

核磁共振成像技术的新进展(上)¹⁾

邬学文

(华东师范大学分析测试中心, 上海 200062)

摘要 核磁共振成像出现至今不过 20 年左右, 由于它在医学的诊断上起了很大的作用, 使它在短短的 20 年中取得了飞速的发展。本文在简述了核磁共振成像的基本原理和典型的实验方法——场梯度回波方法和自旋回波方法之后, 分别介绍了近年来在快速成像, 流体成像, 化学移位成像和磁化率成像等方面的新进展。

关键词 核磁共振成像, 流体成像, 化学移位成像, 磁化率成像

Abstract In spite of its short history, magnetic resonance imaging has developed very rapidly in the past 20 years due to its great success in medical diagnosis. A short introduction to the basic principles of magnetic resonance imaging and the typical gradient echo and spin echo methods is presented as well as recent developments on fast imaging, flow imaging, chemical shift imaging and susceptibility imaging.

Key words magnetic resonance imaging, flow imaging, chemical shift imaging, magnetic susceptibility imaging

1 基本原理

旋磁比为 γ 的自旋体系, 处于均匀磁场 B_0 中, 它的共振频率 f_0 为

$$f_0 = \gamma B_0 / 2\pi \quad (1)$$

这一频率并不能提供物体的空间分布的信息。70 年代初期, 提出了在均匀磁场上加梯度磁场

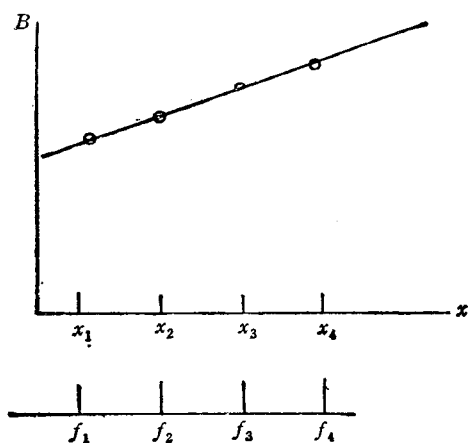


图 1 梯度磁场的作用

的概念^[1,2], 使物体的共振频率与物体的空间分布相关联, 揭开了核磁共振成像的序幕, 梯度磁场的概念可用一个一维的模型来说明, 如图 1: 设有物体 A_1, A_2, A_3, A_4 沿 x 轴分布在位置 x_1, x_2, x_3, x_4 等处。物体所在处的纵向磁场为恒定磁场 B_0 与梯度磁场之和。梯度磁场 G_x 是纵向磁场 B_x 沿 x 方向的梯度, 可表示为

$$G_x = \frac{\partial B_x}{\partial x} \quad (2)$$

它叠加在均匀磁场 B_0 之上, 因此在空间 x 处, 纵向磁场 B_x 等于

$$\begin{aligned} B_x &= \frac{\partial B_x}{\partial x} \cdot x + B_0 \\ &= B_0 + G_x \cdot x. \end{aligned} \quad (3)$$

若在 x 处有一物体, 它的共振频率将等于

$$f_x = \gamma(B_0 + G_x x) / 2\pi, \quad (4)$$

即物体的共振频率 f_x 与其空间位置 x 互相关联, 这就是核磁共振成像的基础。如果在 x, y

1) 1994 年 8 月 30 日收到初稿, 1994 年 11 月 16 日收到修改稿。

和 z 三个方向上分别加梯度磁场 G_x, G_y 和 G_z , 就能在空间定义某一体积元 ΔV_{xyz} . 这一体积元中的物体的共振频率 f_{xyz} 将等于

$$f_{xyz} = \gamma(B_0 + G_x x + G_y y + G_z z) / 2\pi. \quad (5)$$

这就是梯度场对自旋体系的空间编码。

核磁共振成像研究的早期, 吸取了 X 射线断层造影的技术, 利用投影重建的方法, 由频域信息取物体的空间分布信息。但是这种方法的速度较慢。目前几乎全部为傅里叶变换方法所取代。傅里叶变换方法的原理可简述如下^[3]:

在梯度磁场 G_x, G_y 和 G_z 的作用下, 体积元 ΔV_{xyz} 所产生的自由感应衰减信号(简称为 FID) ΔS , 在以频率 f_0 旋转的坐标系中等于

$$\Delta S(t) = M_0 \rho(x, y, z) \Delta V \exp \left\{ -i\gamma \times \int_0^t [G_x(t')x + G_y(t')y + G_z(t')z] dt' \right\}, \quad (6)$$

式中 M_0 为体系的磁化强度矢量。全部物体的 FID 信号 $S(t)$ 是上式对体积元 $\Delta V = dx dy dz$ 的三重积分, 即

$$S(t) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \rho(x, y, z) \times \exp \left\{ -i\gamma \int_0^t [G_x(t')x + G_y(t')y + G_z(t')z] dt' \right\} \times dx dy dz. \quad (7)$$

不难看出, $S(t)$ 和 $\rho(x, y, z)$ 互为傅里叶变换对, 对 $S(t)$ 作反傅里叶变换, 即可求得物体的空间分布 $\rho(x, y, z)$. 当以图形的形式表示 $\rho(x, y, z)$ 时, 就得到物体的核磁共振成像。

最常用的核磁共振成像为平面成像, 典型的脉冲序列有两种, 现分述如下:

1.1 场梯度回波方法^[4]

要产生一个平面的像, 首先要在物体中选出一片平面。假定要选平面垂直于 z 轴。采用一个选择性射频脉冲, 它的激发频率的半宽度为 Δf , 即激发频率为 $f \pm \Delta f$, 共振条件为

$$f \pm \Delta f = f \pm \gamma G_x \Delta z / 2\pi, \quad (8)$$

选片的半厚度 Δz 等于

$$\Delta z = 2\pi \Delta f / (\gamma G_x). \quad (9)$$

场梯度回波的脉冲序列如图 2. x 方向上

的梯度场 G_x 在区间 $[a, b]$ 取值 G_{xa} . 因此在这段时间内, 磁化强度矢量 ΔM 所转过的相角 $\Delta\phi$ 等于

$$\Delta\phi = \Delta M \exp \{ -i\gamma G_{xa} T_{ab} \}, \quad (10)$$

式中 T_{ab} 为 $[a, b]$ 区间内的时间。在 b 点之后, x 方向的梯度场变为 G_{xb} , 如果

$$G_{xa} \times T_{bc} + G_{xb} \times T_{bc} = 0,$$

则在 c 点将出现回波信号, 称为场梯度回波。脉冲梯度场的这种安排, 其目的是在 c 点采样时, 可以避免脉冲磁场的干扰, 自 c 点开始的 FID 信号, 包含了 x 方向上的空间信息, 不同的频率对应于空间不同位置, 称为频率编码, 至于 y 方向上的信息, 我们采用相位编码的方法, 在固定的时间间隔 T_{ab} 内, 施加幅度不同的磁场梯度 nG_y , 其中 G_y 为常数, n 为步进的变量, 例如由 $-N/2$ 至 $N/2$, 共 N 步, 其第 n 步对 FID 所产生的相角 $\Delta\phi$, 等于

$$\Delta\phi_y = \Delta M \exp \{ -i\gamma n \cdot G_y \cdot T_{ab} \}. \quad (11)$$

由 c 点开始的 FID 信号具有下列形式:

$$S(n, t) = M_0 \iint_{-\infty}^{\infty} \rho(x, y) \times \exp \left\{ -i\gamma \int_0^t [G_x x + G_y y] dt' \right\} dx dy. \quad (12)$$

对上式作二维傅里叶变换, 得到物体在 (x, y) 平面上的分布 $\rho(x, y)$. 以图形表示时, 就是物体的二维核磁共振图像。

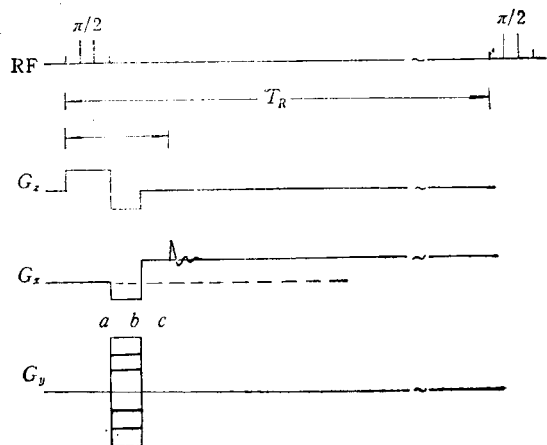


图 2 场梯度回波的脉冲序列

1.2 自旋回波方法^[5]

射频脉冲采用 Carr-Percell ($\pi/2, \pi$) 序列,如图 3 假定 $\pi/2$ 脉冲与 π 脉冲之间的间距为 $T_E/2$,则在 T_E 时刻出现回波.脉冲梯度场的波形与场回波的脉冲序列相似. T_R 为脉冲序列的全周期.考虑到纵向和横向弛豫时间的影响,以上各式中的物体密度的分布函数 $\rho(x, y, z)$ 需由下式表示:

$$\rho(x, y, z) = \rho_0(x, y, z) \exp \left\{ \frac{-T_E}{T_2(x, y, z)} \right\} \cdot \left\{ 1 - \exp \left(\frac{-T_R}{T_1(x, y, z)} \right) \right\}, \quad (13)$$

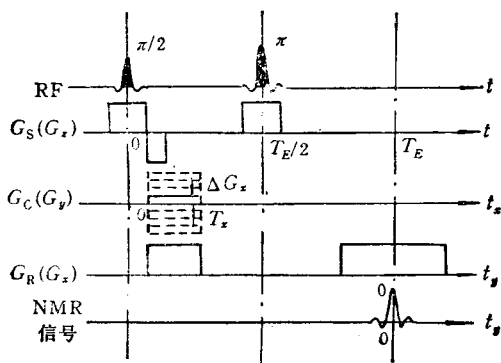


图 3 自旋回波的脉冲序列

式中 $\rho_0(x, y, z)$ 为物体的本征密度,而由实验测得的 $\rho(x, y, z)$ 仅为表观密度,但是它反映被测物体的纵向或横向弛豫时间.当 T_R 与 T_E 都较长时,所得到的像为 T_2 加权像;当 T_R 较长而 T_E 较短时,所得到的像为 T_1 加权像.因为肿瘤组织的 T_1 和 T_2 与正常组织有很大的差异,这使核磁共振成像在医学上的作用要比 X 射线断层成像更有用.

与场回波方法相比较,自旋回波方法能够自动地补偿恒定磁场的不均匀,但是由于采用双脉冲,每一次扫描所需时间较长.这两种方法的成像时间受到恢复时间 T_R 的限制.一般说来, T_R 应大于纵向弛豫时间 T_1 的 3—5 倍.人体组织的 T_1 的典型值可取为 0.5s,如此,则每次扫描的时间约为 1.5s.假定摄取一幅 256×256 点的像,须作 256 次相位编码,也就是要作 256 次扫描,每幅像所需的时间约为 $1.5 \times 256 =$

384s~6min.然而,在每次采样结束之后的恢复时间内,可摄取其他平面的像^[6],一般可摄取 10 幅左右,称为多片成像.每幅的平均时间为 0.6s.虽然如此,但是对于快速变化的对象,这样的速度就显得太慢了.因此,人们积极地从事于快速成像的研究.

2 快速成像^[7]

上述两种成像方法所以速度慢,是因为要作多次扫描,而每次扫描都需要有一段恢复时间.当磁化强度矢量的倾角取为 $\pi/2$ 时,这段时间的长度为 T_1 的 3—5 倍.如果采用小角倾角^[8],设倾角为 θ ,则磁化强度矢量的横向分量 M_x 和纵向分量 M_y 在小角倾角的条件下,分别近似等于

$$\left. \begin{aligned} M_x &= M_0 \sin \theta \sim M_0 \theta \\ M_y &= M_0 \cos \theta \sim M_0 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

虽然横向磁化强度矢量的数值减小了,但不再需要恢复时间,这就大大地缩短了每次扫描的时间,使它从 0.5s 的量级缩短到 10ms 的量级,使成像时间缩短了 50 倍.

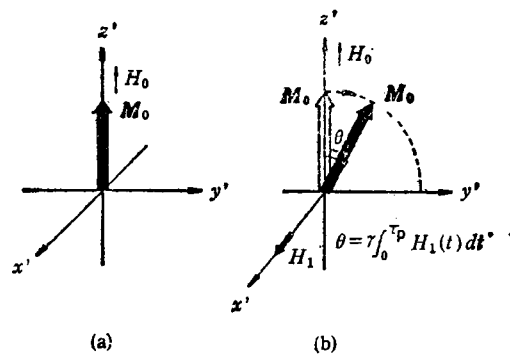


图 4 小角倾角时磁化矢量的纵向和横向分量

若令

$$\left. \begin{aligned} k_x &= \gamma \int_0^t G_x(t') dt' \\ k_y &= \gamma \int_0^t G_y(t') dt' \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

则(12)式可写作

$$S(n, t) = M_0 \iint_{-\infty}^{\infty} \rho(x, y) \times \exp\left\{-i \int_0^t (k_x x + k_y y) dt'\right\} dx dy.$$

k_x 和 k_y 随时间的变化组成一个平面, 如连同 k_z , 则组成一个空间. k 空间中的每一个点, 对应于一组场梯度的积分, 也就是对应于图像中的一点. 以图 2 为例, 采样点在 k 空间的轨迹如图 5 所示.

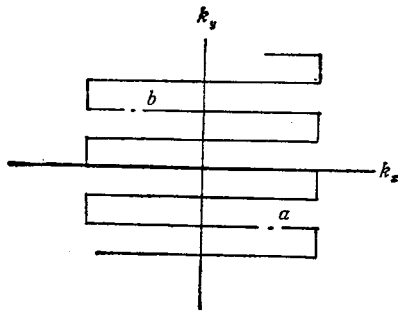


图 5 场回波采样点在 k 空间的图示

在 k 空间中, 采样点在 k_x 方向上的变化, 对应于频率编码, 在 k_y 方向上的变化对应于相位编码. 在 k 空间任取一点, 例如第二象限中的 a 点, 它的共轭值是第四象限中的另一点 a' . 依此类推, 上半平面上的某一点, 必是下半平面上另一点的共轭值. 不论是场回波方法或者是自旋回波方法, 相位编码都相当耗费时间. 例如摄取一幅 256×256 点的图像, 为了相位编码就要扫描 256 次. 如果利用这种共轭的特点, 实际采样扫描 128 次, 另外的一半, 采用实验值的共轭, 然后进行傅里叶变换以取得整幅图像, 这种方法称为共轭合成^[9]. 在理想情况下, 它可减少一半的扫描时间. 它的缺点是信噪比减少 $\sqrt{2}$ 倍, 同时在实际工作中, 实际的采样数略超过一半.

虽然采用共轭合成又可减少一半的时间, 但是如果整幅像只需一次扫描, 那就极大地缩短成像的时间. Mansfield 等^[10] 提出回波平面成像法 (简称为 EPI) 为解决这一问题提供了途径. 它在一次扫描时间内, 反复地施加场梯度脉冲, 从而在一次扫描中取得多个经过相位

编码的回波信号. 其脉冲序列如图 6. G_x 作为频率编码的场梯度脉冲, 而 G_y 作为相位变码的场梯度脉冲.

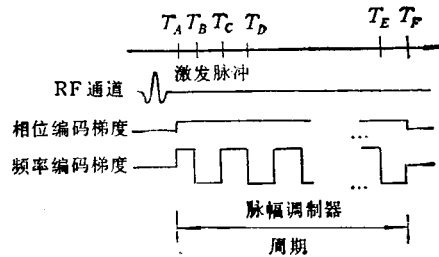


图 6 回波平面成像法的脉冲序列

由于在采样期间相位是连续变化的, 采样点在 k 空间的分布在 y 方向不是等距分布的, 如图 7. 因而所采得的数据不能直接进行傅里叶变换, 而需在 y 方向上进行内插, 不很方便. 因为核磁共振信号随时间按 T_2 以指数规律衰减, 为使采得的信号不致衰减过多, 全部采样必需在 T_2 时间内完成. 取 T_2 的典型值 100ms, 假设摄取一幅 64×64 采样点的图像, 在这一段时间

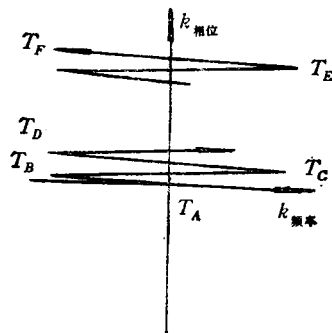


图 7 EPI 采样点在 k 空间的分布

内必须完成 64 次场回波, 平均每次场回波的时间不足 2ms. EPI 的设想出现在 70 年代的末期, 但由于技术上的限制, 难以制出具有足够强度的、高速变化的场梯度, 很长时间未能得到实用, 但这一技术在近年内获得飞速的发展, 其方案也有多种变型, 目前的速度每幅图像需时间约为 50ms 左右. 利用这种快速的摄像, 已能反映出人体活动中大脑的某些反映. 这一类用快速成像方法对人体大脑的研究, 称为功能成像, 是核磁共振成像研究中的一个前沿.

3 流体成像^[11,12]

在活的人体内,血液在不断地流动着.如果血管发生病变,将阻碍血液的流动.核磁共振成像与X射线断层成像不同,它能区别人体内流动的物体与不流动的物体.核磁共振流体成像利用两种方法:其一利用体积元的FID信号,在不同的脉冲梯度磁场的的作用下,可使这一信号的相位与物体的速度有关,称为相位法;另

一种方法则使静止的物体在射频脉冲作用下饱和,不产生FID信号,而流动物体不受射频脉冲的影响,称为饱和法.下面分别叙述这两种方法的原理.

3.1 相位法

设物体的初位置为 x_0 ,沿 x 方向运动的速度为 v ,则在 t 时刻物体的位置 x_t 为

$$x_t = x_0 + vt. \quad (16)$$

在图8所示的几种磁场梯度脉冲作用下,现分别求出其FID在脉冲结束时的相位.

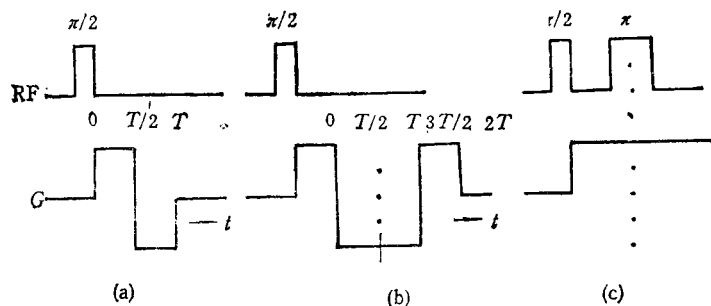


图8 在流体成像中采用的几种脉冲磁场的波形

在图8(a)中,FID在 T 时刻的相位 $\varphi(T)$ 为

$$\begin{aligned} \varphi(T) &= \gamma \int_0^T G(t) \cdot (x_0 + vt) dt \\ &= \gamma \int_0^{T/2} G(x_0 + vt) dt \\ &= \gamma \int_{T/2}^T G(x_0 + vt) dt \\ &= -\gamma GvT^2/4 \end{aligned} \quad (17)$$

即在 T 时刻的相位 $\varphi(T)$ 与体积元在空间的位置无关,而与体积元流动的速度成正比.图8(b)中的梯度脉冲,是两个背靠背的图8(a)的脉冲.对任一脉冲而言,在 T 和 $2T$ 时刻的相位都与体积元在空间的位置无关,同时也不难看出,两个脉冲的组合,使FID在 $2T$ 时刻的相位 $\varphi(2T)$ 与速度也无关,即 $\varphi(2T)$ 等于

$$\varphi(2T) = 0. \quad (18)$$

图8(c)是图8(a)的一种变型.将这些梯度脉冲灵活地组合到成像的脉冲序列(如图2或图3)中,可以取得流体的核磁共振成像.举例如下:

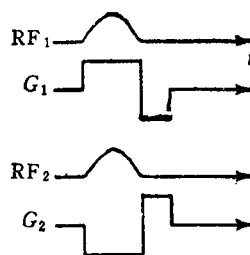


图9 双极性选片梯度脉冲

(1) 利用选片梯度场脉冲 G_x ,见图9.

当流速不是很大时,用典型的成像序列,例如场回波序列,分别作两次成像,第一次场梯度脉冲的极性为先正后负,第二次场梯度脉冲的极性与第一次相反,为先负后正.对静止物体,无论是正极性或负极性均没有区别.两次所成的像完全相同,如果将这两个像相减,则结果为零,不反映静止物体的信息.但是对于流动物体,其相位由(15)式确定,因此,两次成像的初相位恰好相反.流动物体两次所成的像并不相同.将两次成像的结果以复数相减,就得到流动物体的像.

(2) 也可改变频率编码的序, 如图 10 所示。

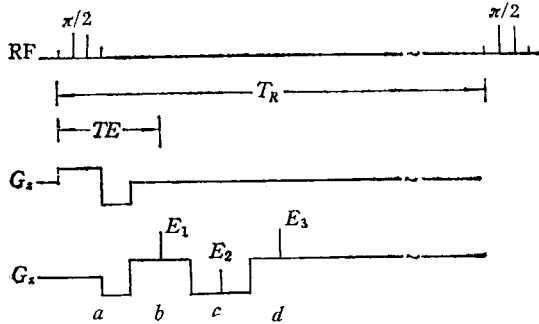


图 10 由频率编码脉冲取得流体成像的信息

在图 10 中, 频率编码的磁场梯度脉冲由三个背靠背的双极性脉冲组成, 回波 E_1 由脉冲 ab 形成, 回波 E_2 由脉冲 $ab + bc$ 形成, 回波 E_3 则由脉冲 $ab + bc + cd$ 产生. 对静止物体来说, 这三个回波信号除了因 T_2 衰减, 幅度略有不同之外, 它们所成的像是完全相同的. 但对流动物体来说, E_1 和 E_3 中都包含有流体形成的初相位, 而回波 E_2 中则不包含流动物体的信息, 利用 E_1 和 E_3 的幅度, 对全部三个回波信号的幅度作 T_2 修正. 将 E_1 所成的像与 E_2 所成的像相减, 便得到流动物体的像。

3.2 饱和法

在射频脉冲序列 $\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$ 的作用下, 使所选出的片平面内的一切物体 (包括静止物体与流动物体) 的磁化强度矢量都达到饱和状态, 即磁化强度矢量几乎为零, 这一状况可用图

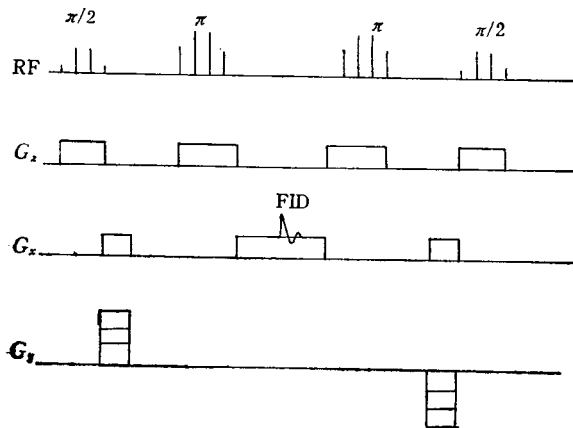


图 11 饱和法摄取流体的像

12 来说明. 在未施加射频脉冲时, 磁化强度矢量位于 z 轴, 在第一个脉冲 $\pi/2$ 的作用下, 磁化强度矢量由 z 轴转到 $+x$ 轴 [如图 12(a)], 由于 T_2 的衰减, 当第二个脉冲 π 的作用下, 转到 $-x$ 轴时, 它的幅度已衰减如图 12(b) 中的 b 位置, 它继续衰减, 在第三个 π 脉冲的作用下转回到 $+x$ 轴, 此后继续衰减, 直至第四个脉冲 $\pi/2$ 将它转到 $-z$ 轴, 此后由于 T_1 的作用而继续衰减. 经过若干次循环, 磁化强度矢量可衰减至 M_0 的 10^{-4} 倍。

另一方面, 图 11 的左面一半, 是典型的自旋回波序列, 在测量的过程中, 如果有流动物体自所选的切片之外流入到切片之中, 它在图中标明的位置上产生一个很强的信号. 这一信号所产生的图像就是流动物体的图像。

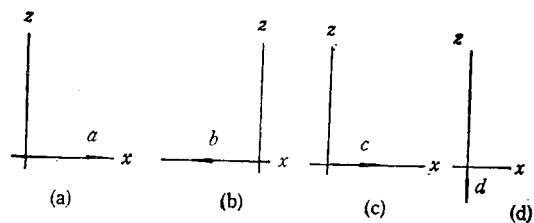


图 12 在饱和序列作用下, 磁化矢量幅度的变化

除了上述几个例子以外, 还有各种流体成型的方案, 包括利用多片的流体成像组成三维的图像, 等等。

参 考 文 献

- [1] R. Damadian, *Science*, **171** (1971), 1151.
- [2] P. C. Lauterbur, *Nature*, **242** (1973), 242.
- [3] A. Kumar, D. Welti and R. R. Ernst, *J. Magn. Resn.*, **19**(1975), 610.
- [4] W. S. Edestein, J. M. S. Hutchison, G. Johnson, et al., *Phys. Med. Bio.*, **25** (1980), 751.
- [5] H. Y. Carr and E. M. Purcell, *Phys. Rev.*, **94** (1954), 630.
- [6] E. R. Andrew, *Proc. R. Soc.*, **B225**, (1985), 399.
- [7] Marks S. Cohen, Robert M. Weisskoff, *Magnetic Resonance Imaging*, **9** (1991), 1.
- [8] A. Haase, J. Frahm, D. Matthaei, et al., *J. Magn. Resn.*, **67** (1986), 258.
- [9] D. Feiberg, J. Hale, J. Watts, et al., *Biology* **161** (1986), 527.
- [10] P. Mansfield and I. L. Pykett, *J. Magn. Resn.*,

29 (1978), 355.

[11] Magnetic Resonance Angiography D. G. Nishimura, A. Macovski and J. M. Pauly *IEEE Trans.*

Med. Imag., M1-5 (1986), 140.

[12] J. H. Kim and Z. H. Cho, *Magn. Reson. Med.*, 14 (1990), 554.

祝贺彭桓武先生80华诞

黄祖洽

(北京师范大学低能核物理研究所, 北京 100875)



中国科学院院士彭桓武教授

彭桓武先生是我国著名的理论物理学家, 1915年10月6日出生于吉林省长春县。今年正好是他的80寿辰。从1935年毕业于清华大学物理系后作研究生开始到现在, 他从事理论物理研究和教学工作已经整整60年。这60年中, 彭桓武先生先后在固体理论、介子物理、量子场论、核物理以及原子能科学技术有关的物理理论等研究领域取得了令人瞩目的成就。在面向经济和国防建设方面, 他先是在建国初期解决了鞍钢钢锭的快速热处理问题, 后来对我国反应堆和核武器的理论探讨和设计, 对有关过程中核物质临界安全的确保方案, 都亲自或组织、领导年轻人进行研究, 作出了卓越的贡献。与此同时, 通过他的言传身教, 也为国家培养了大批优秀的科学人才。年过花甲, 他仍在凝聚态理论和统计物理、原子分子物理和激光物理等前沿领域, 作了许多倡导性的研究和组织工作。

记得10年前, 在他度过古稀之年的时候, 彭先生曾写过一首“七十自况”的七律:

少小离家自学飞, 省垣故国识芳薇。
华园六载登堂座, 云海多年入室帷。
众木喜看撑大厦, 群禽协舞映朝晖。
一场淫雨风溢后, 羽翼总凭余热挥。

在他对这首诗的自注中写道: “前四句记叙解放前求学经历(省垣指今吉林市, 故国指今北京市, 华园指清华大学及研究院, 云海指云南昆明, 海指海外爱丁堡及都柏林); 后四句则概括解放后参加祖国建设的形象”。实际上, 经过大学四年的学习, 彭桓武在数学、物理和化学等方面都打下了优异的基础, 对探索自然规律产生了浓厚兴趣, 并且考入了清华大学研究院, 师从周培源教授进行相对论的研究, 开始踏入了理论物理研究的门户。不幸, 1937年7月7日, 抗日战争爆发, 清华大学南迁。彭桓武辗转去昆明, 在云南大学理化系任教员。1938年秋, 考(庚子赔款)留英, 被录取后才赴英国, 入爱丁堡大学理论物理系, 随著名物理学家玻恩(M. Born)作研究生。1940年以固体理论方面的论文“电子的量子理论对金属的力学及热学性质之应用”, 获哲学博士学位。由于第二次世界大战爆发, 1941年至1943年彭桓武继续在爱尔兰的都柏林高等研究院做博士后的研究学者(scholarship), 和海特勒(W. Heitler)合作进行介子理论方面的研究, 发展了量子跃迁理论, 用以处理核碰撞中产生介子的过程, 得出了能谱强度, 并根据它首次解释了宇宙线的能量分布和空间分布。这就是当时名扬国际物理学界的, 以作者哈密顿, 海特勒, 彭(Hamilton, Heitler, Peng)三人姓氏缩写为代号的关于介子的HHP理论。在此理论中已经出现了后来被称为戴逊(Dyson)方程的方程。1943年7月, 他在英国爱丁堡大学作博士后的卡内基研究员(Carnegie fellowship), 和玻恩等合作进行场