

质子回旋磁比的测量及应用

电磁室磁基准组¹⁾

(中国计量科学研究院)

质子回旋磁比 γ_p 是一个很重要的基本物理常数, 无论对计量学还是物理学都有重要的应用. 近二十年来, 由于有关国家的努力, γ_p 的测量水平不断提高. 我国对此也做了不少工作, 并在 1977 年经国家鉴定, 确认在 γ_p 的测量方面, 我国已进入了世界先进行列.

一、 γ_p 的一般描述^[1]

若粒子的磁矩为 μ , 角动量为 L , 则它们的比 μ/L 被称为粒子的回旋磁比, 并用 γ 表示. 对质子而言, $L_p = I\hbar = h/4\pi$, 则 $\gamma_p = \mu_p/L_p = 4\pi\mu_p/h$. 按照量子力学的原理, 在磁感应强度为 B 的磁场中, 由于塞曼效应, 粒子能级将发生分裂, 其自旋轴平行或反平行于 B 的方向, 两个状态的磁能量为 $-\mu_p B$ 和 $+\mu_p B$, 其能量差 $\Delta E = 2\mu_p B$ 等于从一个能级跃迁到另一能级时吸收(或发射)的量子能 $h\nu$, 即

$$\Delta E = 2\mu_p B = h\nu,$$

$$\omega = 2\pi\nu = 4\pi\mu_p B/h = \gamma_p B. \quad (1)$$

为了便于理解, 我们可以用一个经典模型来描述它. 一个具有质量、电荷并绕一个轴自旋的粒子, 其质量和自旋使它具有角动量, 而电荷和自旋使粒子具有磁矩. 当粒子自旋轴与外场 B 的方向成一角度 θ 时, 受到一个转矩 $\mu \times B$ 的作用, 它力图使磁矩 μ 的方向与 B 平行, 而角动量却阻止此作用的实现, 这样粒子就绕 B 方向进动. 若令转矩等于角动量的变化率 $\omega L \sin\theta$, 则得到“拉莫尔进动”的角频率(见图 1), 其结果与按量子力学推出的(1)式完全相同.

假若每一质量元都对应有成比例的电荷元, 则 $\gamma = e/2M$, 但实测值并非如此. 以质子为例, 它是“正规”值的 5.5851 倍, 不同的粒

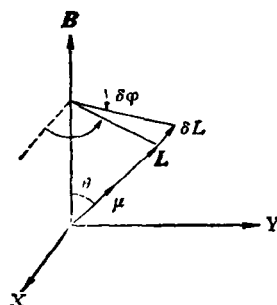


图 1 带电的自旋粒子在磁场中的进动

$$\left| \frac{dL}{dt} \right| = |\mu \times B| = -\mu B \sin\theta;$$

$$\text{若 } \delta L = L \sin\theta \delta\phi,$$

$$\text{则 } \omega = \frac{d\phi}{dt} = \frac{-\mu B}{L} = \gamma B$$

子具有不同的 γ 值, 所以它是一个对每个核都要进行测量的实验常数.

二、 γ_p 的测量方法及应用^[1]

1. 测量方法

在测量 $\gamma_p = \omega_p/B$ 时, 困难不是 ω_p 的测量, 而是要建立一个稳定、均匀的磁场, 并准确计算或测量它. 因此, 根据场强的不同, 实验中又分为强场法和弱场法.

(1) 强场法

它利用的是共振吸收原理, 磁场的数量级约 0.5—1 特斯拉, 由磁铁产生. 质子样品放在一个与磁场垂直的小激励线圈内, 用连续交变场激发跃迁. 当交变频率等于 ω_p 时, 跃迁最大或者说发生了共振. 磁场的测量采用天平法, 即通过观测磁铁气隙中磁场对已知电流的作用力来测量. 采用一个挂在天平一臂的矩形线圈, 短边中心处在质子样品所在位置, 根据安培

1) 本文由沈平子执笔.

定律,长度为 dl 的导线元,通以电流 I_1 ,在磁场中所受的力为 $df = I_1 dl \times B$,显然总力等于 df 沿矩形线圈迴路的积分

$$F = \oint_i df = I_1 \oint_i dl \times B \\ = I_1 \cdot B_1 \cdot \oint_i dl \times \frac{B}{B_1}$$

其中 B_1 为气隙中心的场值. 令 $X_0 = \oint_i dl \times \frac{B}{B_1}$ 称为矩形线圈的有效宽度,则用天平称出的垂向力 $F_y = mg = I_1 \cdot B_1 \cdot X_0$, g 为重力加速度. X_0 可根据线圈的底边宽度、侧边不平行性及场分布系数 B_z/B_1 计算出,则

$$\gamma_p(\text{强}) = \frac{\omega_{p1} \cdot I_1 \cdot X_0}{mg} \quad (2)$$

(2) 弱场法

它利用自由进动原理,场的数量级约 $(1-10) \times 10^{-4}$ 特斯拉,由精密计算的亥姆霍兹线圈或螺线管产生. 质子样品先在一个与主磁场垂直的强场中极化,而后迅速撤去此强场,使偏离主磁场的因素不起作用,这时质子就绕主磁场(恒定的弱场)自由进动,并逐渐将能量损耗在样品中. 进动的交变矢量在检测线圈上感生出一个随时间衰减的共振信号,频率等于 ω_{p1} .

被测弱场是由流过线圈的已知电流和精确了解的线圈尺寸计算出来的, $B_2 = \mu_0 C_0 I_2$, 其中 μ_0 为真空磁导率, C_0 为线圈常数,由于 B_2 和地磁场相当,所以必须用一套大的线圈将地磁场补偿掉,由此可得

$$\gamma_p(\text{弱}) = \frac{\omega_{p1}}{\mu_0 C_0 I_2} \quad (3)$$

各国对 γ_p 的测量是根据本国的特点,在细节上各有不同,如强场法中有的国家用永久磁铁,有的则用电磁铁;矩形线圈有的国家用固定宽度,有的则用宽度可变的;称力系统的天平有的国家用摆动读数,有的则采用自动平衡等. 又如弱场法中的标准场源有的国家用螺线管产生,有的则用亥姆霍兹线圈;环境磁场的抵消有的用自动补偿系统,有的则用磁屏蔽法等.

利用以上方法得到的 γ_p 值,并不是孤立质子的真正回旋磁比值,因为我们采用水样品,氢

原子的电子屏蔽了 B 对质子的作用,差值约为 26×10^{-6} ,此即所谓抗磁修正量.

1973 年国际科学协会的科学数据委员会(简称 CODATA) 根据各国测量的结果进行最小二乘法平差,最后推荐球形水样品中未经抗磁修正的质子回旋磁比值为

$$\gamma'_p = 2.6751301(75) \times 10^8 \text{ 弧度/特斯拉} \\ \cdot \text{秒} (2.8 \times 10^{-6}),$$

括号内的数字表示一个标准偏差 (1σ).

2. γ'_p 在计量学方面的应用

根据(1)式,若 γ'_p 是准确已知的,则 B 就可直接通过频率 ω_p 确定. 因为频率测量准确度极高,所以测 γ_p 装置就是磁场强度的基准装置.

分析(2)和(3)式,若令 $I_2 = kI_1$,将(2)和(3)式相除,就可得到国际单位制的基本单位——安培的转换因子:

$$K \equiv A_L/A_{\text{abs}} = [\gamma'_p(\text{弱})/\gamma'_p(\text{强})]^{1/2}, \quad (4)$$

其中 A_{abs} 表示按定义给出的绝对安培,而 A_L 表示各国用标准电池组和标准电阻组复现的保存安培. 这样就可进行安培的绝对测量,这是电磁计量中极为重要的一项工作.

利用弱场测 γ'_p 的装置,还可以监视本国电流单位的长期稳定性,或者说是和电阻单位一起监视电动势单位(伏特)的长期稳定性,达到保存的目的.

3. γ'_p 在物理学方面的应用^[4]

由 γ_p 的定义可知,它是由一些基本常数组合而成的,因为这种组合总是严格地以相同方式出现在许多理论方程中,因此这组合本身实际上就成了基本常数.

我们知道,物理学有很多分支学科,如固体物理、原子物理、核物理、基本粒子物理等,把它们连接在一起的是统一的物理理论,如量子力学、电磁理论、狭义相对论、统计力学等. 若把这些理论看成一个网,则基本物理常数就是网上的定量链环. 因此,把这些常数的测量准确度不断提高是很重要的. 譬如高精度的 γ_p 就可以导出其它高精度的常数值,如从 $\omega_p = 2\mu_p B/h$ 及回旋加速器的轨道频率 $\omega_c (\omega_c = eB/M_p)$, 就

可以得到质子的荷质比和以核磁子 ($\mu_N = e\hbar/2M_p$) 为单位的质子磁矩,即

$$e/M_p = \gamma_p \cdot \omega_c / \omega_p,$$

$$\mu_p / \mu_N = 2\mu_p M_p / e\hbar = \gamma_p M_p / e = \omega_p / \omega_c.$$

描述量子电动力学最重要的精细结构常数 α 也可由 γ_p 和其它常数组合而得,

$$\alpha^{-1} = \left[\frac{1}{4R_\infty} \cdot \frac{CQ}{Q_L} \cdot \frac{\mu'_p}{\mu_B} \cdot \frac{(2e/h)_L}{\gamma'_p(\text{弱})_L} \right]^{1/2} \quad (1)$$

作为联系微观物理学和宏观物理学的纽带的阿伏伽德罗常数 N_A , 同样可类似地导出

$$N_A = \frac{\mu_0 R_\infty [\gamma'_p(\text{弱})_L]^2 (\alpha^{-1})^3 M_p}{\mu'_p / \mu_B \cdot \mu'_p / \mu_N \cdot K^2}.$$

在电学、化学、反应能的测量中有着重要作用的法拉第常数与 γ_p 也密切相关:

$$F = M_p \cdot \gamma'_p(\text{弱}) / \frac{\mu'_p}{\mu_N} \cdot K^2.$$

显然,高精度地得到这些常数,将会直接推动有关学科的发展,使我们从对自然界的物理描述中发现前所未知的一些矛盾,或解决目前已知的一些矛盾。

综上所述, γ_p 的测量不仅受到计量学工作者的注意,也为物理学家们所关切。但由于测量 γ_p 要用到一系列单位的最高基准,所以它一般都在各国的最高计量机构进行。

三、我国测量 γ_p 工作简介

1. 强场法装置、结果及误差分析

我国强场法测 γ_p 的装置示意图如图 2。称力系统的天平由一个特制的“磁天平”构成,采用远距离操纵,横梁一端吊有一根铝杆,上有加码系统及伸入极隙的矩形线圈。另一臂挂有自动平衡系统的电容传感器,自动平衡系统主要为解决天平周期长所引起的环境条件变化以及线圈骨架磁性杂质的影响。利用负反馈自动控制,使横梁在测量过程中始终保持水平。线圈正反向电流与磁场作用引起的力变化由加减砝码来消除,1 毫克以内的尾数经自动平衡部分用外接频率计测量,每输出 50000 个数相当 1 毫克。

物理

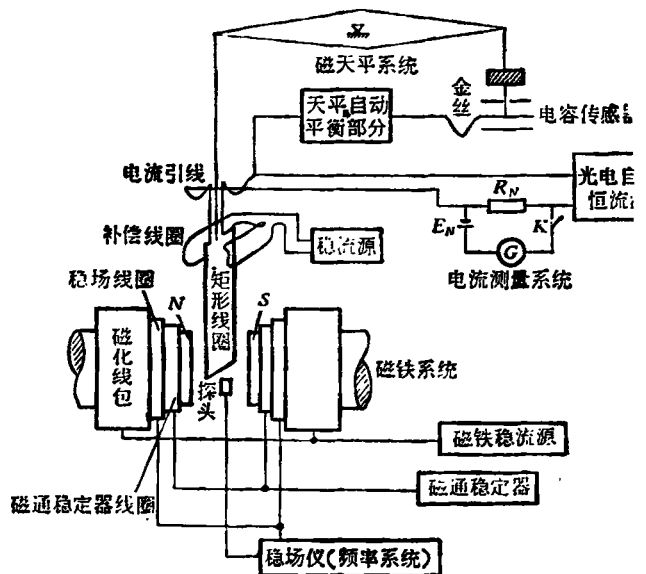


图 2 强场法测 γ_p 装置原理示意图

矩形线圈以石英玻璃为骨架,尺寸为 $10 \times 100 \times 600$ 毫米³,侧边上绕有四匝导线,线圈宽度用柱形电感测头配合电感表测量,两侧边导线的平行性可直接描绘在记录纸上,宽度绝对尺寸用量块比对法得出。

场源用双轭对称型电磁铁产生,极隙为 50 毫米,两极面平行性可调到 1 微米, $\phi 300$ 毫米极面平面性优于 0.3 微米。磁铁有调节机构,可前后左右移动,保证线圈处在极头中心。实验前用磁通稳定器配合频率自动跟踪测场仪测量底边 100 毫米范围内的均匀度,最佳可达 1×10^{-6} 。

磁铁用稳流源供电,电流不稳定性为 1×10^{-6} /分,当要求相应于共振频率为 20 兆赫的磁场 (0.4697 特斯拉) 时,磁化绕组电流约 0.35 安。为使实验过程中磁场不变,还加有核磁共振稳场仪,采用一个高稳定的标准频率做参考,使共振频率准确稳定在 20 兆赫 (即实验过程中,频率维持 20 兆赫不变)。经稳场后的磁场稳定度优于 2×10^{-7} 。稳场探头采用柱形水样品,内充有浓度为 0.1 摩尔的 CuSO_4 ,以缩短纵向弛豫时间。

线圈顶端的漏磁场用形状可变的线圈所产

1) 式中下标 L 表示由各国的保存单位测出的结果。

生的场来补偿,通过调节线圈形状及位置,可使矩形线圈顶端的漏场补偿到 5×10^{-7} 特斯拉以下,剩余场用磁通门测场仪测量。

流过矩形线圈的电流约 0.5 安,用一台光电自动稳流源保证系统在实验过程中的电流变化小于 5×10^{-7} 。电流测量采用一般的补偿法(即将被测电流在标准电阻上的压降直接与标准电池的电动势相比较)。标准电池和标准电阻均放在恒温油槽中。

经细致调整及各项修正后,于 1977 年 5 月完成了 44 组测量(其中 21 组是在线圈旋转 180° 情况下测出的)。为消除 B_x 和直线性欠佳的影响,测量顺序是先线圈“正向”测量,然后将线圈卸下,绕垂轴旋转 180° 之后装上,对线圈“反向”测量,再将线圈卸下旋转 180° 恢复原“正向”测量。44 组 r'_p 的算术平均值为 $r'_p(\text{强}) = 2.6751637 \times 10^8 \text{ 安} \cdot \text{秒} \cdot \text{公斤}^{-1}$,其中安 \cdot 秒表示 1977 年我国的电压单位和电阻单位所复现的保存安培。 r'_p 平均值的统计不确定度为 3×10^{-7} 。

考虑到有效宽度 X_0 的误差(包括线圈宽度、导线直径、底边、顶边及侧边场分布、线圈温度系数、计算方法等): 3.2×10^{-6} ;电磁作用力的误差(包括质量、自动平衡系统、重力加速度、线圈悬挂不垂直、磁力线不水平带来的附加力、金丝力修正等): 1.2×10^{-6} ;电流测量误差(包括标准电池和电阻的检定及稳定性、温度计检定及读数不准、负载系数修正、油槽梯度、回路热电势等): 0.6×10^{-6} ;频率系统误差(包括频率标准、样品形状及顺磁离子盐修正、探头对磁场影响、共振线调不准等): 0.6×10^{-6} 。最后给出的误差合成结果为 3.5×10^{-6} ,即

$$r'_p(\text{强}) = 2.6751637(95) \times 10^8 \text{ 安} \cdot \text{秒} \cdot \text{公斤}^{-1} (3.5 \times 10^{-6}).$$

2. 弱场法装置、结果及误差分析

我国弱场法测 r'_p 是在香山无磁性实验室进行的。装置示于图 3。作为标准场源的亥姆霍兹线圈骨架为 $\phi 300$ 毫米的石英管,在精心磨制的螺纹沟中,分两段绕上 $\phi 0.8$ 毫米的镀金纯铜导线或无氧铜线,螺距 $2P = 1$ 毫米,两绕

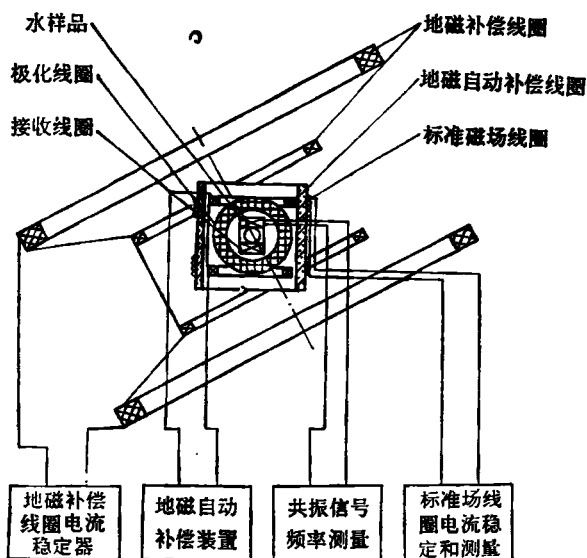


图 3 弱磁测 r'_p 装置原理示意图

组中心平面的平均距离 $2a$ 大致与其平均半径 R 相等。线圈半径是采用双光束干涉仪与标准量块比较的不接触法测量的。线圈螺距及上、下两绕组对应匝之间的距离,用一台四倍频计数的激光干涉仪测量。导线直径用不接触式的激光干涉仪进行测量。

对应于中心点的磁场 H_0 可表达为 ($C_0 = H_0/I$)

$$H_0 = \frac{0.2\pi I}{P} \left\{ \frac{a + NP}{[R^2 + (a + NP)^2]^{1/2}} - \frac{a - NP}{[R^2 + (a - NP)^2]^{1/2}} \right\} + \Sigma \Delta.$$

$\Sigma \Delta$ 为各修正项的总和,其中包括导线截面积影响的修正(按自然分布计算),两绕组导线引入、引出端位置不在同一母线上造成的影响修正,引线影响修正,线圈骨架、极化线圈和接收线圈磁化率的修正,螺距和直径不规则的修正。线圈常数的温度系数是骨架和绕组温度效应的综合,它可用实验方法测定。

流过标准磁场线圈的电流约 1 安。电流测量系统与强场法相同。为保证流过线圈及电阻上的电流为同一值以及防止漏电窜入测量回路,对整个线路采用了较为完善的屏蔽防护措施。

自由进动共振信号的幅度是衰减的,首先

是由核本身的横向弛豫时间所决定,而样品空间磁场的均匀(包括标准场、地磁场、补偿场的均匀和周围物质磁污染引起的附加不均匀性)和接收线圈的阻尼辐射又加速了这种衰减。所以,总的衰减时间常数计算值为 1.5 秒。实验中观察到的共振信号的时间常数比 2 秒略长,说明我们使用的标准场线圈产生的磁场均匀性优于计算值,郊外实验室磁环境良好,周围物质的磁污染也较小。由接收线圈得到的共振信号经前置放大,用电缆送到 30 米远的另一实验室,再经选频放大进行频率测量。整个放大器折合到输入端的干扰噪声约 0.15 微伏,信噪比约 30:1。频率测量是通过测量 N_T (4000) 个信号周期所对应的时间来求得的,即 $\omega_p = 2\pi N_T / T_0 \cdot N_x$, 式中 T_0 为标准时标, N_x 为 N_T 个周期内对应的时标读数。由于噪声及电流不稳等因素,使偶然误差增大,多次重复测量是必须的。

由于标准场仅为地磁场的四倍,因此除在地磁场均匀、磁干扰少的郊外建立无磁性实验室外,还采用一套复式 Fanselen 线圈补偿地磁场固定分量,补偿场不均匀性在中心 $\phi 180$ 毫米范围内小于 5×10^{-10} 特斯拉。同时采用在标准场正反向下测量平均的方法消除剩余场的影响。并用磁通门式测场仪系统作单方向地磁变化量的自动补偿,把平行于标准场方向的地磁变化稳定在 5×10^{-10} 特斯拉以内。地磁变化对于一次测量的影响可小于 1×10^{-6} , 对于多次测量的平均值来说影响更小。

γ'_p (弱) 的测量装置从 1973 年建成后,每年进行两组测量,1973 年、1974 年测量时所用探头为柱形($\phi 15$ 毫米 \times 15 毫米),1975 年后改用 $\phi 15$ 毫米球形探头,同时标准场引线方式也作了改进,并对 1973 年、1974 年的测量结果进行了修正。表 1 给出十组测量的结果。

考虑到线圈常数 C_0 的误差(包括几何尺寸测量及各修正项的误差以及实验时温度不正好等于 20℃ 带来的误差): 0.56×10^{-6} ; 电流测量误差(包括标准电池、标准电阻的检定,两次检定期间的变化,负载系数修正,温度测量误差

表 1 γ'_p (弱) 测量结果

序号	测量日期	所用线圈号	测量次数	γ'_p (10^8 弧度/特斯拉·秒)	统计不确定度 σ/γ'_p ($\times 10^{-6}$)
1	73.12.3—12.12	2	20	2.67513058	0.09
2	74.4.21—4.29	2	23	3030	0.08
3	74.11.9—11.29	2	19	2991	0.13
4	75.5.24—6.7	3	18	3234	0.18
5	75.6.8—6.11	2	18	3193	0.22
6	75.9.23—9.29	2	24	3086	0.07
7	76.5.24—5.30	2	16	3269	0.14
8	76.11.3—11.6	2	20	3187	0.07
9	77.5.25—5.29	2	20	3213	0.06
10	77.6.1—6.5	3	20	3313	0.12

及漏电影响等): 0.39×10^{-6} ; 频率测量误差(包括方波发生器触发电平不为零所引起的误差,共振的自然线宽,有限的信噪比等): 0.25×10^{-6} ; 再考虑到其它一些误差(包括标准场对自动补偿系统漏磁影响修正,极化线圈和接收线圈的磁化率修正等), γ'_p (弱) 的综合误差为 0.8×10^{-6} 。为绝对测量安培,1977 年用 No. 2 和 No. 3 线圈进行了两组测量。其平均值的统计不确定度为 0.07×10^{-6} , 两组平均值为 γ'_p (弱) = $2.6751326(22) \times 10^8$ 弧度/特斯拉·秒 (0.8×10^{-6}),

则不依赖于我国电单位的绝对 γ'_p 值,即

$$\gamma'_p^{abs} = 2.6751481(48) \times 10^8 \text{ 弧度/特斯拉} \cdot \text{秒} (1.8 \times 10^{-6}).$$

四、各国测 γ'_p 结果比较及当前动向^[2,3,5]

从表 2 中可以看出,在弱场法方面,我国仅次于美国;在强场法方面,也仅次于英国;进入了世界先进行列。

1978 年 9 月国际计量局第十五届电学咨询委员会及同年的“国际精密电磁测量会议”上, NBS 报道用弱场法测 γ'_p 的不确定度经改进已提高到 0.2×10^{-6} , 并计划在不久的将来,采用

表 2 各国测量 γ'_0 的精度比较及方法

年 度	研 究 单 位	方 法	γ'_0	不 确 定 度 ($\times 10^{-6}$)
1978	美国国家标准局 (NBS)	弱场	$2.6751340(5) \times 10^8$ 弧度/秒 · 特斯拉 B_{169}^*	0.2
1977	中国计量科学研究院	弱场	$2.6751326(22) \times 10^8$ 弧度/秒 · 特斯拉 _{中-77}	0.8
1968	日本电子技术研究所 (ETL)	弱场	$2.6751156(107) \times 10^8$ 弧度/秒 · 特斯拉 B_{169}	4.0
1965	英国国家物理研究所 (NPL)	弱场	$2.6751187(107) \times 10^8$ 弧度/秒 · 特斯拉 B_{169}	4.0
1971	全苏计量科学研究院 (ВНИИМ)	弱场	$2.6751100(161) \times 10^8$ 弧度/秒 · 特斯拉 B_{169}	6.0
1957	德国科伦大学	弱场	$2.67549(12) \times 10^8$ 弧度/秒 · 特斯拉 P_{TB}	45.0
1951	瑞典诺贝尔研究院	β 谱仪	$2.67521(20) \times 10^8$ 弧度/秒 · 特斯拉	75
1975	英国国家物理研究所 (NPL)	强场	$2.6751701(27) \times 10^8$ 安 B_{169} · 秒 · 公斤 $^{-1}$	1.0
1977	中国计量科学研究院	强场	$2.6751637(95) \times 10^8$ 安 _{中-77} · 秒 · 公斤 $^{-1}$	3.5
1966	苏联哈尔科夫计量科学研究院	强场	$2.675130(20) \times 10^8$ 安 B_{169} · 秒 · 公斤 $^{-1}$	7.4
1971	NPL (宽度可变线圈)	强场	$2.675075(43) \times 10^8$ 安 B_{169} · 秒 · 公斤 $^{-1}$	16
1950	NBS	强场	$2.675231(26) \times 10^8$ 安 NBS · 秒 · 公斤 $^{-1}$	9.7
1961	联邦德国技术物理研究所 (PTB)	强场	$2.67526(10) \times 10^8$ 安 P_{TB} · 秒 · 公斤 $^{-1}$	37

* 下脚标 B_{169} 表示国际计量局 69 年的单位。

新方案可再提高一个数量级,也即达到 2×10^{-8} 左右,如付诸实现,那将使一系列与 γ'_0 有关的基本常数的准确度大大提高,使有关学科大大向前推进一步。对计量学来说,则用这套装置监视伏特基准的长期稳定性就又比目前国际上规定的用约瑟夫森效应监视伏特基准来得更为简单方便。

参 考 文 献

[1] P. Vigoureux, in Precision Measurement and

Fundamental Constants, ed. by D. N. Langenberg and B. N. Taylor, Nat. Bur. Stand. (U.S.), Spec. Publ., 343 (Aug. 1971), 111.

- [2] B. N. Taylor, W. H. Parker and D. N. Langenberg, *Rev. Mod. Phys.*, 41(1969), 375.
 [3] E. R. Cohen, B. N. Taylor, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 2-4(1973), 663.
 [4] B. N. Taylor, *Metrologia*, 12-2(1976), 81.
 [5] B. N. Taylor, Report to Comité Consultatif d'Electricité, Comité International des Poids et Mesures, 15th Session, September, 1978.

扰 动 角 关 联 及 其 应 用

李 长 林

(中国科学院近代物理研究所)

一、引 言

扰动角关联是研究原子核的电磁极矩和它所处周围微观环境产生的电磁场之间超精细相互作用的重要方法之一。用这个方法测量受激核的磁矩(μ),至 1970 年已有 265 个数据,测量精度由 20% 提高到 0.2%。这方面工作的进展反映在过去几次国际会议上^[1-6]。

自从阿西罗马会议^[3]以来,它已经不再局限于核物理学科内。一个突出的特点是:用原子核作为探针来获得核探针周围介质微观知识的思想,飞速地渗透到固体物理、磁学、原子物理、辐射损伤和生物物理等学科之中。它和穆斯堡尔效应、核磁共振和核取向等方法形成当前一门很活跃的边缘学科——超精细物理学。

近几年来,扰动角关联方法在实验技术和研究课题上有了显著的进展。例如采用离子注