

弱相互作用中宇称不守恒效应的实验测定

梅 镇 岳

宇称是粒子(或粒子系)在空间反射变换下的特征。如粒子(或粒子系)的波函数在空间反射变换下不变,它的宇称为偶。如果只是改变符号,它的宇称为奇。宇称守恒是指宇称的奇或偶不改变。这一假设是人们从宏观世界所意识到的对称性中提出来的。在1956年以前从来也没有被严格地检验过。

在四种普适相互作用(强相互作用、电磁相互作用、弱相互作用和引力相互作用)中,除引力相互作用外,弱相互作用是最弱的一种。强相互作用、电磁相互作用和弱相互作用的无量纲的耦合常数分别为:1, $1/137$ 和 10^{-5} 。根据测不准原理,实验上往往可以利用它们的衰变寿命来区分它们。前两者的典型的衰变寿命大约分别是 10^{-23} s 和 10^{-20} s。弱衰变的寿命要长得多,要长于 10^{-8} s,其中 β 衰变的寿命甚至有长于几千年的。

在1956年,实验上观察到K介子的弱衰变中有分别衰变成两个 π 介子和三个 π 介子的分支。当时人们把前者称为 θ 粒子,后者称为 τ 粒子,认为这是两种宇称不同的粒子。可是实验表明,两者的静止质量和寿命在实验误差范围内却都是一样的,分别为 $966m_e$ (m_e 是电子的静止质量)和 1.20×10^{-8} s。这又表明它们是同一种粒子。这就是所谓“ τ - θ 疑难”。事实上它们都是K介子,只是在衰变中出现了宇称不守恒。杨振宁和李政道意识到这一点,他们提出了在弱相互作用中宇称不守恒的理论。

在实验中验证这一理论,要找一下含有赝标量的物理量。赝标量的存在能确定宇称不守恒。吴健雄等人首先在极化 ^{60}Co 原子核 β 射线角分布的观察中证实了杨振宁和李政道的理论。接着在 β 衰变方面的实验中出现了不少宇

称不守恒的证明。三十年来宇称不守恒现象不仅在其他弱相互作用中被观察到,而且也在和电磁相互作用相混合的在电子和核子间的中性弱相互作用中被观察到。

一、极化 ^{60}Co 原子核 β 射线角分布实验

著名的极化 ^{60}Co 原子核 β 射线角分布实验是吴健雄和恩勃拉等人^[1]在美国标准局完成的。实验几乎是和宇称不守恒理论的提出同时开始的。这一实验实质上是对赝标量 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{p}$ 的测定,这里 \mathbf{J} 是原子核自旋矢量, \mathbf{p} 是 β 粒子的动量。

实验所利用的原子核 ^{60}Co β 衰变后连续放出两个 γ 光子到达 ^{60}Ni 的基态。要极化原子核,先把 ^{60}Co 放射源薄层铺在顺磁盐硝酸铈镁单晶体的表面上,用绝热退磁的办法冷却到0.01K左右,接着用几百高斯的弱磁场排列顺磁离子的电子自旋 \mathbf{S} 。强的 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{S}$ 耦合,使原子核自旋 \mathbf{J} 随着 \mathbf{S} 取向。极化度可以利用 β 衰变后继发的 γ 射线的各向异性来确定。实验装置的核心部分见图1。图中所显示的是低温恒温器的下部和探测器。蒽晶体薄片是 β 粒子探测器,晶体中所产生的荧光,经过玻璃窗和长的光导传送到低温恒温器顶上的光电倍增管。NaI(Tl) 晶体连以光电倍增管是 γ 射线探测器。

开始实验观察时,先用绝热退磁方法冷却样品,然后使恒温器离开磁铁,在20秒的时间内使一个通电流的螺旋线管垂直升起,套在恒温器下部。这就加上极化磁场。同时,开始对 β 粒子和 γ 射线进行计数。

实验结果表示于图2。图中的横坐标代表

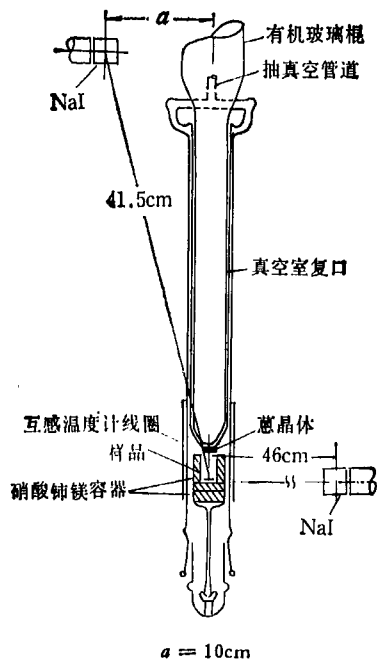


图1 极化⁶⁰Co β射线角分布实验装置

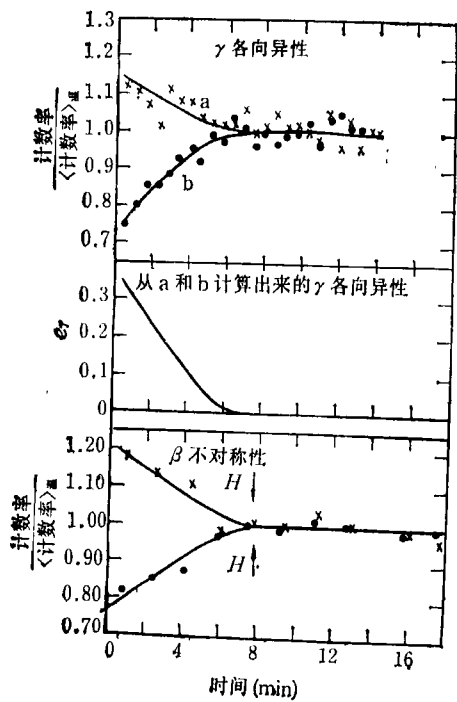


图2 极化⁶⁰Co β衰变实验的结果
a) 赤道面计数管; b) 极点计数管

绝热退磁以后的时间,也就是放射源逐渐回暖的时间.我们可以看到,与 γ 射线的各向异性相应(也就是与原子核的极化相应), β 射线的角

分布有一个显著的不对称性。 β^- 粒子倾向于与原子核自旋轴平行反向发射。这说明赝标量 $J \cdot p$ 的存在,证实了 β 衰变过程中宇称不守恒。

二、参与 β 衰变的费米子的极化

在 β 衰变过程中,宇称不守恒会使得参与这过程的费米子—— β 粒子、中微子和核子纵向极化。事实上表征粒子纵向极化或螺旋度的 $\sigma \cdot p$ 也是一个赝标量,这里 σ 是泡利矩阵, p 是粒子的动量。因此,对 β 衰变过程中费米子纵向极化的测定也是一种赝标量测量。

在宇称不守恒理论发表以前,电子极化测量在技术上已经是很成熟的了,因此在此以后,人们进行多种 β 粒子纵向极化测量以检验理论,那是不足为奇的。

探测 β 粒子纵向的方法主要有:把粒子极化转换成横向后再利用莫特散射和谋勒散射测量粒子所产生的韧致辐射的圆极化等。对 β^+ 粒子还可以利用湮没辐射来探测。下面介绍一个利用谋勒散射测定 β 粒子纵向极化的实验^[2]。

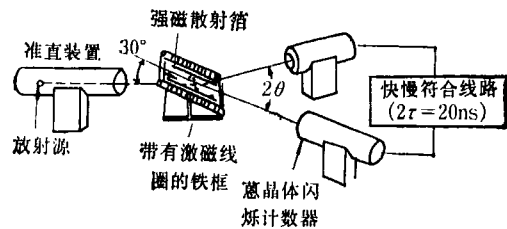


图3 谋勒散射实验装置

实验装置表示在图3。用15000G的强磁箱作为散射箱,箱厚仅 $2.7\text{mg}/\text{cm}^2$ 。散射箱中的电子自旋在入射 β 粒子束方向上应有尽可能大的分量。 β 粒子-电子散射用符合计数来观察。线路中分析道的安排使得只有总能量等于入射粒子能量的散射粒子能被记录下来,以减少虚假效应形成的本底。

这一实验的结果表明,在15%的实验误差范围内, β^- 粒子的螺旋度为 $-\nu/c$ 。这说明纵向极化的存在和宇称不守恒。

中微子的螺旋度可以从 β 粒子-中微子角

关联的观察中得到。已知 β^- (β^+)粒子的螺旋度为负(正)。就容许型费米 β 衰变来说, β 粒子和中微子的自旋是平行反向的。图4表示 β^+ 粒子-中微子(ν)关联的情形,有两种可能:如果中微子倾向于和 β^+ 粒子反(同)向发射,则中微子的螺旋度为正(负)。在 β 粒子和中微子的自旋平行同向的容许型伽莫夫-忒勒 β 衰变中,我们可以类似地得出,中微子的螺旋度为正或负。

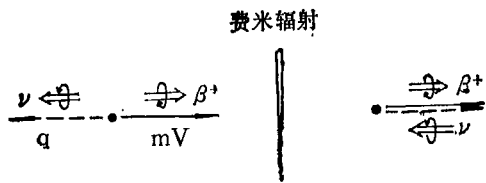


图4 中微子的螺旋度和 β 粒子-中微子角关联

由于中微子的探测很困难,实验上我们只能用 β 粒子-反冲原子核的关联来代替 β 粒子-中微子关联的观察。结果表明,和 β^+ (β^-)粒子一起放射的中微子的螺旋度是负(正)的。也就是说,(反)中微子的螺旋度为(正)负。

还有一个非常巧妙的利用 ^{152}Sm 原子核 γ 射线的共振散射来测定中微子螺旋度的实验^[3]。它的原理可说明如下。图5的左侧表明 ^{152}mEu 轨道电子俘获,从自旋 $J_i = 0$ 跃迁到 ^{152}mSm 的一个自旋 $J_f = 1$ 的态。然后放射961keV的 γ 射线或837 + 124keV的 γ 射线到达自旋为

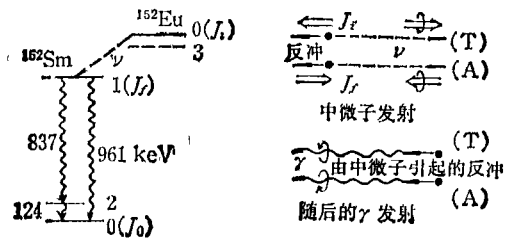


图5 ^{152}mEu 轨道电子俘获所放射的中微子的螺旋度

零的基态。因为 β 衰变是纯伽莫夫-忒勒型,所以图的右侧表明, β 衰变以后形成的原子核的自旋必须和中微子的自旋平行反向。如果中微子的螺旋度是正(负)的,原子核的螺旋度也必须为正(负)的。和原子核反冲同一方向放射的

物理

γ 光子必须带走原子核全部的角动量,才能到达自旋为零的基态。也就是说,如果中微子的螺旋度是正(负)的,它们的圆偏振将是右(左)旋的。所以,从反冲原子核同一方向放射的 γ 光子的圆偏振转向,我们就能知道中微子的螺旋度。

实验上,我们可以利用共振散射来确定 γ 射线和反冲原子核的方向关联。我们知道, γ 射线的共振散射,一般要求有一种机制来补偿 γ 射线放射和吸收时的反冲所引起的能量损失。在 ^{152}Sm 的情形, ^{152}mEu 轨道电子俘获的向前反冲,正好用来补偿这一损失。其他方向放射的 γ 射线却没有这种补偿,不能引起共振散射。所以,从共振散射的圆偏振就能知道中微子的螺旋度。实验结果表明, ^{152}mEu 轨道电子俘获所放射的中微子的螺旋度是负的。

要观察 β 衰变过程中核子的极化,最好进行极化中子 β 衰变实验^[4]。用磁铁过滤或钴铁磁钢的镜面反射都能极化中子。极化中子 β 衰变后形成的 β^- 粒子和质子间的符合计数将和

$$1 + a\hat{q} \cdot \mathbf{v}/c + \hat{J} \cdot [A\mathbf{v}/c + B\hat{q} + D\mathbf{v} \times \hat{q}/c]$$

成比例,这里 \hat{q} 是反中微子放射方向的单位矢量, \mathbf{v} 是 β 粒子的速度, \hat{J} 是中子自旋轴方向, c 是光速, a, A, B 和 D 是关联常数。在这里已利用了反中微子的方向 \hat{q} 来代替对于质子方向的考虑。

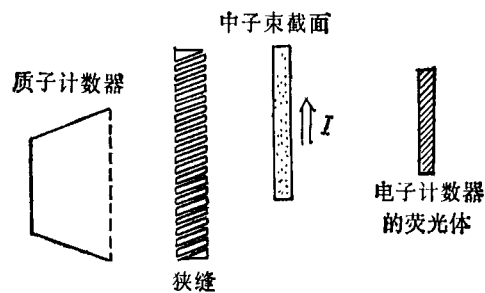


图6 极化中子 β 衰变实验

系数 a 曾用未极化中子的 β 衰变测量,得到的值接近于零。

系数 A 的测量可利用图6的安排, β 粒子和质子探测器分别安排在中子束的两边,使得它们之间的连结线和 \hat{J} 平行。把 \hat{J} 倒向,就能

得到 β 粒子的前后不对称性. 实验的结果表明, A 接近于零.

相对于探测器连线, 把 \hat{J} 转过 90° , 就能测量含有 B 的项. B 的实验值接近 $+1$.

从图 6 我们可以看到, 在中子束和质子探测器之间安排有一系列向下倾斜的狭缝, 使得只有和倾向向上发射的反中微子相关联的反冲质子才有可能被探测到. 现在把狭缝系统绕着探测器轴转过 90° , 使得只有与图面垂直发射的反中微子相关联的反冲质子才能穿过它. 这样, 我们就能利用 \hat{J} 的倒向来测定 D 项. 实验结果表明, D 项是零.

因此, 实验结果表明, 只有 \hat{J} 和 \hat{q} 之间有一正的关联. 可是反中微子的螺旋度为 $+1$, 它带走所有中子的角动量. β^- 粒子和反冲质子的角动量必须互相抵销. 中子 β 衰变是费米型和伽莫夫-忒勒型的混合, $A \approx 0$. 前面已经提到的 ^{60}Co β 衰变是纯伽莫夫-忒勒型, $A \approx -1$. 这说明, 在中子的 β 衰变中费米跃迁占主导地位, β^- 粒子和反中微子形成自旋平行反向的单态; 而且由于两者的螺旋度相反, 轻粒子、 β^- 粒子和反中微子, 倾向同一方向发射, 因此和轻粒子反方向运动的反冲质子具有和反中微子同样方向的自旋轴. 结论是, 反冲质子的螺旋度为负.

三、其他弱相互作用中的宇称不守恒

除 β 衰变外, 在其他弱相互作用中的宇称不守恒效应也得到实验的证实.

我们可以来看一下 π 介子衰变和后继的 μ 子衰变.



这里 π^\pm 和 μ^\pm 分别代表 π^\pm 介子和 μ^\pm 子, e^\pm 代表正负电子, $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ 和 $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ 分别代表正(反)电子中微子和正(反) μ 中微子. 电子中微子是伴着 β 粒子(即电子)在 β 衰变过程所产生的中微子, μ 中微子是伴着 μ 子在 π 介子或其他介子在弱衰变中产生的中微子. 两者是不同的中

微子.

因为 π 介子的自旋为零, 衰变所产生的 μ 子和中微子的自旋必须互相抵销. 而且由于是两体衰变, 两者反向运动. 所以 μ 子和中微子的螺旋度相同. π 介子衰变后所产生的 μ 子是纵向极化的. 根据宇称不守恒理论, 后继的 μ 子衰变在单位时间和单位立体角内所产生的能量 $W \gg m_e c^2$ 的电子将和 $1 \pm \frac{1}{3} \hat{J}_\mu \cdot \mathbf{v}/c$ 成正比, 这里 \hat{J}_μ 是 μ 子的自旋轴方向, \mathbf{v} 是电子速度, \pm 号分别相应于正(负)电子. 这种角分布表明, 正(负)电子的发射倾向于和 μ 子自旋轴顺(反)向. 如果 π 衰变所产生的中微子的螺旋度是正(负)的, μ 子的螺旋度也将是正(负)的. 所以, 如果正(负)电子的螺旋度是正(负)的, 无论是正电子或负电子都将和 μ 子反向从 π 介子- μ 子-电子衰变体系中发射出来.

实验证实了这一切^[5]. 实验安排见图 7. 图中显示, 计数器 1 和 2 的符合计数记下通过石墨的衰变 μ 子. 符合计数延迟 $0.75 \mu\text{s}$ 后, 打开长 $1.25 \mu\text{s}$ 的门波, 让 3 和 4 衰变电子探测系统的脉冲进入记录系统. 后者只记录大于 25 MeV 的电子. 如果 μ 子在慢化和微秒数量级的时间延迟中没有去极化, 则利用这种安排就能观察到衰变电子相对于 μ 子自旋轴的角分布. 因为 μ 子自旋轴沿着它的运动方向而取向, 若

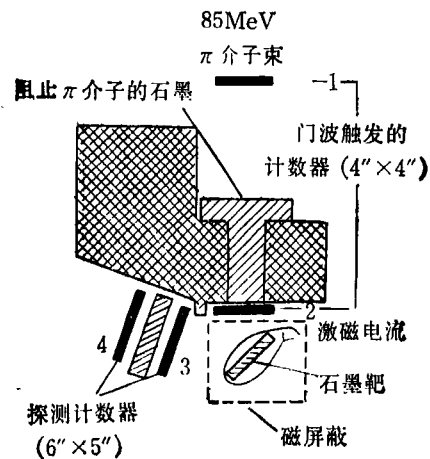


图 7 π - μ - e 衰变实验的安排

在石墨靶的范围内加以垂直于图面的磁场, 则 μ 子将旋进, 衰变电子的角分布将随着 μ 子自

旋轴旋转，这样就能利用固定的衰变电子探测系统观察到角分布。实验结果证实了理论分布。这也就表明，在 π 介子- μ 子-电子衰变中的宇称不守恒。

在弱相互作用中宇称不守恒不仅在牵涉到轻子的 β 衰变和 π 介子- μ 子-电子衰变中被观察到，而且也在无轻子的弱衰变中被观察到。触发杨振宁和李政道提出弱相互作用中宇称不守恒理论的“ τ - θ 疑难”就是其中的一个例子。此外从极化的 Λ^0 超子无轻子弱衰变中，也能观察到宇称不守恒。

极化 Λ^0 超子可以处于 $S_{1/2}$ 或 $P_{1/2}$ 态。在宇称不守恒的情况下，两者可以相混合，使得衰变产物质子有一不对称的角分布。从这种角分布，我们可以得出宇称不守恒的结论。

实验上可以用 π^- 介子束射入液氢泡室来得到 Λ^0 超子。由于动量守恒，入射的 π^- 介子和产生的 Λ^0 超子和K介子要在同一平面上运动，而 Λ^0 超子则以自旋轴垂直于这一平面而极化。如宇称不守恒，衰变后所产生的质子射出时将对于产生平面有一上下的不对称。实验观察到这一点，而且还表明质子倾向于和 Λ^0 超子的自旋轴平行的方向射出。

四、电子和核子间相互作用中的宇称不守恒

电子和核子间的相互作用是以电磁相互作用为主，但是其中也混有微弱的中性弱相互作用。要对于中性的弱相互作用所引起的宇称不守恒效应进行观察，由于电磁相互作用的幅度 A_{EM} 和弱相互作用的幅度 E_w 大小悬殊，只能利用两者间的干涉项。在干涉项中会有赝标量 A_{WP} 出现。如果我们比较两个螺旋度相反的坐标系中的某一过程的强度 I_{\pm} ，就能得到不对称性

$$\Delta = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} \approx \frac{A_{WP}}{A_{EM}}$$

斯坦福直线加速器中心的一个小组^[6]进行了19.4GeV极化电子束对氘靶散射的实验。他

物理

们把闪光灯抽运的染料激光器所产生的7100Å光波圆偏振后，照在GaAs晶体上，激发 $J=3/2$ 价带跃迁到 $J=1/2$ 导带，以产生极化电子。用谋勒散射测得的极化度为0.37。可以控制激光圆偏振的顺逆来反转电子束的螺旋度。极化的电子束打在30cm长的装有液氘的靶上，散射后在垂直平面上散射角为 4° 的部分，进入能谱仪。因为在流量计数实验中无法判别个别粒子， π 、K和 μ 等粒子形成的本底曾利用运动学抑制到百分之几。作为电子探测器的是串联的切伦科夫计数器和铅玻璃簇射探测器。在簇射探测器后面安排有六英寸厚的铅块来吸收电子，本底粒子(π 、K、 μ)将穿透铅块或形成强子簇射，这可由铅块后的簇射探测器来探测。从它所得到的本底不对称性小于1%。

实验数据每3.5小时收集一次。高度相对论性的电子在前进中将有 $g-2$ 的旋进，而在斯坦福直线加速器中心的实验安排中，电子束流在打靶前曾有 24.5° 的偏转，所以自旋旋进早于轨道的角度为 $\frac{E\pi}{3.237}$ ，这里 E 的单位是GeV。束流只是在 $E/3.237$ 为整数时才纵向极化。这就提供了一个用改变电子能量来反转螺旋度的方法。显然，我们仍能用转动平面偏振棱镜的方法来反转电子束的螺旋度。

实验结果表示在图8。图中数据已经过辐射修正。虽然要探测的不对称性很小，在 10^{-4} 的数量级，实验也有一定的流计误差和系统误差，但是从图8看来，不对称性的出现是可信的。宇称不守恒在这里的存在，无可置疑。

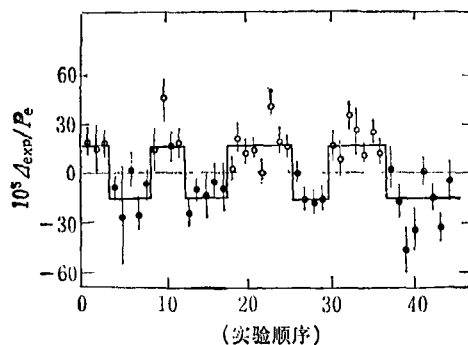


图8 极化电子束对氘核散射实验结果
实心点：偏振棱镜角度为 0° ；空心点：偏振棱镜角度为 90°

电子和核子的相互作用出现在原子、分子和凝聚态等组成宇宙物质的基本单元中。显然，在那里也能观察到弱作用产生的宇称不守恒。不过，在这里不对称效应要小得多。在原子方面已有一些实验结果。

氢原子是最简单而又最为人们所熟悉的原子。它的 $2^2S_{1/2}$ 和 $2^2P_{1/2}$ 态超精细结构的塞曼效应可见图 9。从图中可以看到， $2^2S_{1/2}$ 和 $2^2P_{1/2}$ 态有： $\beta_0, e_0; \beta_0, f_0$ 和 β_{-1}, f_{-1} 态的混合。这样就有可能利用一个赝标量来观察宇称不守恒。密歇根大学小组所进行的实验^[7]利用从双等离子体质子源引出的束流，经过铯电荷转移通道，产生约有 $10^{14}/s$ 在 $2S$ 态的氢原子。氢的 $2S$ 态是亚稳态，寿命为 $1/8s$ 。然后在“ β 淬灭”区加 $575G$ 的磁场，而且用一个电场混合 β 和 e 态，使所有 β 态衰变。剩下纯 α 态继续通向作用区。作用区是一个圆柱形 $TM_{0,0}$ 微波腔，以 5° 角和束流轴以及磁场方向倾斜，调谐到 $\alpha_0\beta_0$ 跃

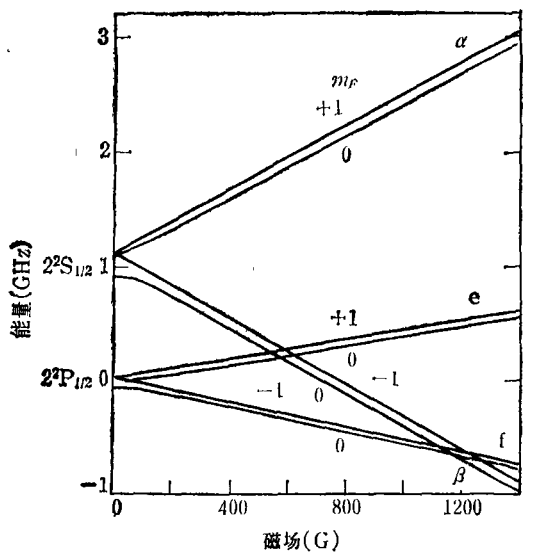


图 9 氢原子 $2^2S_{1/2}$ 和 $2^2P_{1/2}$ 态超精细结构的塞曼效应

迁。 $\alpha_0\beta_0$ 跃迁率和

$$r_s(\hat{\epsilon}_R \times \mathbf{B})^2(\mathbf{E} \times \mathbf{B})^2 + r_p(\hat{\epsilon}_R \cdot \mathbf{E})(\hat{\epsilon}_R \cdot \mathbf{B})$$

成比例。这里 $\hat{\epsilon}_R$ 是沿着微波腔轴的射频极化方向，用在微波腔中的细线把 $1V/cm$ 的电场 \mathbf{E} 加在垂直于磁场 \mathbf{B} 的方向上，包含 r_s 和 r_p 的

项分别是标量和赝标量。倒转 \mathbf{E} 或 \mathbf{B} ，或把微波腔的倾斜从 5° 转变为 -5° 都将使跃迁率不对称。实验观察到 $\alpha_0\beta_0$ 跃迁率的不对称性，表明赝标量的存在，出现了宇称不守恒。

偏振面的旋转和圆偏振二向色性所呈现的宇称不守恒效应只有在重原子才有实际意义。对于 $E1$ 和 $M1$ 混合跃迁，跃迁几率有一典型的不对称性 $\Delta \sim 2 \text{虚}(\mathcal{E}_P)/\mu$ ，这里 \mathcal{E}_P 是宇称不守恒引起的 $E1$ 跃迁幅度， μ 是 $M1$ 跃迁幅度。 $|\mathcal{E}_P|$ 和 Z^3 成比例，所以重原子有利于不对称性的观察。但是，即使在这种情形不对称性仍然是很小的。

现在介绍偏振面旋转实验。因为宇称不守恒所产生的偏振面旋转 ϕ_{PNC} 太小，所以华盛顿大学^[8]和牛津大学^[9]的实验组都利用它和法拉第室所产生偏振面旋转 ϕ_F 相干，然后利用磁场调制 ϕ_F ，并用锁相技术把穿透光和调制频率有关部分分离出来。还可以利用 ϕ_{PNC} 的色散型特性消去宇称守恒引起的本底旋转。这样信噪比就能增大些。牛津大学小组利用铯原子的 $648nm^4S_{3/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ 谱线进行实验，华盛顿大学用的是 $876nm^4S_{3/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ 谱线。后者没有分子吸收，穿透强度要大得多。铯蒸气外围采用磁屏蔽以减少环境磁场到 $10^{-4}G$ 以下，这样就能消除铯中的法拉第效应。激光先是穿过偏振器，然后是法拉第室和铯蒸气室，最后经过分析偏振器，到达探测器。实验观察到宇称不守恒效应。 Δ 值在 10^{-8} 的数量级。新西伯利亚实验室^[10]也利用 $648nm$ 谱线观察到宇称不守恒引起的偏振面旋转，并声称实验结果和温博格-萨拉姆 (Weinberg-Salam) 模型计算相符。

根据温博格-萨拉姆模型计算，圆偏振二向色性的宇称不守恒效应 $2 \text{虚}(\mathcal{E}_P)/\mu$ 不算太小。可是，实验必须利用原子蒸气，由于气体中的碰撞所产生的杂乱电场使得光的吸收带展宽，非常微弱的 $M1$ 跃迁就被掩盖了。 μ 和 \mathcal{E}_P 两者都必须利用外界电场的相干来测量。铯的 $6^2S_{1/2} \rightarrow 7^2S_{1/2}$ 跃迁和铊的 $6^2P_{1/2} \rightarrow 7^2P_{1/2}$ 跃迁都曾用来观察这方面的微弱的宇称不守恒效

(下转第 122 页)

令人惊奇的来自天空的中子

在克什米尔的 Bhaba 原子中心,印度科学家发现了在闪电中产生中子的证据.目前,研究人员尚无法确切地了解这些中子是怎样产生的.但一种可能是,由闪电诱发的核聚变所产生.

七十年代初,研究人员就发现,当使得沿聚合物纤维产生强烈的放电时会有中子产生.其理论上的解释是,中子是由含有一个质子和一个中子的氘(或“重氢”)核的聚变过程中释放出来的.在温度和密度足够高时,两个氘核可以融合为一个氦-3 的核,并释放出一个中子.既然如此,在闪电里中子能否也这样产生出来呢?

G. N. Shah 等人曾用一台中子探测器在 Gulmarg 的一个海拔 2743m 的喜马拉雅山麓的小丘上检验这一假说.探测器受某种对附近的

闪电敏感的天空的信号控制进行工作 [Nature, 313(1985), 773].

三年中,这台装置记录下了一万一千次以上的闪电,其中有一百二十四次探测器计数到三个或更多的中子.根据天线和中子探测器的信号间的时间延迟,研究人员计算出闪电的距离,并粗略地估计出每次闪电能产生的中子数.他们所得的数字是从一千万个到一亿个.

也探测到有时间延迟较长的信号.它们可能是由于闪电击中树木时在木头中产生的中子所引起的.这些中子从树木里逃逸到大气中时会减速.有一次,他们在一颗距离装置仅 400m 远的树被闪电击中 7ms 后探测到了 33 个中子.

(黄光良译自 New Scientist 1985 年 3 月号)

(上接第 70 页)

应^[11]. 实验结果表明这一效应约为 10^{-3} — 10^{-4} .

可以设想,在其他电子-核子相互作用中也会出现微弱的宇称不守恒效应,例如在分子或约瑟夫森效应中.能否在那里观察到这一效应,有待于人们进一步的工作.

在弱相互作用中宇称不守恒理论是根据实验事实“ τ - θ 疑难”提出来的.三十年来不断地在各方面又为实验观察所证实.而且对于其他相互作用中宇称是否守恒和守恒的程度也进行了检验.不仅如此,对于空间反射中(宇称)的不变性以外的电荷共轭中和时间反演中的不变性以及它们之间的联合不变性,也进行了研究.而且还在 K^0 介子的衰变中,观察到空间反射和电荷共轭中的联合不变性被破坏.

应该认为,弱相互作用中宇称不守恒理论的提出,是人们对于物质世界认识的一个重大的突破.

参 考 文 献

- [1] 吴健雄, E. Ambler, R. Hayward, D. Hoppes & R. Hudson, *Phys. Rev.*, **105** (1957), 1413.
- [2] H. Frauenfelder et al., *Phys. Rev.*, **107** (1957), 643.
- [3] M. Goldhaber, L. Grodzins & A. Sunyar, *Phys. Rev.*, **109** (1958), 1015.
- [4] M. T. Burgy et al., *Phys. Rev.*, **110** (1958), 1214; *Phys. Rev. Lett.*, **1** (1958), 324; M. A. Clark et al., *Phys. Rev. Lett.*, **1**(1958), 100.
- [5] R. L. Garwin, L. M. Lederman & M. Weinrich, *Phys. Rev.*, **105**(1957), 1415.
- [6] C. Y. Prescott et al., SLAC Publ. 2319 (1979), Palo Alto, Calif., SLAC.
- [7] R. W. Dunford, R. R. Lewis & W. L. Williams, *Phys. Rev. A*, **18** (1978), 2421.
- [8] L. L. Lewis et al., *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 795.
- [9] P. E. G. Baird et al., *Phys. Rev. Lett.* **39**(1977), 798.
- [10] L. M. Barkov & M. S. Zolotare, *JETP Lett.*, **27** (1978), 357; **28** (1978), 503.
- [11] M. A. Bouchiat & L. Pottier, *Phys. Lett., B*, **62** (1976), 327; Proc. Workshop Parity Violation in Atoms, Cargese Corsica, (1979); R. Conti et al., *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 343.