

核矩测量和核结构研究*

朱升云^{1;1)} 周冬梅¹ 袁大庆¹ 郑永男¹ 左翼¹ 罗起¹ 朱佳政¹ 徐勇军¹ 李广生¹
吴晓光¹ 竺礼华¹ 李安利¹ 刘猛¹ 张锡珍¹ 高早春¹ 陈永寿¹
T. Minamisono² K. Matsuta² M. Fukuda² M. Mihara²

1 (中国原子能科学研究院 北京 102413)

2 (Department of Physics, Osaka University, Toyonaka, Osaka 560-0043, Japan)

摘要 简要介绍时间微分扰动角分布、瞬态场-离子注入扰动角分布、 β -放射性探测的核磁共振和核电共振等原子核核矩测量方法及其在核结构研究中的应用, 给出了 $^{43}\text{Sc}(19/2^-, 3.1232\text{MeV}, 0.45\mu\text{s})$ 同质异能态、 $^{84/86}\text{Zr}$ 和 ^{83}Y 高自旋态、 $^{17}\text{F}(I=5/2^+, T_{1/2}=64.49\text{s})$ 、 ^{12}B 和 ^{12}N 镜核对的核矩测量和核结构研究例子。

关键词 核矩测量方法 核结构 核矩-核结构谱学

1 引言

原子核核矩(磁矩和电四极矩)是表征原子核性质和结构的一个基本物理量。例如,由电四极矩可以直接得到核形变和晕结构、磁矩得到核内禀组态和准粒子拆对顺排等核结构信息。核矩在核结构研究中起着重要的作用,20世纪末国际上发展了核矩-核结构谱学,这是核物理与超精细相互作用交叉形成的研究原子核结构的谱学,是基于大型加速器的核物理研究的一个新学科生长点。

国外许多实验室都建立了核矩测量装置,开展核矩-核结构谱学研究。我们在中国原子能科学研究院2x13MV和2x1.7MV串列加速器上建立了原子核核矩测量方法和装置,进行核矩测量-核结构谱学研究。

2 核矩测量方法

核矩测量是利用原子核核矩与核外电磁场的超精细相互作用。核矩测量根据核态寿命采用不同的方法,在几十分到亚皮秒的核态寿命范围基于加速器核反应和超精细相互作用的核矩测量方法有原子束、光学、穆斯堡尔、核磁(电)共振、放射性探测的核磁(电)共

振、时间微分和积分扰动角分布方法等^[1]。我们在中国原子能科学研究院2x1.7MV串列加速器上建立了放射性探测的核磁(电)共振(β -NMR和 β -NQR)方法和谱仪,在2x13MV串列加速器上建立了时间微分扰动角分布(TDPAD)、瞬态场-离子注入扰动角分布(TMFI-IMPAD)方法和谱仪,用于核矩测量和核结构研究,这3种方法覆盖了几十分到亚皮秒的核态寿命范围。下面简要介绍这3种测量方法。

2.1 时间微分扰动角分布方法(TDPAD)

TDPAD方法主要用于纳秒~微秒(秒)寿命核态的核矩测量^[2]。TDPAD测量是在加速器上采用脉冲束进行,脉冲束宽度越窄越好,可以根据待测核态寿命进行适当选取,脉冲束作为待测核态产生和发射 γ 射线的 $t=0$ 时刻。待测核态一般通过重离子核反应产生和布居,由于重离子带入较大的角动量,生成核态是顺排的,发射 γ 射线的角分布相对入射束方向是各向异性的。图1是TDPAD测量原理图。在核态寿命期间受到核外磁或电场的作用,角分布发生转动。通过相对束流某一方向的 γ 射线探测器测量的 γ 射线计数随时间的变化,可以测量角分布在外场作用下的转动。为了增强时间调制、消除指数变化和探测器效率、

* 国家自然科学基金(10435010, 10375093, 10505032, 10175088)资助

1) E-mail: zhusy@iris.ciae.ac.cn

提高测量精度等，一般采用二个探测器测量(磁超精细相互作用测量二个探测器安置在 $+135^\circ (+45^\circ)$ 和 $-135^\circ (-45^\circ)$ ，电超精细相互作用测量安置在 90° 和 180°)。由二个探测器计数差除以和形成自旋转动函数 $R(t)$ ，从而得到自旋进动谱，图1右下图画出了外磁场的作用下的拉摩进动谱，通过拟合得到拉摩进动频率 ω_L ，由测量的 $\omega_L = -Bg\mu_0/h$ ，得到待测核态的 g -因子和磁矩 $\mu = gI$ 。

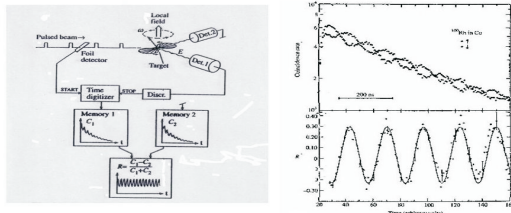


图1 TDPAD测量原理图(左, 磁超精细相互作用)和探测器记录的符合时间谱(右上)及自旋转动函数 $R(t)$ (右下)

2.2 瞬态场-离子注入扰动角分布方法(TMF-IMPAD)

TMF-IMPAD主要用于亚皮秒~皮秒量级核态寿命的核矩测量。高自旋态的寿命一般为皮秒量级，由于寿命太短，不可能测定自旋进动谱，只能通过测量其寿命期间的很小的进动角得到核态的核矩，对磁矩测量，由进动角 $\Delta\theta = gBt\mu_0/h$ ，得到待测核态的 g -因子和磁矩。但是皮秒或者亚皮秒寿命核态，要得到可以测量的拉摩进动，需要高达 10^3T 的磁场强度。例如 $g=0.3$ ，核态寿命 $t=1\text{ps}$ ，磁场强度 $B=1400\text{T}$ 时，拉摩进动角 $\Delta\theta$ 仅为 20mrad 。磁铁、超导磁铁和内磁场都不可能产生如此强的磁场，瞬态场(TMf)的场强能达几千T。TMF-IMPAD方法就是采用TMF的时间积分扰动角分布方法^[3]。离子快速(例如百分之几的光速)通过极化铁磁材料时，受到一个非常强的磁场作用，这个磁场称为TMF，其方向与使铁磁材料极化的磁场方向一致。TMF场强高，可用于亚皮秒核态的磁矩测量。因此TMF-IMPAD测量需要采用多层靶：面对束流的核反应靶层，第二层是铁磁性材料层，第三层是阻止层。核反应层产生有一定(且比较均匀)速度的待研反冲核；反冲核通过外磁场极化的铁磁性材料层，并在其中受到TMF作用，绕极化磁场方向做拉摩进动；然后进入立方结构、无缺陷的阻止层，停在其中衰变。核高自旋态由重离子熔合蒸发反应产生和布居，生成核是极化或顺排的。TMF-IMPAD谱仪主要由多层靶和靶室、极化电磁铁、射线探测系统等构成(图2)。极化磁场方向与束流一

探测器平面垂直，并每 $100\text{s}\sim 200\text{s}$ 翻转一次，即磁场向上(\uparrow)和向下(\downarrow)。二个磁场方向顺排平面进动角度相同，但方向相反。(上)方向磁场时发射的射线角分布为 $W = (\theta + \Delta\theta)$ ，(下)方向时为 $W = (\theta - \Delta\theta)$ 。 θ 处无外磁场时计数率为 $W(\theta_0)$ ，则相应两个方向磁场的计数率分别为： $N \uparrow = W(\theta_0 + \Delta\theta)$ 和 $N \downarrow = W(\theta_0 - \Delta\theta)$ 。

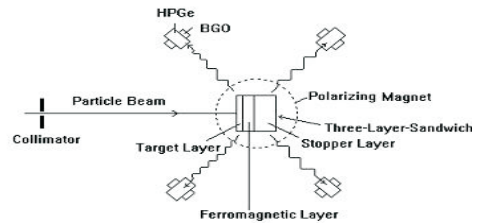


图2 TMF-IMPAD谱仪示意图

γ 射线探测系统由4个带BGO反康的HPGe构成，放置在同一平面(水平面)。靶平面与探测器平面和束流方向垂直。4个探测器分为前后两组，探测器与束流方向角度为 $\pm\theta$ 和 $180\pm\theta$ 。 θ 的选取是在该角度处 γ 射线的角分布的对数导数最大。采用多重符合选择多参数事件法记录两重 γ - γ 符合以上的事件，以降低本底。实验中磁场方法是在周期地(\uparrow)和(\downarrow)翻转的，数据记录记录一个事件是5个参数，一个是磁场方向，4个是HPGe测量的 γ 射线能量。

核进动 $\Delta\phi = (\rho - 1)/(\rho + 1)S(\theta)$ ，其中双比函数 ρ 由磁场(\uparrow)和(\downarrow)时 γ 射线记数确定^[3]， $S(\theta)$ 的是角分布的对数导数。原子核 g -因子由 $\Delta\phi = -(g\mu_N\hbar) \int_{en}^{ex} B_{TMF}(t)dt$ 计算而得，其中核受到的瞬态磁场强度 $B_{TMF}(v)$ 可由实验测量或由经验公式计算得到。

2.3 β 放射性探测的核磁(电)共振方法(β -NMR和 β -NQR)

β -NMR和 β -NQR方法用于毫秒~分(时)核态寿命的核矩测量。 β -NMR和 β -NQR是通过测量放射性核发射的 β -射线角分布的各向异性的NMR和NQR方法^[4]，探测灵敏度比常规的NMR和NQR要高 10^9 倍。极化核发射的 β -射线的角分布是各向异性的，当外加的射频场满足共振条件时，极化破坏，此时发射的 β -射线的角分布是各向同性的。 β -NMR和 β -NQR测量包括：极化 β -放射性核产生， β -放射性核极化保持， β -射线角分布不对称测量，外加RF射频场发生共振使极化破坏。极化 β -放射性核的产生有2种方法。一种是弹核碎裂法，能量为每个核子几十到几百MeV的粒子与重靶碰撞发生碎裂，通过选择碎裂出射核的角

度和动量, 得到极化的 β -放射性核^[5, 6]. 另一种是利用低能核反应产生 β -放射性核, 通过核反应入射粒子的能量和 β -放射性核的出射角度选择获得极化的 β -放射性核^[7]. 最大极化度可以达到百分之几十. 我们目前主要采用低能核反应产生极化的 β -放射性核. 图3是基于低能核反应的 β -NMR及 β -NQR测量原理示意图.

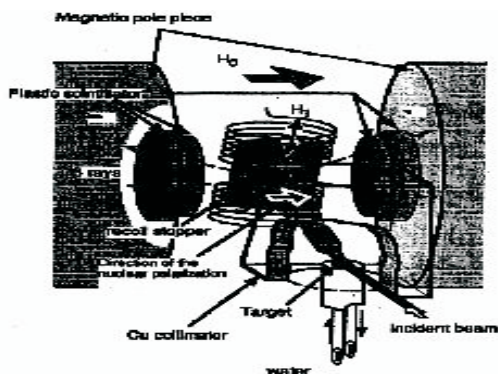


图3 β -NMR和 β -NQR测量原理示意图

基于低能核反应的 β -NMR和 β -NQR测量采用脉冲束方法, 束脉冲期间产生 β -放射性核, 加速器脉冲后马上加高频RF脉冲, RF脉冲后开始记录 β -放射性, 直到下一个加速器束脉冲. 入射束以一定的能量打到水冷靶上, 产生 β -放射性核, 在外加强磁场 H_0 下, 产生的 β 放射性核以一定的角度通过Cu准直体反冲注入到阻止样品. 强磁场 H_0 使核自旋和原子自旋分离, 使 β -衰变前核极化保持不变. 自旋平行和反平行的由三个塑料闪烁体探测器构成的两个望远镜系统(分别称为上(UP)和下(DOWN)探测器)测量发射的 β 粒子的角分布. 没有RF射频场(或RF射频场的频率远离共振频率)时, β -射线的角分布是各向异性的. 在样品处垂直于外加磁场方向加RF射频场磁场 H_1 , 当RF频率满足共振条件时, 极化破坏, β -射线的角分布变为各向同性. 由UP和DOWN探测器的计数率之比可以确定共振频率. 由实验测量的共振频率可以导出磁矩和电四极矩, 例如由 $\nu_L = -Bg\mu_0/h$ 得到 g -因子和磁矩.

3 核矩测量和核结构研究

采用 β -NMR和 β -NQR, TDPAD和TMF-IMPAD方法进行了核矩测量和核结构研究. 作为例子, 下面介绍 $^{43}\text{Sc}(19/2^-, 3.1232\text{MeV}, 0.45\mu\text{s})$ 同质异能态、 $^{84,86}\text{Zr}$ 和 ^{83}Y 高自旋态、 $^{17}\text{F}(I = 5/2^+, T_{1/2} = 64.49\text{s})$ 、 ^{12}B 和 ^{12}N 镜核对核矩测量和核结构研究.

3.1 $^{43}\text{Sc}(19/2^-, 3.1232\text{MeV}, 0.45\mu\text{s})$ g -因子测量^[8]

^{43}Sc 是由双闭壳层核芯 ^{40}Ca 和 $f_{7/2}$ 轨道3个核子构成, 其纯组态是 $[(\nu f_{7/2})^2 \otimes (\pi f_{7/2})]$. 采用TDPAD方法测量了 $^{43}\text{Sc}(19/2^-, 3.1232\text{MeV}, 0.45\mu\text{s})$ 同质异能态的 g -因子. $^{43}\text{Sc}(19/2^-, 3.1232\text{MeV}, 0.45\mu\text{s})$ 同质异能态由重离子熔合蒸发反应 $^{27}\text{Al}(^{19}\text{F}, 2\text{np})^{43}\text{Sc}$ 产生和顺排, ^{19}F 束能量为50.06MeV, 脉冲束宽为3ns, 重复周期为2 μs . 在0.7T和0.5T外磁场下进行了TDPAD测量, 图4画出了0.7T外磁场下二个探测器记录的1.158MeV射线的时间谱(左)和自旋转动函数(右).

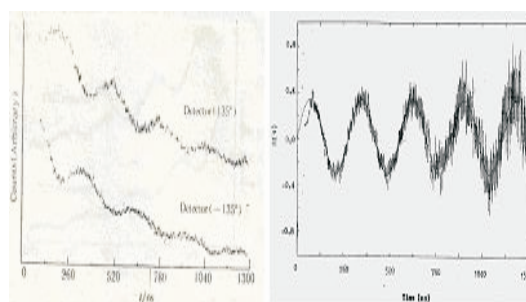


图4 0.7T外磁场下探测器记录的1.158MeV γ 射线的时间谱(左)和由其形成的自旋转动函数(右)

用 $R(t) \approx A_2 \cos(2\omega_L t - \phi)$ 拟合实验测量的自旋转动函数, 得到拉摩进动频率 ω_L , 在0.7T和0.5T外磁场下实验测量的拉摩进动频率 ω_L 分别为0.01090rad/ns和0.00788rad/ns. 由 $\omega_L = -Bg\mu_0/h$, 得到 $^{43}\text{Sc}(19/2^-, 3.1232\text{MeV}, 0.45\text{s})$ 同质异能态的 g -因子和磁矩分别为 $g=0.3272(19)$ 和 $\mu = 3.108(18)$. $^{43}\text{Sc}(19/2^-, 3.1232\text{MeV}, 0.45\text{s})$ 同质异能态的 g -因子施密特值为 $g=0.265$. 实验测量值远高于施密特值, 说明核子的 g -因子值远偏离用于计算施密特值的自由核子 g -因子值. π 介子交换、核芯极化和组态混合可能使测量的 g -因子值偏离施密特值. 该同质量异能态的自旋为19/2, 如此高的角动量不会有组态混合, 介子效应和核芯极化是导致 g -因子偏高的主要原因. 计及介子效应和核芯极化的壳模型计算能够很好地再现实验测量的 g -因子值.

3.2 $A \sim 80$ 区高自旋态 g -因子测量

$A \sim 80$ 区核的结构呈现形状共存、与质子和中子数密切相关、对效应弱、高角动量 $g_{9/2}$ 轨道准粒子折对顺排等特点. $A \sim 80$ 区高自旋态核的准粒子折对顺排和集体转动与准粒子顺排互相竞争的研究^[9]是高自旋态物理中的一个热点课题. 中子和质子的磁性质是很不相同, 它们的顺排引起 g -因子

幅度和符号的变化完全不同. 通过 g -因子能够很直接地研究准粒子折对顺排. 我们已经测量了一系列 $A \sim 80$ 区核高自旋态 g -因子. 下面介绍 $^{84,86}\text{Zr}^{[10, 11]}$ 和 $^{83}\text{Y}^{[12]}$ 转动带 g -因子测量. ^{84}Zr , ^{86}Zr 和 ^{83}Y 高自旋态由重离子熔合蒸发反应 $^{58}\text{Ni}(^{28}\text{Si}, 2p) ^{84}\text{Zr}$ ($E(\text{Si})=98\text{MeV}$), $^{58}\text{Ni}(^{32}\text{S}, 4p) ^{86}\text{Zr}$ ($E(\text{S})=110\text{MeV}$), $^{58}\text{Ni}(^{28}\text{Si}, 3p) ^{83}\text{Y}$ ($E(\text{Si})=98\text{MeV}$) 产生和布居. 由于转动带能级的寿命都在亚皮秒到几十皮秒间, 采用 TMF-IMPAD 方法测量 g -因子. 实验测量的这 3 个核素的转动带 g -因子随自旋的变化如图 5 所示.

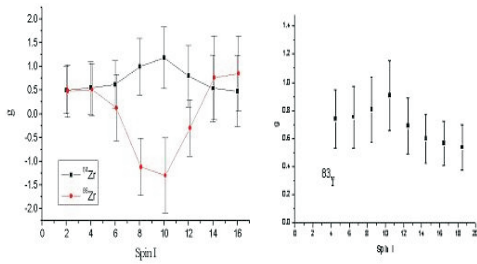


图 5 ^{84}Zr , ^{86}Zr 和 ^{83}Y 转动带 g -因子随自旋的变化

由图可见, 这 3 个核素的 g -因子随自旋的变化呈峰型结构, ^{84}Zr 和 ^{83}Y 呈正峰型, ^{86}Zr 呈负峰型变化. 在自旋为 $I \sim 10$ 时, ^{84}Zr 和 ^{83}Y 的 g -因子达到峰值, 表明质子先顺排中子后顺排. 质子顺排使 g -因子增大, 随自旋的增加质子顺排度增大, 导致 g -因子随自旋升高而增大; 在 $I \sim 10$ 时中子开始顺排, 使 g -因子减小, 自旋进一步升高, 中子顺排度增大, g -因子不断减小. 对 ^{86}Zr , $I=10$ 时 g -因子达到负峰值, 表明中子先顺排质子后顺排. 中子顺排使 g -因子减小, 随自旋的增加中子顺排度增大, 导致 g -因子随自旋升高而减小; 在 $I=10$ 时质子开始顺排, 使 g -因子增大, 自旋进一步升高, 质子顺排度增大, 使 g -因子随自旋增大. 采用基于推转壳模型的经验公式计算了 ^{84}Zr 和 ^{83}Y 转动带的 g -因子. 计算和测量的 g -因子在实验误差范围一致. 本实验在国际上首次观察到 g -因子随自旋变化的峰型结构, 证实了 g -因子峰型结构的理论预言^[13].

3.3 ^{12}B 和 ^{12}N 镜核对核的磁矩精确测量

采用 β -NMR 方法测量了 $A=12$ 镜核对 ^{12}B 和 ^{12}N 的磁矩. ^{12}B ($I^\pi = 1^+, T_{1/2} = 20.18\text{ms}$) 由 $^{11}\text{B}(d, p) ^{12}\text{B}$ 反应产生 (入射 d 能量为 1.5MeV , ^{12}B 的反冲角为 40°), ^{12}N ($I^\pi = 1^+, T_{1/2} = 11\text{ms}$) 由 $^{10}\text{B}(^3\text{He}, n) ^{12}\text{N}$ 反应产生 (入射 ^3He 能量为 35MeV , ^{12}N 的反冲角为 20°). 实验测量的 β -NMR 谱如图 6 所示. 由实验测量的核磁共振频率, 得到 ^{12}B ($I^\pi = 1^+, T_{1/2} = 20.18\text{ms}$) 的磁矩

$\mu = 0.99993 \pm 0.00048\mu_N$, ^{12}N ($I^\pi = 1^+, T_{1/2} = 11\text{ms}$) 的磁矩 $\mu = 0.45711 \pm 0.00009\mu_N$.

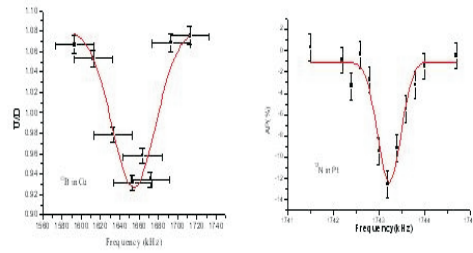


图 6 ^{12}B (左) 和 ^{12}N (右) β -NMR 谱

壳模型不能同时再生 ^{12}B 和 ^{12}N 的磁矩值. 因此, 采用 T.Suzuki 等新发展的能够给出非稳定核新幻数的壳模型 (SFO) 进行了计算. ^{12}N 的磁矩由 $p_{1/2}$ 轨道质子粒子和 $p_{3/2}$ 轨道中子空穴态、 ^{12}B 的磁矩由 $p_{1/2}$ 轨道中子粒子和 $p_{3/2}$ 轨道质子空穴态给出. 在 SFO 模型中假定 6 是幻数, 这时 $p_{1/2}$ 和 $p_{3/2}$ 单粒子能级间距有很大, 组态混合变弱, 计算得到的 ^{12}B 和 ^{12}N 的磁矩值分别为 $0.740\mu_N$ 和 $0.641\mu_N$, 考虑介子交换效应, 得到 $0.929\mu_N$ 和 $0.452\mu_N$. 与实验测量值一致. Suzuki 等能够给出非稳定线核的新幻数的壳模型 (SFO), 假定 6 是幻数时, 计算能够再生实验测量的 ^{12}N 和 ^{12}B 的磁矩.

3.4 ^{17}F ($I^\pi = 5/2^+, T_{1/2} = 64.49\text{s}$) 电四极矩测量

不稳定 β -放射性核 ^{17}F 的最后一个质子位于 $1d_{5/2}$ 轨道, 其分离能为 0.60MeV . 因此, ^{17}F 是一个很好的质子晕后选核. ^{17}F ($I^\pi = 5/2^+$) 的晕结构已有较多的实验和理论研究, 但是结果彼此间存在争议. 通过四极矩测量进行 ^{17}F ($I^\pi = 5/2^+$) 的晕结构研究是很有效的方法. 采用 β -NMR 方法测量了 ^{17}F ($I^\pi = 5/2^+$) 电四极矩. ^{17}F ($I^\pi = 5/2^+$) 由 $^{16}\text{O}(d, n) ^{17}\text{F}$ 产生, 入射 d 能量为 3.0MeV , 生成的 ^{17}F 在 20° 方向通过 Cu 准直体反冲注入到 MgF_2 单晶阻止样品中, 在平行于极化方向加 $H_0 = 4.0000\text{kG}$ 的磁场. 图 7 是实验测量的 ^{17}F 在 MgF_2 单晶中 β -NMR 谱.

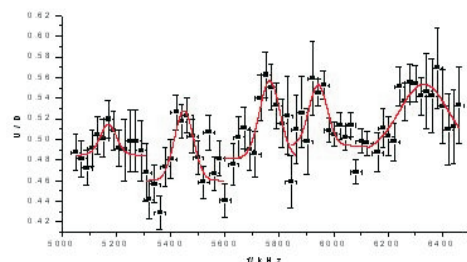


图 7 ^{17}F 在 MgF_2 单晶中 β -NMR 谱

实验测量的相应于 $I=5/2$ 的5条共振谱线为 $5.1687 \pm 0.0062\text{MHz}$, $5.4485 \pm 0.0001\text{MHz}$, $5.7615 \pm 0.0001\text{MHz}$, $5.9443 \pm 0.0033\text{MHz}$, $6.3300 \pm 0.0079\text{MHz}$, 拉摩进动频率 $V_L = 5.7063\text{MHz}$. 从5个共振频率和 V_L , 得到 $V_Q = 1.2721 \pm 0.0732\text{MHz}$ 或 $e^2qQ/h = 8.47 \pm 0.49\text{MHz}$ 和 $\eta = 0.58 \pm 0.02$. ^{19}F ($I = 5/2^+$, $T_{1/2} = 89\text{ns}$, $E_x = 197\text{keV}$) 在 MgF_2 中的扰动角关联测量得到电场梯度 $V_{zz} = eq = (4.10 \pm 0.13)10^4 \text{V} \cdot \text{cm}^{-2}$ ^[14]. 从而得到 ^{17}F ($I^\pi = 5/2^+$) 的电四极矩为 $0.86 \pm 0.6\text{fm}^2$. 由总能量随四极形变变化的计算, 得到四极矩的符号为“-”, 因此, $Q(^{17}\text{F}) = -0.86 \pm 0.6\text{fm}^2$. ^{17}F 由双闭壳

^{16}O 核芯和处于 $d_{5/2}$ 轨道的一个质子组成, 单粒子模型计算得到 $Q(j = 5/2) = -0.77\text{fm}^2$. 从而, 由实验测量的四极矩得到 ^{17}F 最后一个质子的有效电荷为 $e_p^{eff} = 1.12 \pm 0.07e$. 由声子-粒子振动耦合模型计算得到 $e_p^{eff} = 1.23e$. 计算值与实验测量值在实验误差上限范围一致. 对双闭壳 ^{16}O 核芯(声子)和处于 $d_{5/2}$ 轨道的一个质子(粒子)组成的 ^{17}F , 其 $d_{5/2}$ 轨道质子的有效电荷可能会比计算值低. 考虑到较大的离心位垒和库仑势垒, ^{17}F ($I^\pi = 5/2^+$, $T_{1/2} = 64.49\text{s}$) 基态不可能存在质子晕, 实验得到的有效电荷表明 ^{17}F ($I^\pi = 5/2^+$, $T_{1/2} = 64.49\text{s}$) 基态存在质子皮结构.

参考文献(References)

- Matthias E. In Hyperfine Interactions. A.J. Freeman and R.B. Frankel, eds. Academic Press, New York, 1967, 598
- Morinaga M, Yamazaki T. In-beam Gamma Ray Spectroscopy, Amsterdam: North Holland, Pub. Co. 1976
- ZHU Sheng-Yun, LUO Qi, GOU Zhen-Hui et al. Chinese J. Nuclear Physics, 1996, **18**: 171
- ZHOU Dong-Mei, ZHENG Yong-Nan, ZHU Jia-Zheng et al. Chinese Physics Letter, 2003, **20**: 1698
- Matsuta K, Ozawa A, Nojiri Y et al. Phys. Lett., 1992, **B281**: 214
- Asahi K, Ishihara M, Inabe N et al. Phys. Lett., 1990, **B251**: 488
- Tanaka M, Ochi S, Minamisono T et al. Nucl. Phys., 1976, **A263**: 1
- ZHU Sheng-Yun, LI An-Li, GOU Zheng-Hui et al. Chin. Jour. of Nuclear Physics, 1994, **16**: 239
- Sheikh J A, Rowley N, Nagarajan M A et al. Neutron-Proton Interactions in the Mass-80 Region. Phys. Rev. Lett., 1990, **64**: 376
- ZHU Sheng-Yun, LUO Qi, LI Guang-Sheng et al. Chin. Phys. Lett., 2000, **17**: 560
- ZHU S Y, LUO Q, WANG Y G et al. Hyperfine Interactions, 2001, **136/137**: 205
- YUAN Da-Qing, ZHENG Yong-Nan, ZHOU Dong-Mei et al. Chin. Phys. Lett., 2005, **22**: 1628
- CHEN Y S, Frauendorf S. Nucl. Phys., 1983, **A393**: 135
- Richter F W, Wiegandt D. Z. Physik, 1968, **217**: 225

Nuclear Moment Measurements and Nuclear Structure Studies*

ZHU Sheng-Yun^{1,1)} ZHOU Dong-Mei¹ YUAN Da-Qing¹ ZHENG Yong-Nan¹ ZUO Yi¹ LUO Qi¹
 ZHU Jia-Zheng¹ XU Yong-Jun¹ LI Guang-Sheng¹ WU Xiao-Guan¹ ZHU Li-Hua¹ LI An-Li¹
 LIU Meng¹ ZHANG Xi-Zhen¹ GAO Zao-Chun¹ CHEN Yong-Shou¹

T. Minamisono² K. Matsuta² M. Fukuda² M. Mihara²

1 (China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

2 (Department of Physics, Osaka University, Toyonaka, Osaka 560-0043, Japan)

Abstract The nuclear moment measurement methods of the time differential perturbed angular distribution, transient magnetic field-ion implantation perturbed angular distribution and β -ray detected nuclear magnetic resonance and nuclear quadrupole resonance and their applications in nuclear structure studies are described briefly. As examples, the nuclear moment measurements and their nuclear structure studies for the $^{43}\text{Sc}(19/2^-, 3.1232\text{MeV}, 0.45\mu\text{s})$ isomeric state, $^{84,86}\text{Zr}$ and ^{83}Y high spin states, $^{17}\text{F}(I = 5/2^+, T_{1/2} = 64.49\text{s})$, ^{12}B and ^{12}N mirror nuclei are given.

Key words nuclear moment measurement methods, nuclear structure, nuclear moment-nuclear structure spectroscopy

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10435010, 10375093, 10505032, 10175088)

1) E-mail: zhusy@iris.ciae.ac.cn