

核磁测井

〔苏〕C.M. 阿克谢利罗德等著

石油工业出版社

核 磁 测 井

〔苏〕C. M. 阿克谢利罗德 等著

梅忠武 译 李舟波 校

石油工业出版社

内 容 提 要

核磁测井是迄今为止唯一能够直接获取地层渗透率参数的测井方法。根据核磁测井曲线可以求得地层的自由流体指数（即流体的体积百分数），进而确定地下可采石油储量。根据核磁测井还能确定地层孔隙度、地层流体类型（油、气、水）和含量、地层水电阻率和岩性等多种重要参数。

核磁测井是五十年代发展起来的新颖测井方法，试验证明是一种极为有效的地层评价方法，只是由于方法本身比较复杂，测井成本昂贵，故还未见实际运用。

本书讨论了自由进动和自旋回波核磁方法的物理基础，供自由进动法测井使用的 АЯМК-1 型核磁测井仪；核磁测井资料的处理和应用。可供地球物理测井工作者阅读。

С. М. Аксельрод и др.

ЯДЕРНЫЕ МАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

Издательство «Недра», 1976

*

核 磁 测 井

[苏] С. М. 阿克谢利罗德 等著

梅忠武 译 李舟波 校

*

石油工业出版社

(北京安定门外外馆东后街甲 36 号)

北京顺义燕华营印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

*

787 × 1092 毫米 1/32 开本 $4\frac{3}{8}$ 印张 95 千字印 1-1.600

1982 年 4 月北京第 1 版 1982 年 4 月北京第 1 次印刷

书号：15037·2327 定价：0.50 元

目 录

第一章 核磁测井方法的物理基础	1
核磁共振	1
自由进动	4
自旋回波	6
钻孔剖面的研究	9
自由进动方法的测量原理	11
第二章 核磁测井仪器	17
信号的测量	18
弱信号的接收	24
仪器方框图	30
下井仪器	33
地面测量装置	37
第三章 探头的理论基础	42
探头的空间特性	42
探头的测量特性	47
有限厚地层和薄层交互地层中的自由进动信号振幅	53
核磁测井的探测深度	56
第四章 流体和岩石的核磁性质	60
自由体积中含氢液体的核磁性质	60
孔隙介质中流体的核磁性质	64
岩石核磁性质与储集性质间的关系	66
第五章 测量方法和结果的处理	73
核磁测井的进行	73
以确定地层自由流体指数为目的的测井结果的处理	76
自由流体指数 (ИСФ) 的确定	80

纵向弛豫时间 (T_1) 的确定	87
第六章 利用核磁测井方法研究钻孔剖面	92
储集层的划分	92
储集层有效孔隙度的确定	107
地层流体饱和特点及工业含油性的确定	115
自由进动测量方法的局限性	120
第七章 核磁测井的发展远景	122
对现有仪器的改进	122
核磁测井信号的射频激发方法	124
完善现有的核磁测井方法	126
参考文献	130

第一章 核磁测井方法的 物理基础

核磁共振

在具有动量矩 P 和磁矩 μ 的原子核上，可以观察到核磁共振现象 (NMR)。具有动量矩 (自旋) 的原子核可以看作是一个磁化的陀螺 (图 1 a)。在稳定的外磁场中，具有磁矩的原子核上作用着一个力图使磁矩按平行于外磁场方向定位的力偶。同时，由于还存在着动量矩，原子核将像陀螺一样环绕这个场的方向以频率 ω_0 进动， ω_0 与磁场强度 H_0 成正比，称为拉莫尔频率：

$$\omega_0 = \gamma \vec{H}_0 \quad (1)$$

式中 $\gamma = \mu/P$ ——原子核的迴磁比。

实际上，核磁共振并不是对单个原子核，而是对许多原子核的整体观察到的。具有磁矩和动量矩的原子核的总体 (统计自旋系统) 的行为，与单独取出的原子核的行为有本质上的区别，因为在这种情况下，核自旋彼此之间 (自旋-自旋作用)、核自旋与周围介质或者与晶格之间 (自旋-晶格作用) 的关系都起着重要的作用。

放置在稳定外磁场中的自旋系统受到两个作用的争夺：一方面，磁场力图使原子核的磁矩沿着磁场的方向就位；另一方面，分子的热运动力图破坏核磁矩调整位置。因此经过某一时间，核磁矩与稳定磁场重迭以后便开始了动平衡，这时，在研究的介质中建立了一定的静磁化强度，其数值可用

核磁化强度矢量——宏观磁矩 (图 16) 表示。

$$\vec{M} = \kappa \vec{H}_0 \quad (2)$$

式中 κ ——核磁化率。

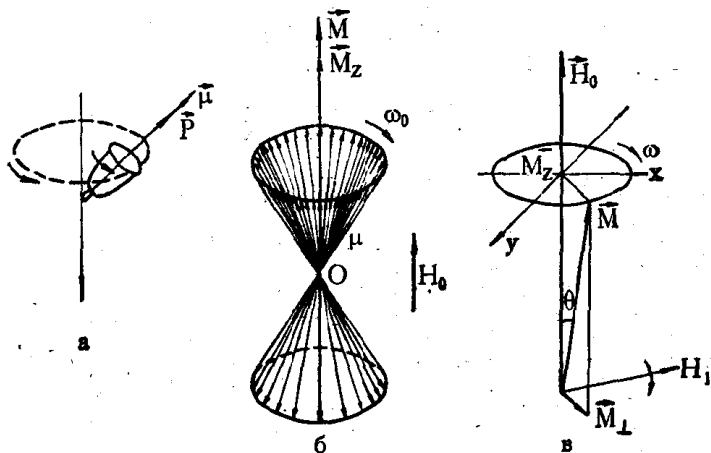


图 1 核磁化强度纵、横分量的产生

a—核进动磁矩的图示；b—核系统进动磁矩和磁场 \vec{H}_0 中核磁化强度纵向分量 \vec{M}_z 的图像；B—在磁场 \vec{H}_0 和 \vec{H}_1 中核磁化强度进动矢量以及它的纵向分量 \vec{M}_z 、横向分量 \vec{M}_\perp 的图像。

建立平衡的过程称为自旋-晶格弛豫。建立平衡的速度所确定的常数时间 T_1 ，称为纵向（自旋-晶格）弛豫时间。

静止宏观磁化强度的形成，应该由量子力学的概念得出。按照这一概念，具有磁矩的原子核在稳定磁场 \vec{H}_0 中具有不连续的能级，能级之间的级差是 $\gamma h \vec{H}_0$ ，式中 $h = n/2\pi$ ——普朗克常数。质子（即氢核）仅有两个能级，低能级的磁矩与磁场方向一致，而高能级的磁矩则与磁场方向相反。具有确定能级的原子核的数量（能级密度）由玻耳兹曼分布决定，也就是服从指数规律：

$$h \approx \exp(-E_i/kT) \quad (3)$$

式中 T ——绝对温度； k ——玻耳兹曼常数； E_j ——能级。

按照玻耳兹曼分布，低能级密度 n_- 要超过高能级密度 n_+ 。同时，原子核从低能级跃迁到高能级的几率 P_{-+} 小于逆向跃迁的几率 P_{+-} 。达到动平衡时，两种形式跃迁的数量相同：

$$n_+ P_{+-} = n_- P_{-+} \quad (4)$$

把稳定的外磁场 H_0 加在统计自旋系统上，核能级密度的差数便使得统计自旋系统呈现出静止宏观磁化强度 \vec{M} 。 \vec{M} 由公式 (5) 来确定：

$$\vec{M} = \frac{N \gamma^2 \hbar^2 J(J+1) \vec{H}_0}{3kT} \quad (5)$$

式中 N ——单位体积中的核自旋数； J ——自旋量子数。

从 (2) 和 (5) 得出核磁化率：

$$\chi = \frac{N \gamma^2 \hbar^2 J(J+1)}{3kT} \quad (6)$$

在外稳定磁场 \vec{H}_0 中，如果对处于热平衡的自旋系统加上一个在垂直于 \vec{H}_0 的平面上极化的交变高频磁场 \vec{H}_1 的作用，那么，自旋系统会将高频磁场源辐射的 ω_0 频率的能量全部吸收。这是核磁共振最重要的表现，同时说明原子核吸收和辐射电磁能量子的几率相同，而低能级的密度大大超过高能级的密度。正因为如此，交变磁场在自旋系统中引起的总效应是吸收这个场在共振频率 ω_0 上的能量。

处于外磁场中的自旋系统的行为，最直观的描述是以布洛赫方程的经典概念为基础的。这些方程计算出，在外磁场 \vec{H}_0 中核磁化强度 \vec{M} 仅有一个与 \vec{H}_0 (z 轴) 方向一致的分量 M_z ，而当作用有一个交变磁场 \vec{H}_1 时，则产生核磁化强度的横向分量 M_\perp (图 1B)。这时，由纵向分量 M_z 引起的自

旋-晶格或纵向弛豫过程的进行速度，正比于核磁化强度平衡值 \vec{M} 和瞬时值 $M_z(t)$ 之差；而由横向分量 M_{\perp} 所引起的自旋-自旋过程或横向弛豫进行的速度正比于 \vec{M} 值。

考虑到上述情况，布洛赫方程写做如下形式：

$$\left. \begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= -\gamma(M_y H_z - M_z H_y) + \frac{1}{T_2} M_x = 0 \\ \frac{dM_y}{dt} &= -\gamma(M_z H_x - M_x H_z) + \frac{1}{T_2} M_y = 0 \\ \frac{dM_z}{dt} &= -\gamma(M_x H_y - M_y H_x) + \frac{1}{T_1} (M_z - M) = 0 \end{aligned} \right\} (7)$$

式中 H_x 、 M_x 、 H_y 、 M_y 、 H_z 、 M_z ——磁场 H_0 和矢量 M 沿各座标轴的分量。

根据磁场 H_1 对自旋系统的作用时间，可分为稳定的和脉冲的二种核磁共振方法。在稳定方法中，磁场 H_1 是连续作用的；而在脉冲方法中，磁场仅在短时间内作用，磁场结束之后对核磁化强度进行观测。在钻井地球物理中，对自旋系统采用脉冲方法施加磁场，即采用自由进动方法和自旋回波方法。

自由进动

如果事先能够采用某种方法得到核磁化强度的横向分量 M_{\perp} ，那么就能够在核磁化强度的自由进动。这时，核磁化强度将围绕磁场 H_0 的方向以拉莫尔频率进动，然而，矢量的横向分量数值将按指数规律趋近于零：

$$M_{\perp}(t) = M_{0\perp} e^{-t/T_2} \quad (8)$$

这个过程很容易根据线圈中的感应电动势观测到，这个

频率为 ω_0 的电动势就是自由进动信号 (ССП)，它按照式 (8) 随时间而衰减。

岩石标本体积内磁场 \vec{H}_0 的不均匀性，会加速核磁化强度横向分量衰减的进程，因而也增大了自由进动信号的衰减速度。这个现象说明，在非均匀磁场 \vec{H}_0 中，每一个体积元都对应有自己的磁场，这些磁场与磁场平均值 \vec{H}_0 有一个小的差值。根据这一点，每一个体积元都对应有各自的拉莫尔频率值 ω_{0i} ，各个体积元的核磁化强度都是以不同的频率在进动。因此各个体积元核磁化强度的相位从进动开始时刻起，随着时间 t 的流逝相对于平均值是逐渐分散的（扇形分布）。此刻， M_{\perp} 值随着时间 t 的增加而减小。

哈恩 (Хан) 指出，同时考虑到弛豫 (T_2) 和场的不均匀性的作用 (T_{2H}) 时，自由进动信号衰减规律仍可由表达式 (8) 确定，但不同的是要用 T_2^* 值代替 T_2 ； T_2^* 值按下式确定^[25, 48]：

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_{2H}} \quad (9)$$

同时还指出，当磁场的均匀性超过 10^{-3} 奥斯特/厘米时，横向弛豫时间 T_2^* 变得非常小，以致于无法记录自由进动信号^[25, 40, 54]。为了激发自由进动信号，可以利用能够使核磁化强度 \vec{M} 相对于磁场 \vec{H}_0 方向旋转 90° 角的各种方法。最简单和最方便的方法，是在垂直于磁场 \vec{H}_0 的方向、在某一段时间 t_n 内造成一个强度大大超过 \vec{H}_0 的极化场 \vec{H}_n ，这就是所谓帕卡尔-瓦里安方案。在极化场的作用下，引起方向由 \vec{H}_0 和 \vec{H}_n 所确定的核磁化强度 $\vec{M}(t_n)$ ，而它的数值力图以纵向弛豫时间 T_1 所决定的速度趋近于平衡值 \vec{M} ：

$$\vec{M}(t_n) = \vec{M} \left(1 - e^{-\frac{t_n}{T_1}} \right) \quad (10)$$

经过时间 t_n 后, 极化场 \vec{H}_n 快速断开。 \vec{H}_n 断开以后, \vec{M} 便处于围绕磁场 \vec{H}_0 方向以频率 ω_0 进动的不平衡状态。而它的横向分量, 也就是自由进动信号的幅度将按公式 (8) 随时间而减小。

为了产生自由进动, 必须保证在切断 \vec{H}_n 的过程中, 使核磁化强度 \vec{M} 以及 \vec{M} 和磁场 \vec{H}_0 之间的夹角没有明显的减小。快速断开极化场在技术上是很难实现的。因此, 为了断开磁场 \vec{H}_n , 最常用的是分级断开的方法。第一阶段, 用远小于 T_1 的时间 t_1 使极化场降低到高于 5~10 倍 \vec{H}_0 的剩余磁场值 \vec{H}_{00} 。第二阶段, 是在很短的时间 t_2 内完全断开剩余磁场 \vec{H}_{00} , t_2 由 $t_2 \ll (\gamma H_{00}^{-1})$ 条件所决定。

帕卡尔德-瓦里安方案对于观察地磁场 \vec{H}_0 中的自由进动是很方便的, 地磁场由于它的高度均匀性完全适用于做为 \vec{H}_0 磁场。

在一定条件下, 利用称为欧发豪泽尔效应的原子核动态极化, 自由进动信号数值可以大为提高。这种效应是, 当把频率与磁场 \vec{H}_0 中电子弛豫频率相同的交变磁场作用到原子核的轨道电子上时, 会破坏电子的平衡分布(发生顺磁共振), 同时也会导致核磁矩的重新取向; 而对于这种取向, 低核能级的密度要比高能级强很多^[1, 25]。这就造成了在原子核的拉莫尔频率上自旋强烈吸收能量的条件。电子能级饱和所引起的核磁矩的增加是十分显著的^[25]。在某些含有自由基的石油中可以观测到欧发豪泽尔效应。

自旋回波

在非均匀场 H_0 的条件下, 还可以采用另一种方法激发和记录自旋回波信号。它是以非均匀场引起的核磁化强度衰

减过程的特点为基础的^[1,25]。自旋回波现象在于，假如把一个短暂的迭加磁场 \vec{H}_1 (脉冲磁场) 作用在自旋系统上，此后，在第一个脉冲以后经过时间 τ 再把第二个脉冲作用在自旋系统上，那么经过两倍 τ 的时间便会在测量传感器上出现短暂的自旋回波信号。除双脉冲法以外，还有多脉冲法：在第一个脉冲之后，经过相等的间隔时间 (2τ) 加上一系列脉冲，在每个脉冲之后观察自旋回波信号^[1,25,48,54]。

我们应用以频率 ω_0 旋转的坐标系研究一下形成自旋回波信号的各个阶段。在最初时刻 t_a ，在磁场 \vec{H}_0 中处于热平衡的自旋系统具有矢量 \vec{M} (图 2a, B)。在时间 t 接通的磁场 \vec{H}_1 的作用下 (即所谓 90° 脉冲)，矢量 \vec{M} 转动 90° 并沿旋转坐标系 y 轴定向。 90° 脉冲的持续时间 (t) 很短，这段时间内产生的弛豫可以忽略。 90° 脉冲结束以后 (时刻 t_0)，标本各个体积元的核磁化强度继续进动，并由于磁场的非均匀性在 t_0-t_x 时间内呈扇形分散开来 (图 2 B)，因此，横向分量 M_\perp 急剧减小，可以减小到零。 90° 脉冲后经过时间 τ ，在 t_x 时刻 (图 2 a) 加上持续时间为 $2t$ 的所谓 180° 脉冲。在这个脉冲的作用下，在 t_x-t_x 时间内整个自旋系统将围绕旋转坐标系 y 轴转动 180° (图 2 a, B)。由此，在以前方向上进动的自旋不再进一步分散而是集中，在第一个脉冲之后经过 2τ 时间，各个体积元的核磁化强度累积成一个强的总核磁化强度矩，这就是观测到的自旋回波信号 (图 2 b, B 上的时间 t_0)。此后象以前一样，核磁化强度在 $x'o'y'$ 平面上呈扇形分散开来，而总的 \vec{M}_\perp 值重新又等于零 (t_x)。如果经过相等的时间间隔 2τ 后继续施加 180° 脉冲，那么形成自旋回波信号的过程是可以重复的。由于自旋-自旋弛豫正比于 $e^{-2\tau/T_2}$ ，自旋回波信号的幅度是随时间变化的。这就有可能确定横向弛豫时

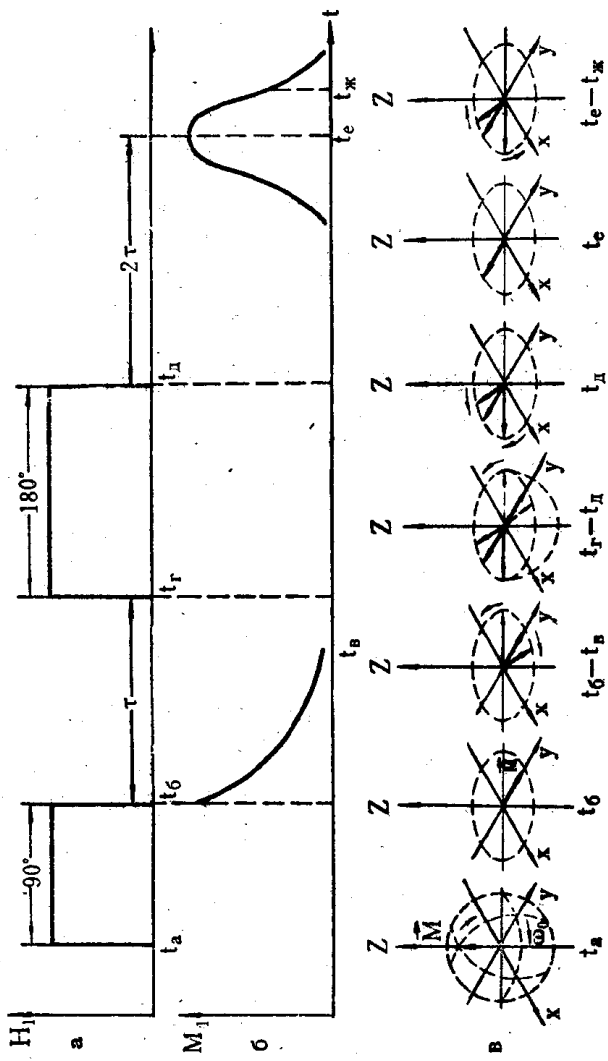


图 2 自旋回波信号产生过程的示意图

a—射频场强度 H_1 , 随时间的变化; b—核磁化强度横向分量 M_+ (或测量信号的振幅) 随时间的变化; B—在不同时刻, 核磁化强度的位置。

间，而磁场不均匀性的影响不会使它产生畸变。

在测量时间内，如果自旋位置在空间内不变，那么上述产生自旋回波信号的过程是正确的。这个条件仅在固体物质上才能够充分满足。在液体和气体中，由于扩散作用，即使在短暂的间隔时间内自旋也可能偶然到达那些磁场值可能不相同的点上。这就导致相干性附加的不可逆损耗，因而使自旋回波信号的衰减增大。托尔里利用布洛赫公式首先完成了上述扩散影响的计算^[1,26,48,64]。按照这一成果，自旋回波信号的衰减可描述为：

$$E(t) = E_0 e^{\left[-\frac{2\tau}{T_1} - \frac{2}{3} \tau^2 \gamma^2 G^2 D \right]} \quad (11)$$

式中 G ——所研究的磁场在标本中的梯度平均值； D ——扩散常数。

获得自旋回波信号的手段很多。这里适当地指出一种研究地磁场时使用的方法的变种：首先象自由进动法一样，用与地磁场成直角方向的磁场 \vec{H}_n 极化研究对象，然后平稳地断开磁场 \vec{H}_n ，经过时间 τ 以后加上 90° 脉冲。这个脉冲过后，观测地磁场中的自由进动信号，然后经过 2τ 时间再加上 180° 脉冲，这个脉冲过后观测自旋回波信号。

钻孔剖面的研究

造岩元素中各种原子核的核磁共振效应的数值是不同的。它首先决定于原子核的迴磁比、岩石中元素的天然含量，以及包含该元素的物质赋存状态。表 1 给出在石油和金属矿钻孔中可能遇到的主要元素原子核的参数值。

从表 1 可以看出，氢在地磁场中具有最大的迴磁比和最高的共振频率。根据含氢物质的迴磁比、天然含量和赋存状

表 1

同位素	迴磁比 ($\gamma/2\pi$) 赫兹/高斯	当磁场不变时, 同样数量核的自 由进动信号相对 振幅	同位素的 天然含量 %	地磁场中的 核磁共振频率 千赫兹
^1H	4257	1.000	99.98	2.178
^7Li	1655	1.294	92.57	0.827
^9Be	598.7	1.39×10^{-2}	100	0.299
^{13}C	1071	1.59×10^{-2}	1.11	0.503
^{17}O	577.2	2.91×10^{-2}	3.7×10^{-2}	0.288
^{23}Na	1126.7	9.27×10^{-2}	100	0.563
^{25}Mg	260.6	2.68×10^{-2}	10.05	0.130
^{27}Al	1110	0.207	100	0.554
^{51}V	1121	5.53×10^{-2}	100	0.559
^{55}Mn	1056	0.178	100	0.527
^{59}Co	1011	0.281	100	0.506
^{63}Cu	1131	0.116	69.09	0.564
^{87}Rb	1397	0.177	27.2	0.696
^{107}Ag	131	6.69×10^{-2}	61.35	0.086

态，氢是最容易在钻孔条件下研究的元素。因此，包含在某种流体（水、油或天然气）中的氢原子核是核磁测井的研究对象。

碳的同位素 ^{13}C 对于扩大核磁测井的信息量是有意义的，根据它的核磁共振效应可以用几种方法找到它。在钻孔条件下，用核磁共振方法直接寻找这个元素比划分氢元素要复杂，因为它在碳同位素的天然混合物中含量低，并且在地磁场中的进动频率也低。比较现实的是根据对氢元素核磁共振的影响来寻找 ^{13}C 。这个影响是以氢的劈裂线表现出来的，由于这个原因，氢元素波谱上会出现与主频率有 ± 60 和 ± 72 赫兹偏差的侧线。在钻孔条件下寻找碳的其它方法与利用欧发

豪泽尔效应有关，借助于它可以确定包含在自由基中的烃的存在。在这种情况下，氢原子核是直接的研究对象^[17]。

在实验室研究中广泛应用稳定法，这种方法的特点是需要有一个高度均匀和强度足够大的磁场。这可以通过磁铁的设计来达到，设计可以保证精密地调整所研究标本体积内的磁场强度（标本放在磁铁的极靴之间）。在钻孔条件下研究的岩石，相对于仪器来讲是外部对象，不能把它们放在磁极之间。因此，为保证所需强度的磁场的均匀性，甚至在比较小的体积范围内实际上也是难以达到的。

自由进动法和自旋回波法的优点，就在于这两种方法可以在天然的均匀磁场中进行测量，灵敏度可由迭加的稳定极化场来保证，而对极化场的均匀性则无特殊要求。这就容易对放置在仪器之外的磁场中的目的物进行测量。与此同时，在钻孔条件下横向弛豫时间很短（小于 0.5×10^{-2} 秒）的目的物不能用脉冲方法进行测量。正因为如此，在钻孔条件下研究 T_2 小于上述数值的固体物质至今还是不可能的。

引用的资料表明，只有核磁共振的脉冲方法能够用于研究钻孔剖面。到目前为止，研究钻孔剖面时，在工业上获得应用的核磁共振脉冲方法，仅仅是按照帕卡尔-瓦里安方案的自由进动法。

自由进动方法的测量原理

为了在钻孔中激发和记录自由进动信号，利用了图 3 所示的仪器。线圈 1 是矩形的，依次用来造成极化场和测量自由进动信号的电动势。测量是循环进行的。测量开始前，被研究介质中仅作用有地磁场 \vec{H}_0 ，核磁化强度 \vec{M} 。数值很小，而且没有横向分量（图 4 a，时间 $t_a - t_c$ 区间）。在每次测

量循环开始时，线圈通过转换装置 2 接到电源 6。这时，流过线圈的电流在钻孔周围介质中造成一个稳定的极化场 H_n ，它的磁力线方向相对于地磁场 H_0 的方向成一个足够大的夹角。极化场在 $t_n = t - t_r$ 期间内作用，在这段时间里，介质的核磁化强度 \vec{M} 达到一定的数值（图 4 a, 6）。经过时间 t_n 以后，地面装置借助于残余电流继电器（图 3）把极化电流降低到 I_{00} 值，这个值称为残余电流。残余电流的作用时间

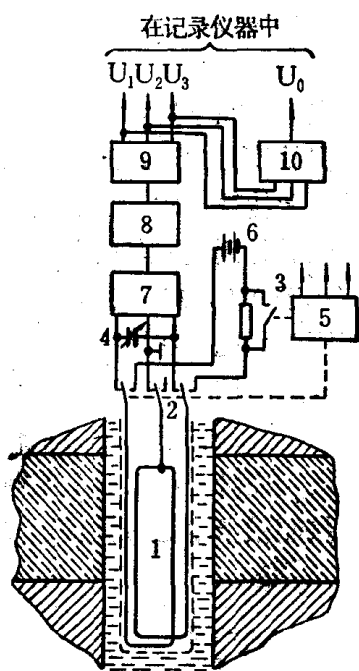


图 3 在钻孔中激发和记录自由进动信号的仪器方框图

- 1—线圈；2—线圈转换装置；3—残余电流继电器；4—电容器；5—控制装置；6—电源；7—自由进动信号放大器；8—包络线检波器；9—测量装置；10—计算装置

t_{00} 要求足够长，以保证 I_n 降低到 I_{00} 值所引起的线圈中的转换过程的衰减；另一方面，又应比纵向弛豫时间小得多，使核磁化强度在 t_{00} 时间内降低得不太大（图 4 a, 6，时间 $t_n - t_r$ ）。

残余电流作用时间结束后，根据控制装置 5（图 3）的指令断开转换装置。残余电流断开后，引起氢原子核的进动，并在线圈中感应出频率大约为 2000 赫兹、按指数规律衰减的感应电动势（图 4 B, $t_r - t_n$ ）。由于断开残余电流和把线圈转接到放大器 7 上（图 3），在线圈中会产生一个转换过程，所以自由进动信号的测量是在进动开始后经过某一时间（阻塞时间）才开始进行的。因此