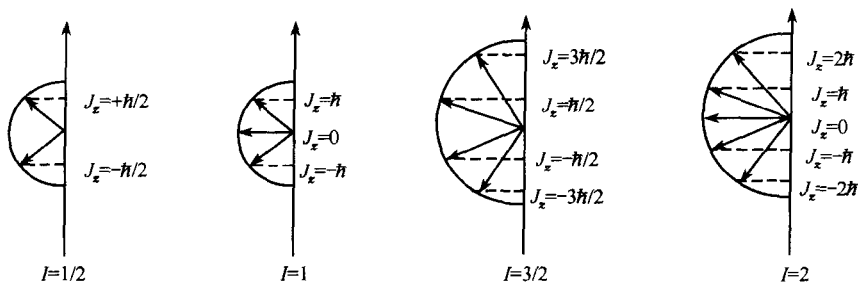


图 1-1 J_z 在不同自旋量子情况下的可能取值

从图中可以看出,当 I 为正整数时, m_I 均为整数, J_z 的可能取值为奇数, J_z 中可能取值为零;当 I 为半正整数时, m_I 均为半整数, J_z 的可能取值为偶数, J_z 无零值。

实际应用中,经常把 J_z 的最大值 $J_z^{\max}$ 记为 J ,即:

$$J = J_z^{\max} = I\hbar \quad (1-3)$$

在经典力学中, $J = |\vec{J}|$ 在量子力学中, $J < |\vec{J}|$,即 $\vec{J}$ 的投影的最大值永远小于其绝对值 $|\vec{J}|$,这是因为不能同时确定的 J_x, J_y, J_z 。

二、自旋磁矩

原子核带有正电荷,可以认为这些正电荷均匀地分布在核表面上或体内。当核做自旋运动时,核表面的正电荷或体电荷也做旋转运动,形成环形电流。根据经典物理学理论,这些环形电流就是核磁矩的起源。所以,带电原子核就像载电小线圈或小磁铁那样具有一定的自旋磁矩。

上述模型可以定性解释自旋磁矩的概念,但利用此模型作定量计算却不能得到正确的结果。而且上述模型不能说明中子等不带电基本粒子为什么具有自旋磁矩。现代物理学的结论表明,自旋以及与之相关的自旋磁矩是基本粒子的一种内禀属性,可用相对论量子力学和量子理论来定量描述。

实验证明,原子核的自旋及其自旋磁矩 $\vec{\mu}$ (有时简称核磁矩)之间有下列简单的正比关系:

$$\vec{\mu} = (ge/2m_Nc)\vec{J} \quad (1-4)$$

式中, e 为电子电荷的大小; m_N 为核子的质量; c 为光速; g 为该原子核 g 因子。 g 因子是一个取决于原子核种类的无量纲的数,例如,质子的 $g = 5.59$,中子的 $g = -3.82$ (“-”号表示 $\vec{\mu}$ 与 $\vec{J}$ 方向相反)。可把(1-3)写成:

$$\vec{\mu} = \gamma\vec{J} \quad (1-5)$$

式中, $\gamma = ge/2m_Nc$ 称为原子核的磁旋比(Gyromagneticratio)或旋磁比。由式(1-5)和式(1-2),可得到核磁矩的绝对值为:

$$|\vec{\mu}| = \gamma|\vec{J}| = g \frac{e\hbar}{2m_Nc} \sqrt{I(I+1)} = g\mu_N \sqrt{I(I+1)} \quad (1-6)$$

式中, $\mu_N = e\hbar/2m_Nc$ 。

核磁矩在空间某个方向上的投影,例如 z 轴方向的投影为:

$$\mu_z = \gamma J_z = g \frac{e\hbar}{2m_Nc} m_I = g\mu_N m_I, (m_I = -I, -I+1, \dots, I-1, I) \tag{1-7}$$

核磁矩在 z 轴上投影的最大值记为 μ :

$$\mu = \mu_z^{\max} = g\mu_N I \tag{1-8}$$

一般地,把 μ_N 称为核磁子,把 $\mu = g\mu_N I$ 称为核磁矩,并以核磁子 μ_N 为单位,用无量纲的纯数 gI 来度量。大量实验研究表明,各种原子核的 g 因子的数值处于 $+5.96 \sim -4.26$ 之间,核磁矩的数值处于 $+6.17 \sim -2.13$ (以核磁子 μ_N 为单位)的范围内。表 1-2 列出了部分原子核的自旋量子数、 g 因子、自旋磁矩和磁旋比。

表 1-2 原子核的自旋磁矩

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

①1T(特斯拉) = 10^4G (高斯)

三、核磁矩在静磁场中所受的力矩和势能

如图 1-2 所示,核磁矩 $\vec{\mu}$ 在均匀外磁场 $\vec{H}$ 中受的力矩 $\vec{L}$ 为:

$$\vec{L} = \vec{\mu} \times \vec{H} \tag{1-9}$$

核磁矩 $\vec{\mu}$ 在均匀外磁场 $\vec{H}$ 中的(磁)势能为:

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} = -\mu H \cos\theta \tag{1-10}$$

根据经典物理学理论, θ 连续变化,所以 E 可以取 $-\mu H$ ($\vec{\mu}$ 与 $\vec{H}$ 平行)到 $+\mu H$ ($\vec{\mu}$ 与 $\vec{H}$ 反平行)之间的任意值。根据量子力学, E 不是连续变化的,而是量子化的。若把 $\vec{H}$ 方向取作 z 方向,则(1-10)式化为:

$$E = -\mu_z H \tag{1-11}$$

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

$$E_I = -\gamma\hbar H m_I = g\mu_N H m_I \quad (m_I = -I, -I+1, \dots, I-1, I) \tag{1-12}$$

这种不连续的能量值称为原子核在外磁场中的 Zeeman 能级,按能级大小画出的图就是能级图。图 1-3 是 $I = 1/2, 1$ 和 $3/2$ 三种核磁矩在外磁场 $\vec{H}$ 方向的量子化值及相应的能级图。

由图 1-3 可知,核磁矩 $\vec{\mu}$ 在静磁场 $\vec{H}$ 中的能级总数正好等于 $2I+1$,即等于 m_I 的可能取值数。 $m_I > 0$ 的那些状态, $\vec{\mu}$ 与 $\vec{H}$ 方向相同,能量为负值,能级较低; $m_I < 0$ 的那些状态, $\vec{\mu}$ 与 $\vec{H}$ 方向相反,能量为正值,能级较高。此外,由(1-12)式还可以得出相邻能级间隔为:

$$\Delta E = \gamma\hbar H = g\mu_N H \tag{1-13}$$

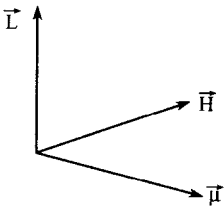


图 1-2 核磁矩在外磁场作用下受到作用力矩

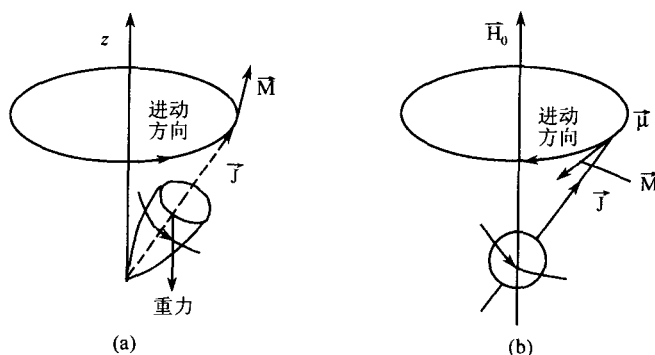


图 1-4 陀螺的进动与核磁矩的进动

首先在静止坐标系(又称实验室坐标系,简称 L 系)中用解运动微分方程组的方法证明核磁矩在静磁场中做进动,并求出进动角速度,然后在旋转坐标系(简称 R 系)中再一次求解其运动问题。后一种方法既简单又能给出更清晰的物理形象,因而在磁共振理论分析中更为常用。

一、L 系中解进动问题

如图 1-5 所示, xyz 为相对于实验室静止的坐标系(L 系),静磁场 $\vec{H}_0$ 沿 z 轴方向,原子核的角动量和磁矩分别 $\vec{J}$ 和 $\vec{\mu}$ 。核磁矩 $\vec{\mu}$ 在外磁场 $\vec{H}$ 中受到的力矩 $\vec{\mu} \times \vec{H}$ 的作用。根据经典力学,原子核的角动量对时间的导数等于该力矩,即:

$$d\vec{J}/dt = \vec{\mu} \times \vec{H} \quad (1-14)$$

用磁旋比 γ 乘上式(1-14)两边得:

$$d\vec{\mu}/dt = \gamma(\vec{\mu} \times \vec{H}) = \gamma \begin{vmatrix} \hat{e}_x & \hat{e}_y & \hat{e}_z \\ \mu_x & \mu_y & \mu_z \\ H_x & H_y & H_z \end{vmatrix} \quad (1-15a)$$

式中, $\hat{e}_x, \hat{e}_y, \hat{e}_z$ 分别为 x, y, z 方向的单位矢量, μ_x, μ_y, μ_z 是 $\vec{\mu}$ 分别在 x, y, z 三个方向的分量, H_x, H_y, H_z 是 $\vec{H}$ 分别在 x, y, z 三个方向的分量。把(1-15a)写成分量式:

$$\begin{aligned} \frac{d\mu_x}{dt} &= \gamma(\mu_y H_z - \mu_z H_y) \\ \frac{d\mu_y}{dt} &= \gamma(\mu_z H_x - \mu_x H_z) \\ \frac{d\mu_z}{dt} &= \gamma(\mu_x H_y - \mu_y H_x) \end{aligned} \quad (1-15b)$$

外磁场 $\vec{H}$ 为静磁场 $\vec{H}_0$ 是一个特殊情况,此时 $H_x = H_y = 0, H_z = H_0$, 上式简化为:

$$\frac{d\mu_x}{dt} = \gamma\mu_y H_0; \quad \frac{d\mu_y}{dt} = -\gamma\mu_x H_0; \quad \frac{d\mu_z}{dt} = 0 \quad (1-15c)$$

由式(1-15c)的最后一个分式可知 μ_z 为常数, $\vec{\mu}$ 在 z 轴上的投影为常量,说明 $\vec{\mu}$ 绕着 z

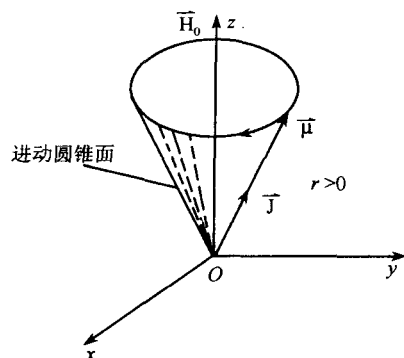


图 1-5 进动示意图

轴做转动,由于静磁场 $\vec{H}_0$ 与 z 轴同向,所以 $\vec{\mu}$ 即绕着 $\vec{H}_0$ 做旋转。由式(1-15c)的前两分式可求出 $\vec{\mu}$ 的进动角速度。对式(1-15c)第一分式两边求 t 的导数,代入第二分式,可得:

$$\frac{d^2\mu_x}{dt^2} = \gamma H_0 \frac{d\mu_y}{dt} = -\gamma^2 \mu_x H_0^2$$

即:

$$\frac{d^2\mu_x}{dt^2} + \gamma^2 \mu_x H_0^2 = 0 \quad (1-16)$$

其通解为:

$$\mu_x = A \cos(\gamma H_0 t + \varphi) \quad (1-17)$$

把式(1-17)代入式(1-15c)的第一分式,得:

$$\mu_y = -A \sin(\gamma H_0 t + \varphi) \quad (1-18)$$

令 $\omega_0 = \gamma H_0$, 式(1-17)和式(1-18)可简写成:

$$\mu_x = A \cos(\omega_0 t + \varphi); \mu_y = -A \sin(\omega_0 t + \varphi) \quad (1-19)$$

式(1-19)中, A 和 φ 由方程的初始条件决定。由(1-19)可知核磁矩 $\vec{\mu}$ 在 xy 平面上的投影 $\mu_{\perp}$ 绕着原点转动, $\mu_{\perp}$ 是一个常量 A 。同时, μ_z 也是一个常量,所以 $\vec{\mu}$ 必是在一个圆锥面上绕 z 轴做进动,如图 1-5 所示。由(1-19)不难看出进动的角速度为:

$$\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0 \quad (1-20)$$

当 $\gamma > 0$ 时, $\vec{\omega}_0$ 与 $\vec{H}_0$ 方向相反,对着 $\vec{H}_0$ 方向看 $\vec{\mu}$ 在圆锥面上做顺时针进动;当 $\gamma < 0$ 时, $\vec{\omega}_0$ 与 $\vec{H}_0$ 方向相同,对着 $\vec{H}_0$ 方向看 $\vec{\mu}$ 在圆锥面上做逆时针进动。

图 1-5 中画的是 $\gamma > 0$ 的情况,由式(1-20)可知,核磁矩进动角速度的大小 ω_0 与 H_0 成正比(参见图 1-6),与原子核的种类(γ 值)有关,与 $\vec{\mu}$ 和 $\vec{H}_0$ 的夹角无关,即与 $\vec{\mu}$ 的能级无关。原子核的这种进动称为拉摩尔(Larmor)进动, $\omega_0 = \gamma H_0$ 称为拉摩尔进动频率。场强等于 1T 时,氢质子的拉摩尔进动频率约为 42.6MHz。

二、在 R 系中求解进动问题

设 $\vec{F}(t)$ 是随时间变化的任意矢量函数, $OXYZ$ 坐标系(R 系)与 $oxyz$ 坐标系(L 系)共原点,

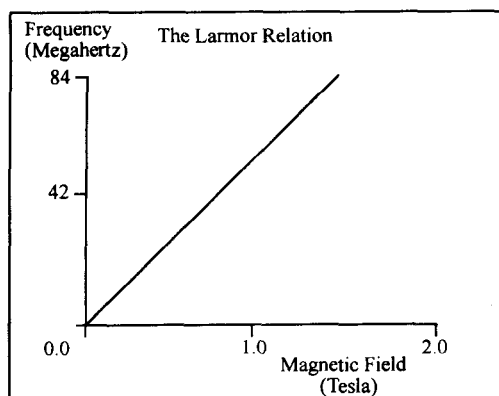


图 1-6 拉摩尔进动频率与场强的正比关系

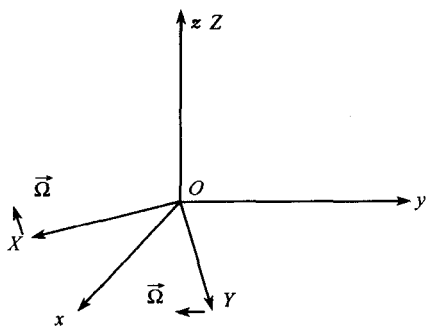


图 1-7 R 系统 L 系以角速度 $\vec{\Omega}$ 旋转

且 R 系以瞬时角速度 $\vec{\Omega}$ 绕着 L 系转动,如图 1-7 所示。 $d\vec{F}/dt$ 表示在 L 系中 $\vec{F}$ 对时间的导数, $\delta\vec{F}/\delta t$ 表示在 R 系中 $\vec{F}$ 对时间的导数(即随同 R 系一起转动的观察者测得的 $\vec{F}$ 的时变率),则有下列关系式:

$$d\vec{F}/dt = \delta\vec{F}/\delta t + \vec{\Omega} \times \vec{F} \quad (1-21)$$

现在,我们用上述定理解释自旋磁矩在静磁场 $\vec{H}_0$ 中的进动问题。利用式(1-21)把式(1-15a)改写成:

$$\delta\vec{\mu}/\delta t + \vec{\Omega} \times \vec{\mu} = \vec{\mu} \times (\gamma\vec{H})$$

即:

$$\delta\vec{\mu}/\delta t = \vec{\mu} \times (\gamma\vec{H} + \vec{\Omega}) \quad (1-22)$$

用等效磁场:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = (\vec{H} + \vec{\Omega}/\gamma) \quad (1-23)$$

代入(1-22)式,得:

$$\delta\vec{\mu}/\delta t = \vec{\mu} \times \gamma\vec{H}_{\text{eff}} \quad (1-24)$$

可以认为核磁矩 $\vec{\mu}$ 在 R 系中受到等效磁场 $\vec{H}_{\text{eff}}$ 的作用做进动。如果 $\vec{H} = \vec{H}_0$, $\vec{\Omega} = -\gamma\vec{H}_0$, 由(1-23)式可得 $\vec{H}_{\text{eff}} = 0$, $\delta\vec{\mu}/\delta t = 0$, 说明当 R 系的角速度 $\vec{\Omega}$ 为 $-\gamma\vec{H}_0$ 时,在 R 系上观察到的核磁矩是静止的常矢量。因此,从 L 系上看,核磁矩随着 R 系以 $\omega_0 = -\gamma H_0$ 的角速度做进动,这个结论与前面得到的结论是一致的。

复习思考题

1. 自旋磁矩在静磁场中的进动轨迹如何? 在实验室坐标系和旋转坐标系下如何解自旋磁矩在静磁场中的进动?
2. 拉摩尔进动频率与场强的关系如何?
3. 计算 1T 场强下, ^{31}P 的共振频率。
4. 计算 1.5T 场强下, ^1H 的共振频率。

第三节 在射频场作用下的核磁共振现象

一、施加射频场后,自旋磁矩的运动方程及解

单个核磁矩在静磁场 $\vec{H}_0$ 中受到与 $\vec{H}_0$ 垂直的射频场作用时会发生什么现象? 设 $H_x(t) = H_x^{(0)} \cos \omega t$ 是沿着 L 系 x 轴的交变磁场(例如,平面偏振电磁波的磁场分量),为了讨论方便,把它分解为两个方向相反的旋转磁场分量 $\vec{H}^{(a)}$ 和 $\vec{H}^{(c)}$,如图 1-8 所示。

$$\vec{H}^{(a)} = H_1 (\cos \omega t \vec{e}_x + \sin \omega t \vec{e}_y)$$

$$\vec{H}^{(c)} = H_1 (\cos \omega t \vec{e}_x - \sin \omega t \vec{e}_y)$$

式中, $H_1 = H_x^{(0)}/2$ 。 $\vec{H}^{(a)}$ 和 $\vec{H}^{(c)}$ 之中有且只有一个与核磁矩的进动方向相同。例如,当静磁场 $\vec{H}_0$ 平行于 z 轴,且 $\gamma > 0$ 时, $\vec{H}^{(c)}$ 与核磁矩的进动方向相同, $\vec{H}^{(a)}$ 则相反。

用 ω 沿 z 轴的分量 ω_z 统一表示顺时针和逆时针的旋转磁场分量,那么可用式(1-25)统一表示旋转磁场分量:

$$\vec{H}_1(t) = H_1 (\cos \omega_z t \vec{e}_x + \sin \omega_z t \vec{e}_y) \quad (1-25)$$

对于(1-25)式, $\omega_z > 0$ 表示逆时针的旋转磁场分量; $\omega_z < 0$ 表示顺时针的旋转磁场分量。现在,研究在 $\vec{H}_1(t)$ 及 $\vec{H}_0$ 同时作用下核磁矩 $\vec{\mu}$ 的运动,即求解下列方程:

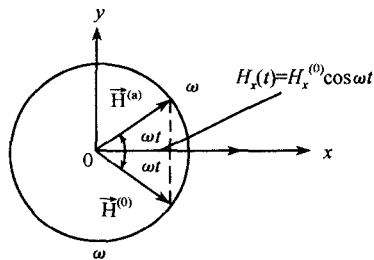


图 1-8 交变电磁场两个方向相反的旋转磁场分量 $\vec{H}^{(a)}$ 和 $\vec{H}^{(c)}$

$$d\vec{\mu}/dt = \vec{\mu} \times \gamma[\vec{H}_0 + \vec{H}_1(t)] \quad (1-26)$$

取一个与 L 系 (xyz 坐标系) 共原点, 以 ω_z 的角速度旋转的坐标系 $OXYZ$, 并且 $OZ // Oz$ 。在 R 系中看, 旋转磁场分量 $\vec{H}_1(t)$ 变成静止的磁场 $\vec{H}_1 = H_1 \vec{e}_x$, 由式 (1-26) 可得:

$$\delta\vec{\mu}/\delta t = \vec{\mu} \times [\gamma(\vec{H}_0 + \vec{H}_1) + \omega_z \vec{e}_z] = \vec{\mu} \times [(\omega_z + \gamma H_0) \vec{e}_z + \gamma H_1 \vec{e}_x] \quad (1-27)$$

设射频磁场的频率 $\omega > 0$, 其顺时针旋转磁场分量 $\omega_z = -\omega < 0$, 再设 $\gamma > 0$, 则 (1-27) 式化为:

$$\delta\vec{\mu}/\delta t = \vec{\mu} \times \gamma[(H_0 - \omega/\gamma) \vec{e}_z + H_1 \vec{e}_x] = \vec{\mu} \times \gamma \vec{H}_{\text{eff}} \quad (1-28a)$$

式 (1-28a) 中的 $\vec{H}_{\text{eff}}$ 为等效磁场:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = (H_0 - \omega/\gamma) \vec{e}_z + H_1 \vec{e}_x \quad (1-28b)$$

由式 (1-28a) 知, 在以角速度 $\vec{\omega} = -\omega \vec{e}_z$ 旋转的坐标系 $OXYZ$ 中, 核磁矩 $\vec{\mu}$ 将绕着 $\vec{H}_{\text{eff}}$ 进动, 进动角速度 $\vec{\omega}_p = -\gamma \vec{H}_{\text{eff}}$, 即 $\vec{\mu}$ 在以 $\vec{H}_{\text{eff}}$ 为轴的一个圆锥面上进动, 如图 1-9 所示。

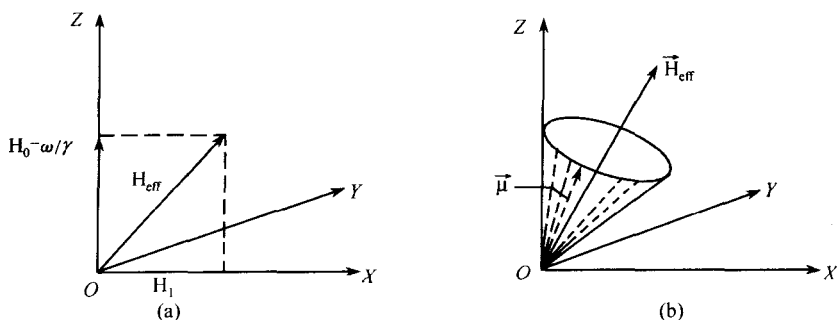


图 1-9 在 RF 场作用下, 自旋磁矩 $\vec{\mu}$ 绕等效磁场进动示意图

二、讨论

1. 顺时针旋转的磁场分量的角速度 ω (也是 R 系的旋转角速度) 正好等于核磁矩的拉摩尔进动频率 ω_0

顺时针旋转的磁场分量的角速度 ω (也是 R 系的旋转角速度) 正好等于核磁矩的拉摩尔进动频率 ω_0 时, R 系中核磁矩只绕 $\vec{H}_1 = H_1 \vec{e}_x$ 做进动, 根据公式 (1-28b) 有:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = H_1 \vec{e}_x \quad (1-29)$$

其进动角速度 $\vec{\omega}_p = -\gamma \vec{H}_1 = -\gamma H_1 \vec{e}_x$ 。

一般情况下, $H_1 \ll H_0$, 所以相对于拉摩尔进动来说, 上述进动比较缓慢。在 L 系坐标中, $\vec{\mu}$ 一方面以角速度 $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$ 绕 z 轴做快速进动, 另一方面又以角速度 $\vec{\omega}_p = -\gamma H_1 \vec{e}_x$ 绕 x 轴做缓慢进动, 如图 1-10(a) 所示。

$\vec{\mu}$ 绕 $\vec{H}_1$ 进动致使 $\vec{\mu}$ 与静磁场 $\vec{H}_0$ 之间的夹角 θ 不断变化, 如图 1-10(b) 所示, 因此 $\vec{\mu}$ 的势能 E 也不断变化。当 θ 从 0 开始增大时, $\vec{\mu}$ 在阴影上方, 势能 E 亦随之增大。此时核磁矩从外加射频场吸收能量, 这便是核磁共振吸收现象。由上可知, 发生核磁共振的条件是射频磁场的频率 ω 等于核磁矩在静磁场 $\vec{H}_0$ 中的拉摩尔进动频率, 即:

$$\omega = \omega_0 = \gamma H_0 \quad (1-30)$$