



(三)

## 兰姆移位和反常磁矩

### 兰姆移位

在“揭开微观世界的秘密”[史话(一)]中,曾说到人们从十九世纪中叶起,就开始系统地研究各种光源的光谱。为了解释光谱的规律性,丹麦物理学家玻尔于1913年建立了原子的行星模型——玻尔模型。现在我们来一看,原子光谱实验技术的发展所带来的原子能级移位这一新现象,和它在理论上的意义。

在一间黑屋子里,在窗板上开

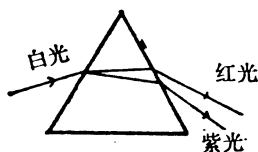


图1

一条窄缝,让太阳光线射进屋里。如果在光线的射程上放一个稜镜,就可以看到,当光线通过稜镜后就向镜底屈折(图1)。如射在白墙上就成为一条五颜六色的光带。物理学上把这光带叫作光谱。原来太阳的白光是由许多种颜色光线组成的,而稜镜可以把这些不同颜色的光线一个个分开。光线的颜色和它的频率有关,一种光线无论它在频率上和它的光线区别多么微小,在通过稜镜时它都会受到特有的屈折,并在光谱上占据独有的位置。

但是,用玻璃做的稜镜只能分

析可见光线和接近可见光线的一部分红外线和紫外线。对于波长更长些的红外线,就应当使用氯化钠或氯化钾岩盐制成的稜镜。至于X射线,无论什么材料都只能使它发生极小量的折射,以至几乎无法使它分散成宽阔的光谱带。

原子的光谱是由一系列单独线条组成,称为线状光谱。在较早的原子光谱测量中,谱线的粗细是不等的,当仪器有了改进以后,才发现粗谱线并不是一条线,而是由靠得较近的许多谱线组成,这就是人们所说的光谱的精细结构。在一切原子的光谱中都存在精细结构,最简单的氢原子也不例外。

为了说明原子的光谱结构,要先从原子的能级状态说起。通常原子处于能量最低的状态,这种状态叫基态。有时原子也会处于能量较高的状态,这种状态叫激发态。这种不同能量的状态就是原子的能级。而且,原子的能量不能连续地变化,只能从一个能级跃迁到另一个能级。电子在原子内的每一个能级状态都可用一组量子数( $n, l, i$ )来表示。其中 $n$ 称为主量子数, $l$ 代表轨道角动量, $i$ 代表轨道角动量和电子自旋合成的总角动量。下表给出了氢原子的部分运动状态。按照狄拉克的相对论的量子理论,具有相同 $n$ 和 $i$ 的量子能级应当互相重合。例如对应于主量子数 $n=2$ ,有三个子能级 $2^2S_{1/2}$ ,  $2^2P_{1/2}$ 和

$n$	$l$	$i$	原子的状态符号
1	0	$\frac{1}{2}$	$1^2S_{1/2}$
2	0	$\frac{1}{2}$	$2^2S_{1/2}$
		$\frac{3}{2}$	$2^2P_{1/2}$
		$\frac{3}{2}$	$2^2P_{3/2}$

$2^2P_{3/2}$ 。其中的两个,即 $2^2S_{1/2}$ 和 $2^2P_{1/2}$ ,应该完全重合,因为它们有相同的 $i=1/2$ 。第三项 $2^2P_{3/2}$ 应当在它们以上 $0.365 \text{ 厘米}^{-1}$ 处(图2)。以往一直认为实验很好地证实

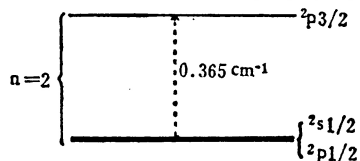


图2

了这个结果。

二次大战后,由于三厘米波长附近的微波技术的迅速发展,人们发现用微波技术可以测量能量差异很小的两个能级之间的原子跃迁,从而为研究原子光谱的精细结构提供了新的手段。1947年,兰姆和雷瑟福利用氢原子束的微波共振,发现氢原子的 $2^2P_{1/2}$ 能级确与狄拉克理论相符,但 $2^2S_{1/2}$ 的能级要比理论值稍稍高一点,即观察到了能级 $2^2S_{1/2}$ 相对于能级 $2^2P_{1/2}$ 有 $0.03 \text{ 厘米}^{-1}$ 的移位(图3),这个发现称为兰姆移位。实验的大致情况是(参看图4):

一束氢分子在 $2500-2600^\circ\text{K}$ 的高温下,分解为氢原子,然后受到

10 伏左右的电子轰击, 其中一部分的氢原子从正常态  $1^2S_{1/2}$  被激发到  $2^2S_{1/2}$  态 (激发能量为 10.2 电子伏), 即产生了  $2^2S_{1/2}$  激发态原子。

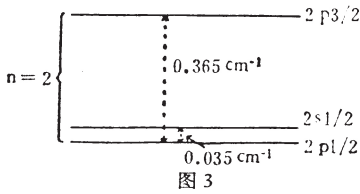


图 3

由激发态  $2^2S_{1/2}$  不能直接跃迁到基态  $1^2S_{1/2}$  去, 只能暂时停留在状态  $2^2S_{1/2}$  上。这些处于激发态的原子称为亚稳原子。亚稳原子可用一片钨板来探测, 当亚稳原子束射到钨板上时, 它们就把能量释放给金属

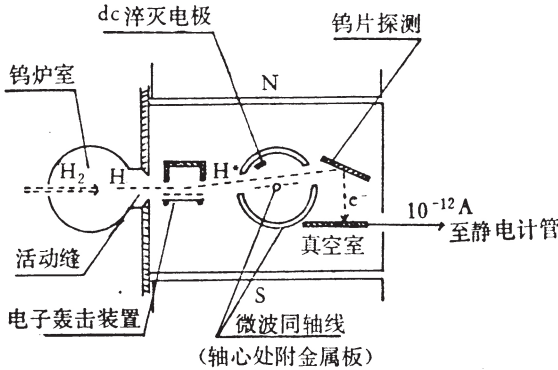


图 4

的传导电子, 使这些电子脱出金属表面而形成电子流。电子流的强度正比于每秒钟射到钨板上的亚稳原子数目。

如果亚稳原子束在射到钨板以前, 受到一个微波频率电场作用, 亚稳原子就可以跃迁到其它状态。比如说, 如果能级  $2^2S_{1/2}$  确实与能级  $2^2P_{1/2}$  不重合, 而高出它  $0.03 \text{ 厘米}^{-1}$  (注), 则在微波频率电场的影响下, 可发生两种跃迁: 在频率为 10000 兆周/秒附近, 亚稳原子将吸收场的能量由状态  $2^2S_{1/2}$  跃迁到状态  $2^2P_{3/2}$ ; 又当频率为 1000 兆周/秒时, 亚稳原子由被迫辐射而跃迁到  $2^2P_{1/2}$ , 随即迅速地跃迁到基态  $1^2S_{1/2}$  去 (图 5)。这样一来, 射到钨板上去的亚稳原子就少了, 探测器的电流就下降, 从而告诉我们发生了共振跃迁。从探测器上电子流与

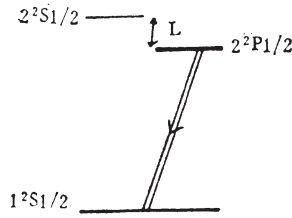


图 5

微波频率的关系, 可以看到: 第一种跃迁, 证明子能级  $2^2P_{1/2}$  和  $2^2P_{3/2}$  之间的距离为  $0.365 \text{ 厘米}^{-1}$ , 这和狄拉克公式所要求的相符合; 第二种跃迁, 发现能级  $2^2S_{1/2}$  相对于能级  $2^2P_{1/2}$  有  $0.03 \text{ 厘米}^{-1}$  的移位, 这与狄拉克理论相矛盾, 这就是说, 兰姆移位的实验提出了新的理论课题。当时立即展开了对狄拉克理论的一番讨论, 探索怎样才能使理论符合新的事实。结果, 兰姆关于氢光谱精细结构的发现, 促进了量子场论中“质量重整化”和“电荷重整化”方法的发展, 肯

定了真空的作用和真空的物质性。现在, 兰姆移位已由量子电动力学完全得到解释, 理论与实验结果完全一致。可以说, 这个现象是量子电动力学正确性的主要证据之一。

这样微小的能级差异所以能够测量出来, 是因为使用了精密的微波共振技术, 量度的准确度可达到 1 兆周/秒, 而这是光学方法所完全不能达到的。要想研究一组排列得极为紧密的光谱线, 而且每条谱线又有相当的宽度, 就是应用最精密的光学方法也是困难的。事实上, 能级  $2^2S_{1/2}$  和  $2^2P_{1/2}$  之间的距离, 已不在光学频率范围之内, 而在微波频率的区域中。

从这里也可以看到, 科学出于实践, 科学上的每一新发现与实验技术的提高密切相关。恩格斯说过: “我们只能在我们时代的条件

下进行认识, 而且这些条件达到什么程度我们便认识到什么程度。”但是认识是在无穷无尽的矛盾运动中前进的, 人类的认识是无限的。

近年来兰姆移位的实验, 一方面改进实验技术, 继续在氢原子上做, 如能级交叉法。另一方面则开展对氦, 氦离子, 锂离子, 正电子素 ( $e^+, e^-$ ),  $\mu$  子素 ( $\mu^+, \mu^-$ ) 等做为对象进行测量。1970 年的氢原子兰姆移位实验数值为  $1057.90(6)$  兆周/秒, 而理论计算值为  $1057.911(12)$  兆周/秒。

注:  $1 \text{ 厘米}^{-1} = 3 \times 10^4 \text{ 兆周/秒}$

王 刚