

穆斯堡尔效应原理及其应用

赵旭光

穆斯堡尔效应原理

目前已知的约 2000 种核素中,绝大部分是不稳定的,它们会自发地放出某种粒子而转变为另一种核素。这就是原子核的放射衰变。穆斯堡尔效应研究的是放射性原子核衰变过程中释放出的 γ 射线。

处于激发态的原子核是不稳定的,它要自发地放出能量、跃迁到能量较低的能态,并最后到达基态,而核的成分不变。这种现象就是原子核的 γ 跃迁或 γ 衰变。 γ 射线不带电,它是比伦琴射线波长更短的电磁波,具有很强的穿透能力。它包括三种形式,即放出 γ 射线的 β 辐射、发射轨道电子的内转换和发射一对正负电子的电子对内转换。

原子有很强的共振吸收现象,如果入射光子的能量正好和原子中一个激发能级的能量相同,原子就会强烈地吸收光子、跃迁到这个能级。而这个能级在退激发时,又会放出同样能量的光子。入射光可以采用辐射连续光谱的光源,也可以采用相同原子退激发时发出的光子。例如,用钠灯照射钠蒸气,钠蒸气就会强烈吸收钠灯发出的黄光,并且发射和它频率相同的光,这就是原子的共振吸收现象。

与此类似,人们预想原子核也应该具有这种共振吸收现象,即原子核也应该可以强烈吸收由同类核素发出的 γ 射线。然而在很长一段时间内实验上却观察不到这种现象。后来才明白,这是由于原子核在发射或吸收 γ 射线时要受到反冲的影响,因而损失了部分能量。当原子核发出 γ 光子时,自身将受到反冲作用,跃迁的一部分能量传给了反冲的原子核, γ 射线的能量会有所减少。若跃迁的能级间隔为 $E = E_i - E_j$,则根据跃迁前后能量和动量守恒规律可以得到衰变中发射出 γ 光子的能量为 $E_c = E - E_R = E - (E)^2 / 2M_R c^2$,其中 E_R 表示反冲原子核的能量, M_R 表示反冲核的质量。从中可以看出, E_c 比 E 少了 $(E)^2 / 2M_R c^2$ 。

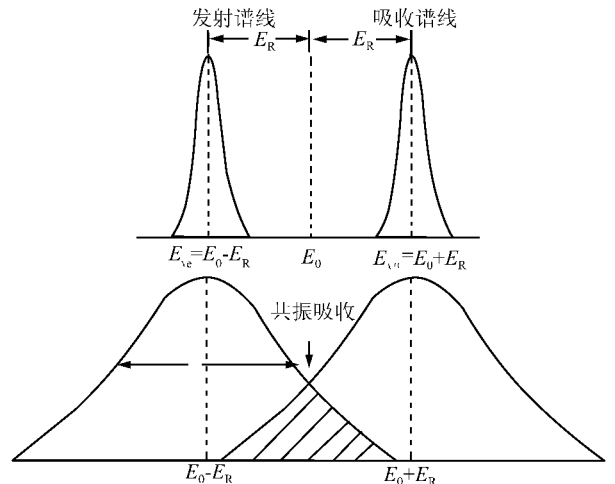
同理,处于基态的同类原子核吸收 γ 光子时也会发生反冲作用,且具有同样大小的反冲动能。因此,要使 γ 射线能被能级间隔为 E 的原子核吸收,入射光子的能量应为 $E = E_0 + E_R = E_0 + (E)^2 / 2M_R c^2$ 。这样,同一激发态的 γ 射线发射

谱线和吸收谱线就会相差 $2E_R = 2(E)^2 / 2M_R c^2$ 。

另一方面,原子发射的光谱线具有一定宽度。这是因为处于激发态的原子,其能量并不是一个完全确定的数值,而是有一定的发散;同样处于各种激发态的原子核,其能量也不是完全确定的,它的能级也有一定宽度。根据不确定关系,某个能级的自然宽度 ΔE 和原子核处于该能级的平均寿命 τ 之间有 $\Delta E \cdot \tau = \hbar$ 。可见,状态的寿命越长,能级宽度就越窄,所以只有稳定原子核的基态才有完全确定的能量。

由于激发能级有一定的宽度,所以 γ 跃迁释放出的 γ 射线能量也有一定展宽。也就是说,谱线的能量也应有一定的分散。

原子核能否发生共振吸收,就要看其 γ 谱线的发射谱和吸收谱是否有重叠部分。如果谱线的自然宽度 ΔE 比原子核的反冲动能要小得多,即 $\Delta E \ll E_R$,则其发射谱和吸收谱就不会有重叠部分,也就不会发生显著的共振吸收现象。反之,若谱线自然宽度大于或接近核的反冲动能,即 $\Delta E \geq E_R$,则其发射谱和吸收谱就会有重叠部分,从而发生共振吸收现象(如图所示)。



发射谱和吸收谱

由于原子发射光子的能量通常很低,因而原子反冲动能总是小于原子的能级宽度;例如,对于能量为 2.1eV 的钠原子 D 线,其激发态能级宽度 $\Delta E = 4.4 \times 10^{-8}$ eV,而钠原子发出光子时的反冲动能为 $E_R = 10^{-10}$ eV,即 $E_R \ll \Delta E$,这时发射谱和吸收谱几乎完全

重合,所以实验上很容易观察到共振吸收现象。

原子核的情况则很不相同。一般其核能级宽度为 $10^{-6} \sim 10^{-9} \text{eV}$,而发射 γ 射线时核的反冲动能 E_R 则大于 10^{-4}eV 。例如,一个处于第一激发态的自由的核 ^{57}Fe 发出能量为 14.4KeV 的 γ 射线回到基态,这时的反冲动能 $E_R = 1.9 \times 10^{-3} \text{eV}$,而该激发态的能级宽度 $4.67 \times 10^{-9} \text{eV}$,可见 $\Delta E \ll E_R$,发射谱线和吸收谱线相隔甚远,两者没有重叠部分,因此一般情况下观察不到这种原子核的共振吸收现象。

为了观察原子核的共振吸收,人们首先想到的一个方法是,使发射 γ 射线的原子核获得一个附加的速度以补偿反冲能量的损失,使发射谱的中心移到吸收谱的中心处,根据多普勒效应原理适当选择核的运动速度,就能补偿反冲能量的损失,从而观察到共振吸收现象。1950年,默恩(P. B. Moon)首次观察到有反冲的共振吸收现象,但由于热运动的影响,得到的共振曲线分布很宽,没有实际价值。另一种设想就是提高放射源或吸收体的温度,使两原子核之间有一个合适的相对速度,从而达到补偿反冲能量损失的目的,但未能获得令人满意的结果。

1958年,德国物理学家穆斯堡尔(R. L. Mössbauer)采用了另一种消除原子核反冲的巧妙方法,就是将发射和吸收 γ 射线的原子核置入固体晶格,使其受晶格束缚,成为一个整体。由于整个固体的质量很大,反冲能量趋近于零,从而观察到了 γ 射线无反冲的共振吸收现象,这就是穆斯堡尔效应。他因此于1961年获得诺贝尔物理学奖。目前,人们研究最多的是 ^{57}Fe 发射 14.4KeV 能量的 γ 射线,这是因为 ^{57}Fe 的穆斯堡尔效应在室温下就相当显著,因此 ^{57}Fe 已经成为重要的工作物质。

穆斯堡尔效应的实际应用

由于穆斯堡尔谱的宽度极窄,因而具有极高的能量分辨本领,可以检测极微小的能量变化。例如, ^{57}Fe 能量为 14.4KeV 的 γ 射线跃迁,其穆斯堡尔谱的宽度 $9.3 \times 10^{-9} \text{eV}$,仅为 $6.5 \times 10^{-13} E$ 。有些核素的穆斯堡尔谱具有更高的能量分辨本领,如 ^{107}Ag 的 93KeV 谱线高达 10^{-22} 量级。利用穆斯堡尔谱具有极高能量分辨本领这一特点,还可以开展一些原来无法进行的实验研究工作。以下介绍一些具体应用。

引力红移 爱因斯坦曾提出三个可以验证广义相对论的基本效应:一是光线在太阳附近的偏折,二

是行星近日点的进动,三是光谱线的引力红移。

广义相对论预言,光量子的频率与引力势能之间有线性关系。频率为 ν 、质量为 $h\nu/c^2$ 的光子离开一个星球后,其频率应逐渐降低,在无限远处频率相对减少量应为 $\Delta\nu/\nu = -GM_s/c^2 R_s$ 。上式在一级近似下成立,其中 G 代表引力常数、 M_s 和 R_s 分别代表星球的质量和半径,这种波长向长波方向移动的现象称为红移;如果在上式中代入太阳的质量和半径,则在地球上观察太阳的光谱线时,其红移为 $\Delta\nu/\nu = 2.12 \times 10^{-6}$,但由于存在各种影响因素,太阳圆面上各部分的红移程度也各不相同,天文观测发现实验值与理论值的符合精度最高只有 5%。

地面附近引力场强度为 g ,升高到 H 后,引力势能的变化为 $\Delta V = V - V_0 = gH$ 。高度 H 处接收到的光子频率要降低,即 $\nu = \nu_0 - \Delta\nu = \nu_0 - gH/c^2$ 。从而可得 $\Delta\nu/\nu = gH/c^2$,将 g 和 c 代入,则 $\Delta\nu/\nu = 1.1 \times 10^{-16} H(\text{米}^{-1})$ 。当然,这个频率差极其微小,却可以用穆斯堡尔效应测量。

1960年,庞德(R. V. Pound)和里布卡(G. A. Rebka)利用穆斯堡尔效应首次在地面上直接测量了 γ 射线在地球引力场中的红移量,从而证实了广义相对论关于引力红移的预言。实验在透射几何条件下进行, ^{57}Fe 穆斯堡尔源置于哈佛大学杰佛逊物理实验室一座 22.6 米高塔的塔顶,吸收体和探测器在塔底,预计的引力位移(此时光子向下运动,是蓝移)为 γ 射线能量的 2.5×10^{-15} 倍,但将吸收体与放射源位置颠倒并对比这个结果,净效应即应为 2 倍。为了测量这么微小的谱线位移,他们利用速度调制法,通过放射源的相对移动,使得 γ 射线能量在共振谱线最陡部分内往返运动,因而由计数器之差就可推出位移的大小。叠加上一速度 $v = gH/c = 0.74$ 微米/秒的运动,以抵消红移。实验所得数据与理论值之比为 1.05 ± 0.10 ;5 年以后,他们又将实验精度提高到 1%。

人们首次在地面条件下直接验证引力红移,并且精度高于以往的天文观测。但实验中必须注意消除引起频移的其他效应,特别是放射源和吸收体的温度差引起的频移。当放射源和吸收体之间有 1 温差时,其位移就会超过引力红移。1981 年用 ^{67}Zn 进行的引力红移测量,放射源和吸收体之间仅 1 米,实验在 4.2K 条件下进行,结果 $\Delta\nu/\nu = a_0 + a_1 \cos\phi$,其中系数 $a_0 = (1 \pm 4) \times 10^{-18}$ 、 $a_1 = (1.13 \pm 0.05) \times$

物理实验的常用测量方法

戴岩伟

物理实验都离不开定量的测量和分析,待测量很广泛,包括力学量、热学量、电磁学量和光学量等。测量方法也很多,本文仅介绍几种具有共性的基本测量方法。这些测量方法是物理实验的思想方法,而不是指具体的测量过程和方式。学习并掌握好这些基本的实验方法,可指导我们设计实验方案,选择测量手段,提高科学实验和研究的能力。

一、比较法

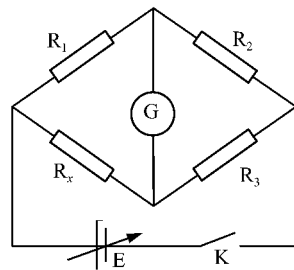
通过将待测未知量与已知标准量进行比较,从而达到测量目的的方法称为比较法。实际上,任何一个测量过程,原则上讲都是一种比较过程,所以比较法在物理实验中是最基本、最普遍的测量方法。在比较过程中,根据是否进行了转换,可将比较法分为“直接比较法”和“间接比较法”两类。

最简单的直接比较法就是将待测量与量具上属于同类物理量的标准量进行直接比较,测出其大小,例如用米尺测量长度、用秒表测量时间。而平衡测量法、补偿测量法和重合测量法等,也属于直接比较法的范畴。

平衡测量法 用等臂天平称衡物体的质量就是一种平衡测量。又如,如图所示的惠斯登电桥测电阻的实验中,我们知道,只有当电桥平衡时才有关系

式 $R_x = (R_1 / R_2) R_3$,从而可测出电阻 R_x ,所以,从原理上讲,这也是一种平衡测量。

补偿测量法 例如,将待测电动势的电源 E_x 与一已知电动势的电源 E_n “+”端对“+”端、“-”端对“-”端地连成一回路,如果这样组成的电路(补偿回路)中电流为零,



表示待测电动势 E_x 得到已知电动势 E_n 的补偿,因而两者数值相等,这样就可以根据已知电动势 E_n 定出 E_x ,这种方法叫做补偿测量法。用电压表测量电压时,总要从被测电路上分出一部分电流,从而改变了被测电路的状态。用补偿法测电压时,不从被测电路中取得电流,所以不影响被测电路的状态。

重合测量法 所谓重合法是指当待测量与已知标准量相差一个数值较小的量时,将两者加以延伸、重复若干个周期后,使两者重合在一起,这样即可通过相互间的比较测出未知量的大小。在用游标尺(包括各类游标卡尺和角游标)测量中所运用的游标原理就体现了这种测量方法。

在一些具体的实验中,为了提高测量精度也可

10^{-16} 、 ϕ 是引力方向与 射线方向间夹角。由此可见,所得结果与理论符合得很好。

横向多普勒效应的观测 狭义相对论给出的多普勒频移公式 $\nu = (1 + v \cos \theta / c) / \sqrt{1 - (v/c)^2}$,其一级近似与经典物理中的多普勒频移相同,而光的传播方向与源同吸收体相对运动速度垂直时存在横向多普勒效应,经典物理学中并没有这种效应,此时横向多普勒效应为 $\nu / \nu_0 = v^2 / 2c^2$ 。显然,横向多普勒效应是一种时钟变慢效应。

1960年,海伊(H. J. Hay)等人利用这个穆斯堡尔效应验证了狭义相对论预言的横向多普勒效应。他们将 ^{57}Fe 放射源置于超速离心机高速转子的中心,将 ^{57}Fe 吸收体置于转子的边缘,记录穿过吸收体的光子数目。按照他们当时的实验,实验结果

与理论预言在2%精度内符合,以后又有一些人重复过这样的测量,其中最高精度达到1.1%。这些实验对于理论的发展都有重大意义。

穆斯堡尔效应大量的应用是研究原子核和周围环境间的超精细相互作用。通过测量核能级超精细结构,可以了解有关原子核周围物质微观结构的信息,这已成为固体物理研究领域中的重要方法。另外,不少核科学家已经利用穆斯堡尔效应以及很高的精确度成功测量了一批核结构参数,为核科学的发展做出了贡献。当前,穆斯堡尔效应的应用已经突破物理领域的界限,进入化学、生物学、冶金学、地质学、材料科学,以至考古学的研究领域,并形成了一门重要的边缘学科——穆斯堡尔谱学。

(山东省烟台市鲁东大学物理与电子工程学院 264025)