

核磁共振成像技术的新进展(下)

邬学文

(华东师范大学分析测试中心, 上海 200062)

4 化学移位成像^[13,14]

在凝聚态物质中, 核自旋受到核外的电子所产生的局部磁场的作用, 在不同的化学环境中, 其共振频率略有不同, 某种物质的共振频率 f_k 等于

$$f_k = \gamma B_0(1 - \sigma_k)/2\pi, \quad (19)$$

式中 σ_k 称为屏蔽常数, 常以某种物质的化学移位为参考, 每一种核的化学移位以其相对值 δ_k 表示:

$$\delta_k = \frac{f_k - f_{ref}}{f_{ref}} = \frac{\sigma_{ref} - \sigma_k}{1 - \sigma_{ref}} \times 10^{-6}, \quad (20)$$

式中 f_{ref} 和 σ_{ref} 分别为参考物质的共振频率和屏蔽常数. 在人体的核磁共振成像工作中, 质子成像的主要对象为水和脂肪, 二者的相对化学移位约为 3.5ppm. 在低场强的条件下摄取图像时, 这种化学移位的影响还不明显, 但在高场强的条件下, 化学移位的影响就很明显了. 在 0.15T 的低场强的情况下, 由于化学移位产生的磁场移位为 $0.15 \times 3.5 \times 10^{-6} = 0.000525\text{mT}$. 设频率编码的磁场梯度 G_x 为 0.015mT/cm, 则在 1mm 的间距时, 其磁场强度的差异为 0.0015mT. 所以化学移位的影响并不明显, 而在主磁场的强度增大至 1.5T 时, 由于化学移位产生的磁场移位为 $1.5 \times 3.5 \times 10^{-6} = 0.00525\text{mT}$. 化学移位的影响将十分明显. 一种化学结构的物质的图像将重叠在另一种化学结构的物质之上, 而使图像模糊. 化学移位像的目的是使这两种物质分别成两幅像, 既提高了分辨率, 又能分清所成像的物质, 对医学诊断是十分有用的.

质子的化学移位成像的主要途径是采用所谓 CHES (化学移位选择) 射频脉冲. 如上所

述, 水和脂肪之间的化学移位约为 3.5ppm. 在 1.5T 的场强下, 对应的频率约为 224Hz, 使选择脉冲的频宽小于此值. 然后将频率中心对准某一种物质(例如水)的共振频率, 则另一种物质的自旋将不被激发. 可用图 13 中的各种脉冲序列进行化学移位成像工作.

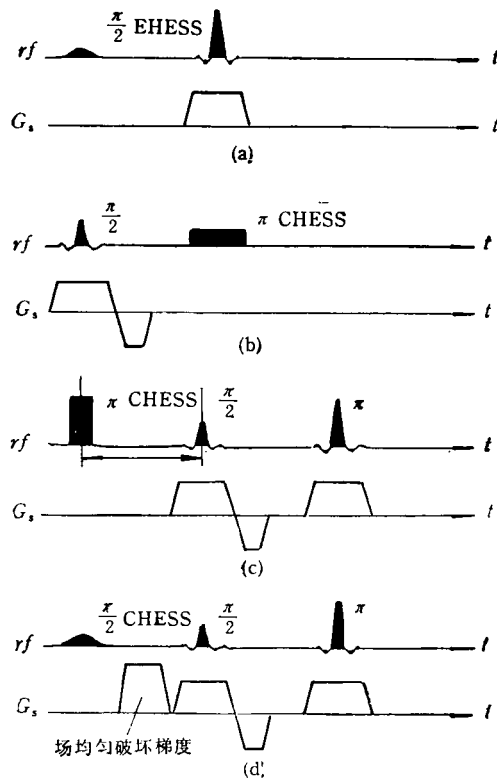


图 13 CHES 技术的各种脉冲序列

图 13 中的 $\pi/2$ CHES 和 π CHES 表示化学移位选择的 $\pi/2$ 和 π 射频脉冲, 它们的频带很窄; 而 $\pi/2$ 和 π 脉冲表示一般的选择脉冲, 其频带宽度取决于选片的厚度. 图 13(a) 的第一个 $\pi/2$ CHES 作用时, 并没有选片梯度磁场, 它是对全部物质作用的, 但是只激发一种

频率;第二个脉冲起双重作用,既是自旋回波序列中的 π 脉冲,同时在选择片梯度场 G_x 的作用下,起着选片的作用。图13(b)的情况与图13(a)图相反,第一个 $\pi/2$ 脉冲是一般的选片脉冲,它与 G_x 相结合,起着选片的作用;而第二个脉冲为 π CHESS 脉冲,它只对特定的化学移位体系产生自旋回波。图13(c)序列的作用是抑制强烈的水峰,第一个 π CHESS 脉冲将水的磁化强度矢量反转到 $-z$ 轴,水的磁化强度矢量 $M(t)$ 随时间的变化为

$$M(t) = M_0[1 - 2\exp(-t/T_1)]. \quad (21)$$

经过 T_1 时间,水峰的磁化强度矢量 $M(T_1) = 0$ 。随后的序列为典型的自旋回波序列,在所得到的图像中,消除了水峰的影响。第四个序列采用选择消除法,在第一个 $\pi/2$ CHESS 之后,紧跟以均匀度破坏梯度脉冲 H. S. G. (homospoil-gradient),它的作用是使横向的磁化强度矢量在 H. S. G. 所造成的不均匀的磁场下,其相位迅速分散,使平均的磁化强度矢量为零。随后的自旋回波序列将显示被消除的化学移位体系以外的物质所形成的图像。这几个方法的缺点是它们都不能作多片成像,同时也仅适用于对化学移位分辨率要求不高的场合。如果既要求有高的化学位移的分辨率,又要求具有高的空间分辨率,这时图14的脉冲序列能满足这一要求。 G_x , G_y 和 G_z 均作相位变码,而由化学移位作频率编码,得到一组四维的数据,具体显示时可选择任意的三维数组进行三维空

间的显示,例如选择 G_x 的某一数值,作 $xy\delta$ 的图像,便得到在某一 xy 平面上任意一点的化学移位,这种方法所取得的数据虽然全面,但因完成这一实验所需要的时间为 $N_x \times N_y \times N_z \times T_R$,如取 $N_x = N_y = N_z = 128, T_R = 1s$,则所需的时间约为600h,这当然不切实际。因此,

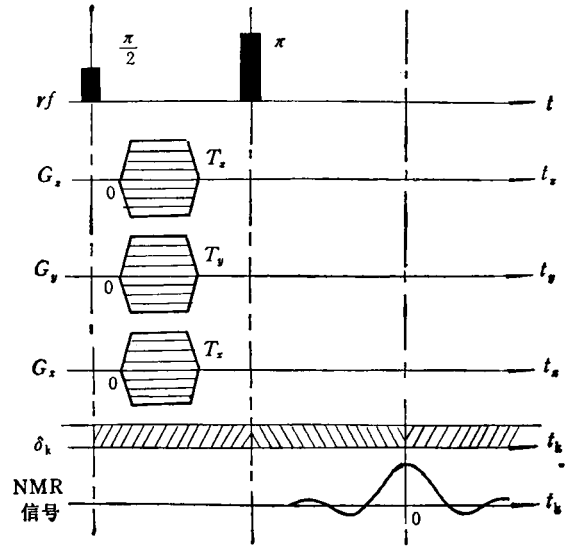


图14 在三维空间高分辨化学位移成像序列

化学位移成像常在空间分辨率与化学位移分辨率之间折衷。在生物的活体研究工作中,常采用一种局域波谱学的方法,即在活的生物体中,在空间用磁共振的方法分离出一个小体积来,用核磁共振谱的方法研究在这一块小体积中的生物化学变化。图15是用激发回波^[15,16]的方

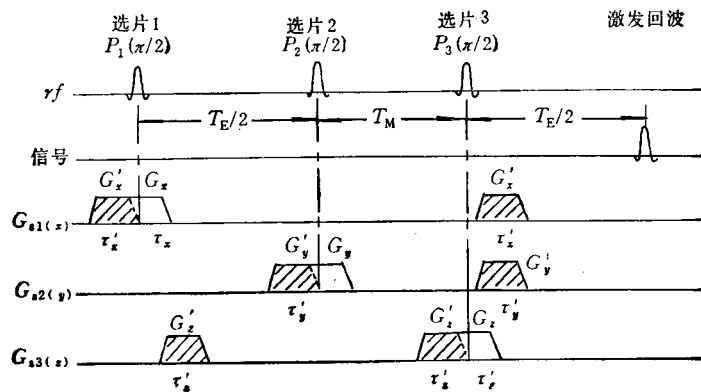


图15 空间体积选择的激发回波脉冲序列

法在空间分离出一个小体积的脉冲序列的例子。

激发回波采用三个 $\pi/2$ 射频脉冲，在第三个脉冲之后接收其激发回波，与三个射频脉冲相配合，梯度磁场 G_x, G_y 和 G_z 分别为与之相对应的选片梯度和重聚梯度脉冲，三个正交的选片重叠的部分就是所选出的小体积。适当改变三个射频脉冲的频率，就能在空间任意位置获得其局域的核磁共振谱。近年来，利用螺旋形的梯度磁场与特形的射频脉冲相结合，可以用一个射频脉冲取得二维的空间局部区域^[17]，更简化了局域核磁共振谱的脉冲序列。

5 磁化率成像

在均匀的磁介质中，磁感应强度 B 等于

$$B = \mu B_0 = (1 + \chi) B_0, \quad (22)$$

式中 μ 称为磁导率， χ 称为磁化率。在顺磁性物质中，磁感应强度增强，磁导率 $\mu > 1$ ，磁化率 $\chi > 0$ ；而在抗磁性物质中， $\mu < 1$ ， $\chi < 0$ 。在均匀的磁介质中，虽然磁介质的存在使磁感应强度有所改变，但是它并不影响图像中像素的空间分布。但是在不同的磁介质的交界处，例如一轴线沿着 y 轴的圆柱体，其磁化率为 μ_1 ，放在磁化率为 μ_0 的介质中，在垂直于 y 轴的平面分界面上，其局部磁化所产生的局部磁场的磁力线如图 16 所示。这种局部磁场在空间的变化非常迅速，以致在一个像素点内，已能产生

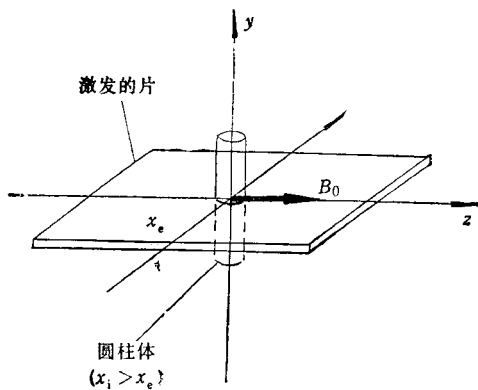


图 16(a) 垂直于 y 轴的圆柱体的切片

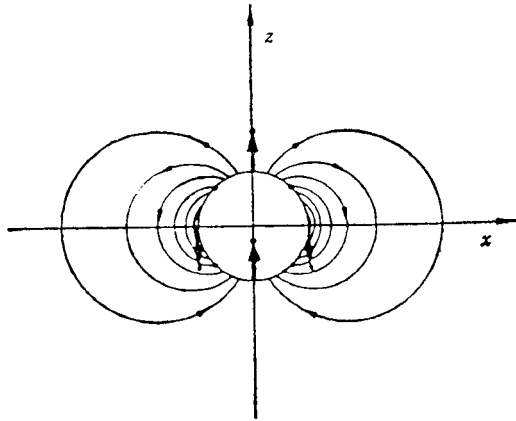


图 16(b) 在圆柱形界面磁化后产生的磁力线

很可观的影响。它使沿着片厚的方向上的自旋的相位发生分散，从而导致该点的强度削弱。下面先讨论如何修正磁化率效应造成的缺陷^[18]，然后讨论如何在成像中利用磁化率效应以获取信息^[19]。

设在 T_E 时刻接收回波信号。在沿片厚的方向上，在 $t = 0$ 的时刻，各处的自旋的相位相同。但在 $t = T_E$ 时刻，由于磁化率效应在纵向形成的局部磁场，使自旋的相位分散。图 17(a) 是不存在磁化率效应时的情况；图 17(b) 是存在磁化率效应时的情况；图 17(c) 和图 17(d) 是图 17(a) 和图 17(b) 的另一种表示方式。

核磁共振的信号实数部分为磁化强度矢量在 x 轴上的投影，信号的虚数部分为磁化强度矢量在 y 轴上的投影，信号强度 S 等于

$$S = \sqrt{R^2 + I^2}, \quad (23)$$

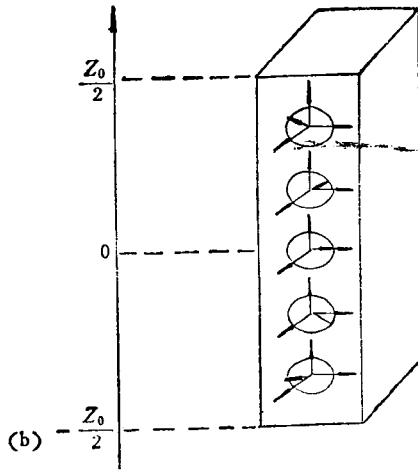
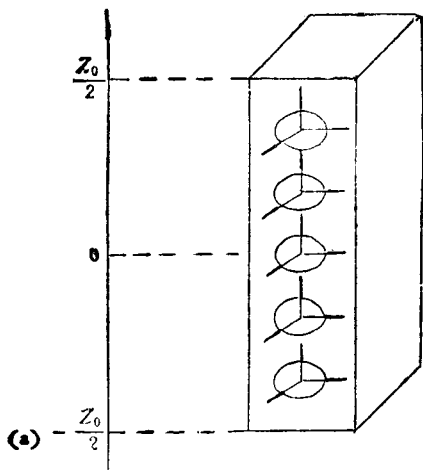
式中 R 为信号的实数部分， I 为信号的虚数部分，它们分别等于

$$R = \int_{-z_0/2}^{z_0/2} M_0 \cos \theta(z) dz, \\ I = \int_{-z_0/2}^{z_0/2} M_0 \sin \theta(z) dz. \quad (24)$$

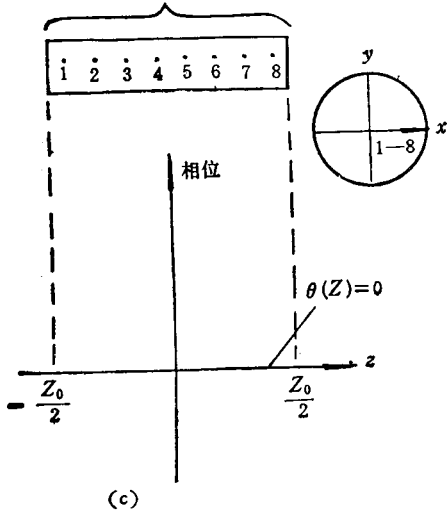
近似地取相角沿 z 轴的变化为 $\theta(z) = P_z = \gamma T_E G_{\text{loc}}$ ， T_E 为回波时间， G_{loc} 为磁化率局部场的磁场梯度。代入(24)式后，得到

$$S = M_0 Z_0 \left| \text{sinc} \left(\frac{P Z_0}{2} \right) \right|, \quad (25)$$

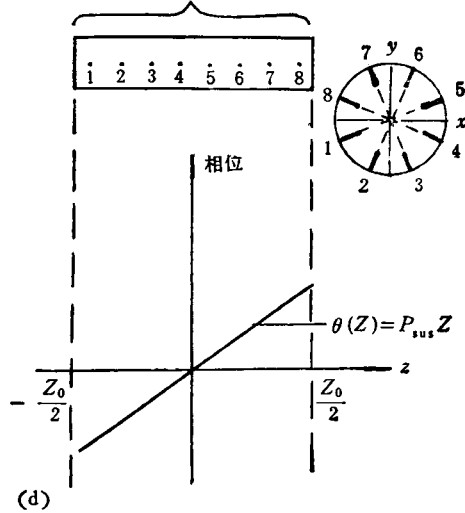
式中 sinc 函数的含意为 $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$ 。



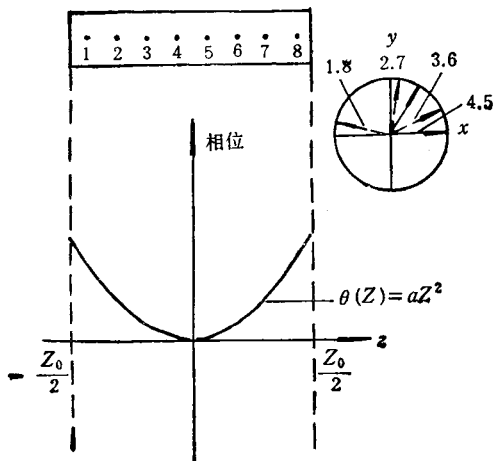
像素 A
无非均匀场选片



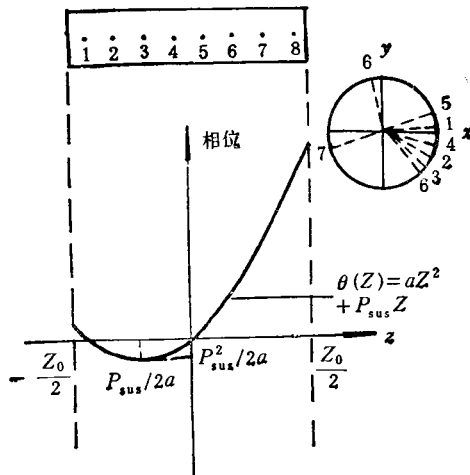
像素 B'
有非均匀场选片



像素 A'
无非均匀场



像素 B'
有非均匀场



(c)

(f)

图 17 自旋的相位沿 z 轴的分布及射频相位的补偿

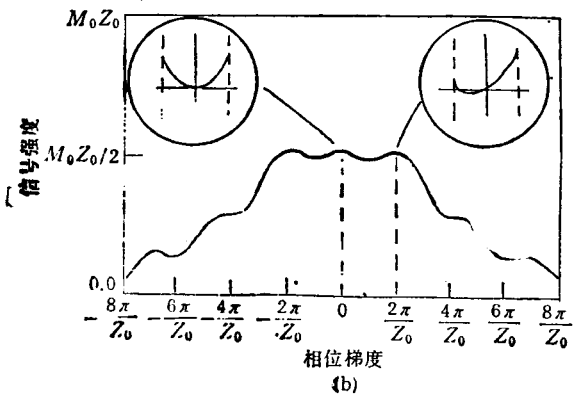
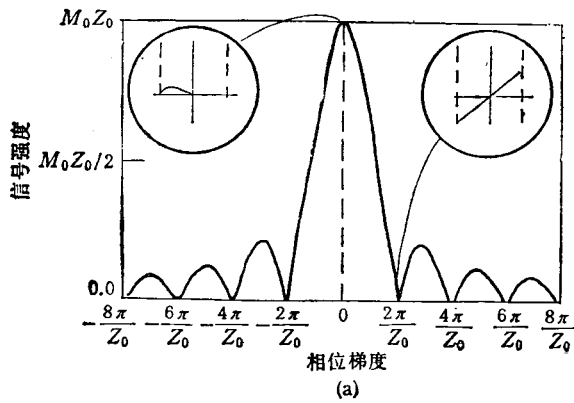


图 18 磁化率修正前(a)和修正后(b)的信号强度随磁化率局部场梯度的变化

物体的体密度相同,但是所处位置的磁化率局部场的磁场梯度 G_{loc} 不同时,其信号强度的变化由 sinc 函数的绝对值表示.当 P 等于零时,即磁化率场强梯度 $G_{\text{loc}} = 0$ 时,信号强度最大,等于其他值时,强度迅速衰减,如图 18(a)所示.

自旋在 T_x 时刻的相位沿 z 轴的分布,可以用射频场的初相位沿 z 轴的分布来补偿.一般的射频脉冲,其初相位是恒定的,如图 19(b)所示.但我们可以特制一种射频脉冲,使它的初相位沿 z 轴以抛物线的形状变化[图 19(d)],射频的初相位为 $\theta_p(z) = \alpha z^2$,相应地,在 z 处的自旋的相位改变为

$$\theta(z) = P_{\text{loc}} z + \theta_p(z). \quad (26)$$

图 17(e) 和图 17(f) 分别表示无磁化率效应时的相位叠加和存在磁化率局部场时情况.此时的信号强度为

$$S = \left\{ \left[\int_{-z_0/2}^{z_0/2} M_0 \cos(P_{\text{loc}} z + \theta_p(z)) dz \right]^2 + \left[\int_{-z_0/2}^{z_0/2} M_0 \cos(P_{\text{loc}} z + \theta_p(z)) dz \right]^2 \right\}^{1/2}, \quad (27)$$

其情况如图 18(b) 所示.由该图可以看出,虽

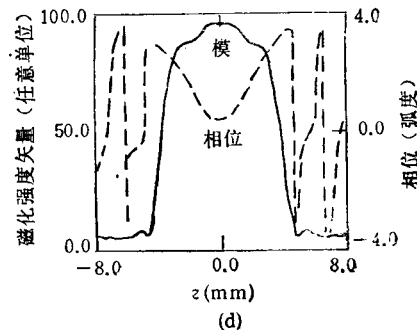
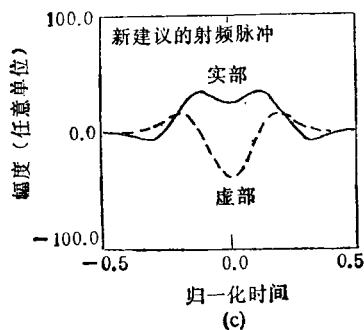
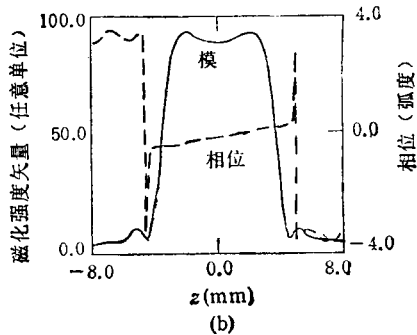
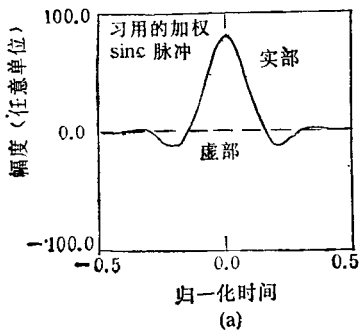


图 19 (a)和(b)为一般射频脉冲的幅度与相位;(c)和(d)为特制射频脉冲的幅度与相位

然信号强度有所损失,降低了一半,但却消除了磁化率的局部场效应,使不同磁化率交界处的畸变得以消除。例如,在摄取头部的图像时,对鼻腔附近的图像,有很大的改进。

上面讨论的是对磁化率局部场的修正。近年来在上述的基础上发展出一种磁化率成像的技术,它特别适用于静脉血管的造影。红血球是一种共轭蛋白质,每一个分子近似地为球形,其直径约为6.4nm。每一个分子中包含有两对多肽链,每一个链上附有一有色的非肽基——血红素。它是一种铁与卟啉的络合物,其分子的蛋白质部分称为球蛋白。血液的磁性取决于血红蛋白及其各种氧化物的结构。在去氧血红蛋白中,血红素的铁为高自旋的二价态(Fe^{++}),在它的d壳层的6个电子中,有4个是不配对的。因此,去氧血红蛋白呈现强烈的顺磁性。当附有氧时,这些电子部分地转移到氧分子上,血红素铁成为低自旋状态,含氧血红蛋白的磁矩等于零。当血液循环时,血红蛋白在富氧的肺部取得氧成为含氧血红蛋白,在缺氧的毛细血

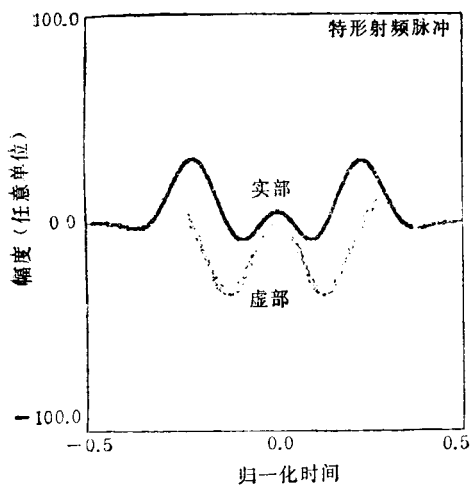


图 20

管中放出氧而成为去氧血红蛋白。去氧血液的平均磁化率与其周围的组织——血管壁等相比较,有很大的差异,呈现强烈的磁化率效应。如能显示这一磁场极不均匀的部分,同时抑制磁场均匀部分所产生的信号,就能获得静脉的血管图像。

仿照(26)式,采用另一种特形的射频脉冲,其相位分布如图20所示。它与由磁化率导致的非均匀场所引起的相位分散相叠加,得到

$$\begin{aligned} \theta(z) &= P_{\text{un}}Z + \theta_p(z) \\ &= P_{\text{un}}Z + 4\pi|Z|/Z_0 \end{aligned} \quad (28)$$

式中 $\theta_p(z) = 4\pi|Z|/Z_0$ 为射频的初相位沿z轴的分布。仿照(27)式的计算,可求出信号强度S。它随 P_{un} 的变化如图21所示。由图可见,在磁化率为零的地方,信号强度为零,而在磁化率较强的地方,信号很强。

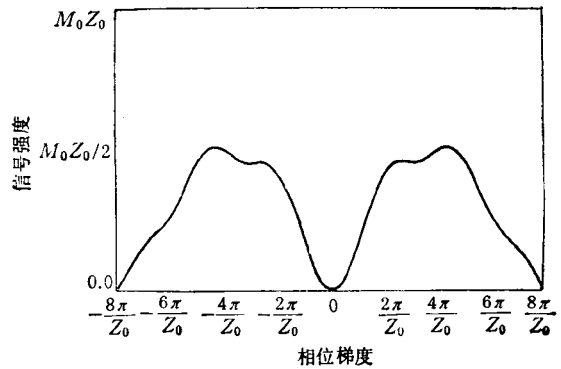


图 21

这一种显示静脉血管的方法与流体成像的原理完全不同,是一种完全新颖的成像方法,特别适宜于在强磁场下工作。

其实,核磁共振成像的应用并不局限于医学上的应用,它在材料科学上的应用前景亦颇乐观。由于篇幅的关系,本文将不再赘述。

参 考 文 献

- [13] W. T. Dixon, *Radiology* **153** (1984), 153.
- [14] P. E. Sipponen, J. T. Sipponen, J. I. Tamattu J. *Comput. Assist. Tomogri.*, **8** (1984), 5884.
- [15] J. Frahm, K. D. Merboldt, W. Hancicke et al., *J. Magn. Resn.*, **64** (1985), 8193.
- [16] J. Frahm, K. D. Merboldt, W. Hancicke *J. Magn. Resn.*, **72** (1987), 502.
- [17] J. Pauly, D. Nishimura, A. Macovski *J. Magn. Resn.*, **81** (1989), 43.
- [18] Z. H. Cho, Y. M. Ro, *Magn. Resn. Med.*, **23** (1992), 193.
- [19] Z. H. Cho, Y. M. Ro T. H. Lim, *Magn. Resn. Med.*, **28** (1992), 25.