

穆斯堡尔效应 在矿物学中的应用

应育浦 李 哲

地质出版社

穆斯堡尔效应 在矿物学中的应用

应育浦
李哲 合编

地 质 出 版 社

内 容 简 介

穆斯堡尔效应是一种无反冲核的 γ 射线共振吸收现象，近十余年来，在矿物学中得到了广泛的应用，成为矿物学研究的重要手段之一。

本书简略介绍了穆斯堡尔效应原理及在矿物学中的应用。全书共分三部分：第一部分（1—3章）介绍了穆斯堡尔效应的原理、实验设备和方法、计算方法；第二部分（第4章）介绍了含铁矿物Fe穆斯堡尔效应的测定和解释；第三部分（5—8章）介绍了穆斯堡尔效应应用于矿物学研究的几个主要方面。

本书可供矿物、岩石、矿床、地球化学、地球物理工作者及大专院校有关专业师生阅读；同时，对从事固体物理、结晶化学工作的一些同志也有一定参考价值。

穆斯堡尔效应在矿物学中的应用

应育浦 李 哲 合编

国家地质总局书刊编辑室编辑

地 质 出 版 社 出 版

地 质 印 刷 厂 印 刷

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

1977年3月北京第一版·1977年3月北京第一次印刷

印数1—3,200册·定价0.50元

统一书号：15038·新194

前 言

近十余年来，由于生产实践的推动，矿物学得到了很大的发展。将固体物理学的理论和研究方法引进到古老的矿物学中来，是当前矿物学发展的重要特点之一。这样，就逐渐形成了一个以近代固体物理的理论为基础，以固体物理学的一些测试方法为手段（例如研究矿物的核磁共振谱、电子顺磁共振谱，红外吸收光谱、晶体场光谱、穆斯堡尔谱等），以通过研究矿物晶体中原子、原子核以及电子的结构和精细结构来阐明矿物的形成条件、标型特征和物理性质等为主要任务的新学科——矿物物理学。本书所介绍的穆斯堡尔效应就是其中最常用的研究方法之一。

由于在地壳中分布广泛的 ^{57}Fe 的14.4KeV（千电子伏特）能量的 γ 射线容易观测到穆斯堡尔效应，同时，穆斯堡尔谱仪设备比较简单，谱的解释比较容易，可以快速准确的确定矿物中铁的氧化状态、电子组态，配位数以及位置分布，并且适用于研究多相集合物（岩石和陨石），因此应用比较广泛。穆斯堡尔效应所能解决的问题都与矿物形成条件（温度与压力等）、标型特征等有密切关系，因此，近十年来已对主要硅酸盐和一些硫化物、氧化物、氢氧化物、硼酸盐及磷酸盐进行了测定和研究。

经过无产阶级文化大革命，在毛主席革命路线的指引下，我国社会主义革命正在不断深入，社会主义建设正在蓬勃发展。为了适应这一新的形势，使广大从事矿物、岩石、矿床、地球化学及地球物理工作的同志对穆斯堡尔效应及其应用有所了解，遵照伟大领袖毛主席“洋为中用”的教导，我们编写了这本书。书中没有复杂的数学公式，着重介绍谱的解释和应用，这样就可使具有一定物理基础知识的同志掌握它。由于我们水平有限，书中会有一些缺点和不妥之处，请同志们批评指正。

目 录

第一章 放射性、核的性质和穆斯堡尔效应	1
1.1 放射性.....	2
1.2 放射性衰变和海森伯测不准原理.....	4
1.3 核的性质.....	5
1.4 多普勒效应.....	7
1.5 无反冲核的 γ 射线共振吸收 (穆斯堡尔效应)	8
1.6 穆斯堡尔核种.....	19
第二章 穆斯堡尔参数	21
2.1 同质异能位移.....	21
2.2 四极分裂.....	25
2.3 磁的塞曼分裂.....	29
2.4 线型、线宽和面积.....	30
第三章 实验设备和计算方法	33
3.1 穆斯堡尔谱仪的基本设备.....	33
3.2 其它实验方法.....	38
3.3 计算方法.....	44
第四章 矿物穆斯堡尔谱的测定结果和解释	50
4.1 单链硅酸盐.....	50
4.2 双链硅酸盐.....	61
4.3 岛状硅酸盐.....	71
4.4 层状硅酸盐.....	77
4.5 氧化物和硫化物.....	80
第五章 矿物中铁的氧化状态、电子组态等性质的确定	90
5.1 矿物中铁的氧化状态和电子组态.....	90
5.2 矿物中铁的配位数.....	96
5.3 四极分裂和结构变化的关系.....	99

第六章 测定矿物中阳离子位置分布及有序—无序程度	103
6.1 阳离子位置分布和有序—无序概念	103
6.2 测定阳离子位置分布的穆斯堡尔谱法	106
6.3 与X射线方法的对比	111
6.4 斜方辉石中 Fe^{2+} 位置分布的测定	112
6.5 单斜辉石中 Fe^{2+} 位置分布的测定	120
6.6 镁铁闪石中 Fe^{2+} 的位置分布的测定	122
6.7 阳起石中 Fe^{2+} 位置分布的测定	126
6.8 橄榄石中 Fe^{2+} 位置分布的测定	127
第七章 岩石和陨石的穆斯堡尔谱	129
7.1 方法和一般的假设	129
7.2 陨石的穆斯堡尔谱	130
7.3 岩石的穆斯堡尔谱	135
7.4 穆斯堡尔效应研究块状样品的优缺点	141
第八章 高压穆斯堡尔谱与地幔矿物学的关系	143
8.1 中心位移的变化及其应用	144
8.2 四极分裂的变化及其应用	146
8.3 压力引起铁的氧化—还原反应	147
8.4 相变与固态反应	148
8.5 自旋多重性的变化及其应用	149
8.6 磁性变化及其应用	150
8.7 无反冲分数的变化及其应用	151
参考文献	153

第一章 放射性、 核的性质和穆斯堡尔效应

穆斯堡尔效应 (Mössbauer effect) 是一种无反冲的核 γ 射线的共振吸收现象。1957年穆斯堡尔在观测 ^{191}Ir 的 γ 射线共振吸收时发现了这个现象, 但是, 当时并没有引起人们的注意。1960年发现 ^{57}Fe 的14.4KeV*能量的 γ 射线无反冲共振吸收后, 在物理、化学等领域中才开始了广泛的应用。由于铁在地壳中分布非常广泛, 多数矿物都含有铁, 所以从1965年开始, 人们已认识到Fe穆斯堡尔效应在矿物学研究中的重要性。十多年来, Fe穆斯堡尔效应已经成为矿物学研究的一种重要工具。

大部分穆斯堡尔研究使用 ^{57}Fe 和 ^{119}Sn 。但是, 已经在四十多种其它元素中发现了这种效应, 其中至少有二十种同位素在比较容易实现的条件下就能给出有用的资料。

穆斯堡尔效应和紫外, 可见及红外吸收技术一样, 都是基本的共振技术, 它们之间有很多相似之处, 其基本设备都包括光子源, 吸收体和光子探测器。在紫外、可见和红外吸收光谱中, 使用光栅或棱镜来调制被加热的灯丝所辐射的光子能量, 光子的不连续能量被样品中电子或振动原子共振吸收。在穆斯堡尔效应中, 放射源的 γ 射线能量由给予它的多普勒 (Döppler) 速度进行调制, γ 射线的不连续能量被吸收体的核共振吸收, 透过吸收体的 γ 光子数是能量的函数。当发生共振时, 能观测到一个或几个吸收峰。

在介绍穆斯堡尔效应之前, 先来讨论一些与穆斯堡尔效应有关的基本概念: 放射性, 核的性质, 多普勒效应等。

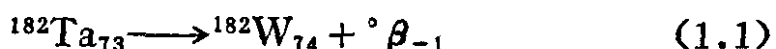
*eV = 电子伏特, KeV = 千电子伏特。

1.1 放 射 性

对穆斯堡尔实验来说,最重要的是放射性同位素。在实验中,它做为放射源辐射出所需要的 γ 射线。下面,先介绍核性质的基础知识和某些简化符号,然后再来讨论放射性。

我们都知道,核由质子和中子组成。如果用 Z 和 N 分别表示组成核的质子数和中子数,那么,原子核的质量数 $A' = (N + Z)$ 。我们使用元素的化学符号表示核的种类,把 Z 做为右边角标, A' 做为左边角标,这样就给出了表示核的简化符号。例如符号 $^{57}\text{Co}_{27}$ 表明,这个核有27个质子和30个中子。通常,我们把原子序数相同但质量数不同的核叫同位素,例如 $^{35}\text{Cl}_{17}$ 和 $^{37}\text{Cl}_{17}$ 。把质量数相同但原子序数不同的原子类型叫同量异位元素,例如 $^{130}\text{Xe}_{54}$ 和 $^{130}\text{Ba}_{56}$ 。同位素又分成放射性同位素和稳定同位素。放射性同位素的衰变大部分是 (β) , (α) 和 (γ) 衰变。

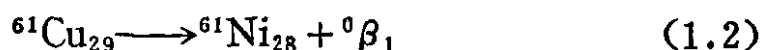
在放射性的衰变过程中,我们把原子序数 Z 发生变化而质量数 A' 保持不变的叫做 β 衰变。有三种最普通的 β 衰变过程,这就是负电子(β^-)衰变,正电子(β^+)衰变和电子捕获。在负电子衰变过程中,发射负电子,并且原子序数增加一个单位,例如:



根据现在的观点,这里发生了一个中子转变为一个质子的变化,形成 ^{182}W 核的激发态,并且在它衰变为核的基态时,辐射 γ 射线。

应当指出,表示核反应所使用的方程(1.1)与化学反应类似,其质量数和原子序数均应守恒,此外,诸如像电荷、能量和动量等也应守恒。 ${}^0\beta_{-1}$, ${}^0\beta_1$, 1n_0 分别表示电子,正电子和中子。

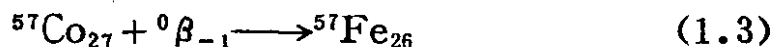
由质子转变为中子时形成了正电子或者 β^+ 衰变。正如在下面例子中将要看到的,原子序数减少一个单位:



这里形成了激发态的 ^{61}Ni ,当它衰变到稳定的基态时,辐射出 γ

射线。

β 衰变的第三种方式是电子捕获。当中子不足或质子富集的原子核捕获一个内部价电子时，就形成了电子捕获。最重要的穆斯堡尔同位素 ^{57}Fe 是由 ^{57}Co 捕获电子形成的，其过程可写为：



这里形成的 ^{57}Fe 处于核的激发态，它辐射三种不同能量的 γ 射线（14.4KeV, 123KeV, 137KeV），最后衰变为稳定的 ^{57}Fe 的基态（图1.1）。

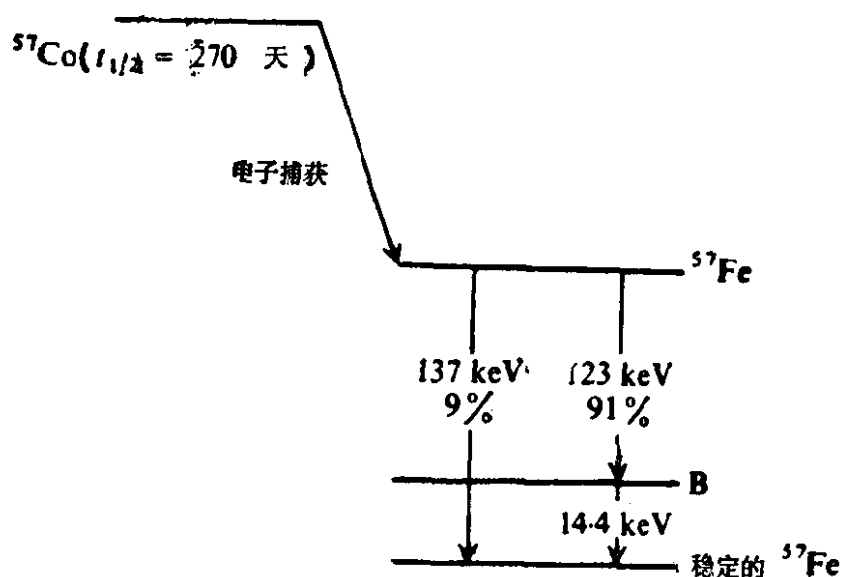
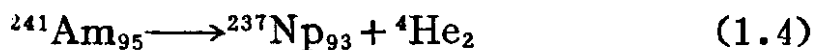


图 1.1 ^{57}Co 衰变为稳定的 ^{57}Fe 。14.4KeV是最重要的穆斯堡尔光量子

上面我们介绍了三种类型的 β 衰变，下面再来谈谈 α 衰变和 γ 辐射。

对 α 衰变来说，其辐射体的质量限定在140以上，所辐射的 α 粒子，就是通常我们所熟悉的氦核 ${}^4\text{He}_2$ 。这种辐射的一个例子是：



$^{237}\text{Np}_{93}$ 又辐射 γ 射线而回到基态。在这种情况下， $^{237}\text{Np}_{93}$ 也是具有放射性的。

正如上面所多次指出的， β 和 α 衰变过程经常形成处于激发状态的核，解除激发状态的过程通常包括高能电磁辐射，这就是

γ 辐射。最常见的情况是，从激发态到基态的跃迁通过一些中间激发态而辐射出一些 γ 射线（图1.1）。

1.2 放射性衰变和海森伯 (Heisenberg) 测不准原理

放射性物质经由 β 或 α 衰变或者核的激发态经由 γ 辐射的衰变过程都遵循着指数定律： $N = N_0 e^{-\lambda t}$ 这里， N 是时间 t 时不稳定状态的原子数， N_0 是 $t = 0$ 时的原子数， λ 是放射性物质的特征常数。通常，我们使用半衰期 $t_{1/2}$ 来表示衰变的速率，它是初始原子数 N_0 减到 $\frac{1}{2} N_0$ 所需要的时间。当 $t = t_{1/2}$ 时，容易看出：

$$t_{1/2} = 0.693 / \lambda \quad (1.5)$$

放射过程的半衰期大约在 10^{-10} 秒到 10^{15} 和 10^{17} 年之间，当然，这些数值可能和测量方法灵敏度的极限有关。例如， ^{241}Am 的半衰期为 458 年，而 ^{57}Co 为 270 天， ^{61}Cu 为 3 小时等。辐射 γ 射线的核激发态，一般只有很短的半衰期，通常在 10^{-6} 到 10^{-10} 秒范围之内。例如， ^{57}Fe 的第一激发态（图1.1）的半衰期为 10^{-7} 秒，而 ^{61}Ni 的一个激发态半衰期为 $\sim 5 \times 10^{-9}$ 秒。

辐射的 γ 射线能量不是单值的，它在平均能量 E_γ 附近有一个能量分布，这种分布在线型上是劳伦兹 (Lorentzian) 型的，用下面三个量来表示它的特征：平均能量 E_γ ，半高度上的线宽 Γ_{ex} 和面积 A 。半高度上的最小线宽 Γ_H 决定了穆斯堡尔实验的灵敏度， Γ_H 是由核状态的平均寿命 $\tau (= t_{1/2} / 0.693)$ 和海森伯测不准原理决定的：

$$\Gamma_H \cdot \tau = h / 2\pi = \hbar \quad (1.6)$$

这里， h = 普朗克常数 $= 6.629 \times 10^{-34}$ 焦耳·秒。（1 焦耳 $= 6.24 \times 10^{18}$ eV），解出 Γ_H ：

$$\Gamma_H (\text{eV}) = 6.58 \times 10^{-16} / \tau \quad (1.7)$$

或者：

$$\Gamma_H (\text{eV}) = 4.56 \times 10^{-16} / t_{1/2} \quad (1.8)$$

考虑 ^{57}Fe 的激发态 B （图1.1），它的半衰期 $t_{1/2} = 97.7 \times 10^{-9}$ 秒，则 Γ_H 为 4.67×10^{-9} eV，或者为 0.097 毫电子伏。这样，线宽和 E_γ 比

较起来是非常小的，也就是说 $\Gamma_H/E_\gamma = 3.24 \times 10^{-13}$ 。与此比较，对于紫外区域能量为 10eV 的光量子 ($\sim 80000 \text{厘米}^{-1}$) 来说， Γ_H 具有 10^{-8}eV 这样的数量级， $\Gamma_H/E_\gamma \sim 10^{-9}$ ，而由于多普勒加宽，实验上观测到的 Γ_{ex}/E_γ 接近 10^{-7} 。

由方程 (1.8) 可以看出，当 $t_{1/2}$ 越小时， Γ_H 越大，当 $t_{1/2}$ 越大时， Γ_H 越小。这样，当 $t_{1/2} = 10^{-5}$ 秒时， $\Gamma_H = 4.56 \times 10^{-11} \text{eV}$ ，当 $t_{1/2} = 10^{-10}$ 秒时， $\Gamma_H = 4.56 \times 10^{-6} \text{eV}$ 。这两个例子代表了穆斯堡尔谱所用的 γ 跃迁的线宽极限。

1.3 核 的 性 质

我们知道，电子、质子和中子围绕中心轴有本征角动量 $\frac{1}{2}\hbar$ ，因此，某些核也具有角动量，这个性质一般用自旋 I 来描述，它是 $\hbar$ 的整数或半整数倍。因为质子与中子数之和为 A' ，并且每一个质子或中子只能够加上或减去它的 $\frac{1}{2}\hbar$ 角动量，所以 A' 为偶数的核具有包括零在内的整数自旋，而 A' 为奇数的核有半整数的自旋。

量子论证明，所允许的核自旋状态是量子化的，也就是说，如果一个核具有自旋 I ，那么它只能有 $m_I = I, I-1, \dots, -I$ 的自旋分量。例如，如果一个核自旋 $I = \frac{1}{2}$ ，那么 m_I 只能取两个可能的数值： $+\frac{1}{2}$ 和 $-\frac{1}{2}$ ；如果一个核的自旋 $I = \frac{3}{2}$ ，那么 m_I 有四个可能的数值： $+\frac{3}{2}, +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}$ 。在某些情况下， m_I 不同的状态具有相同的能量，称它们处于简并状态，而在另外一些情况下，核与核外的力（磁场和电场）相互作用，消除了能级 m_I 的简并。

$I \neq 0$ 的核所形成的磁矩由下面方程给出，

$$U_N = g_N \beta_N I \quad (1.9)$$

这里， g_N 是核的郎德因子， β_N 是核的玻尔磁子，它等于 $\frac{e\hbar}{2mc}$ ，

e 和 m 是质子的电荷和质量， c 是光速。

如果对核自旋 I 加上一个稳定的磁场 H ，或者周围电子产生

一个永久磁场 H ，那么，在磁场和磁矩 U_N 之间存在着相互作用，这样就形成了 $(2I+1)$ 个能级，其能量值由下式给出：

$$E_m = -g_N \beta_N H' m_I \quad (1.10)$$

这里， H' 是核位置上的磁场，一般说来，它与所加磁场不同，并且，如上所述：

$$m_I = I, I-1, \dots, -I$$

能级简并状态完全消除，所有能级间距是相等的 $(=g_N \beta_N H')$ ，其数量正比 g_N 和 H' 。

除了磁偶极矩之外，自旋 $I \geq 1$ 的核有四极矩 Q ，它和局部电场相互作用使简并的能级分裂。四极矩可以看做是由核上椭圆形的电荷分布造成的。图1.2b相当于能量较低的情况，这是因为它的正电荷最接近负的外部电荷。这两个方向相当于两组不同的 m_I 值。对 $I = \frac{3}{2}$ ，核正好能取相当于 $m_I = \pm \frac{3}{2}$ 和 $m_I = \pm \frac{1}{2}$ 两个方向。这些能级之间的间隔叫四极分裂 ($Q.S.$)：

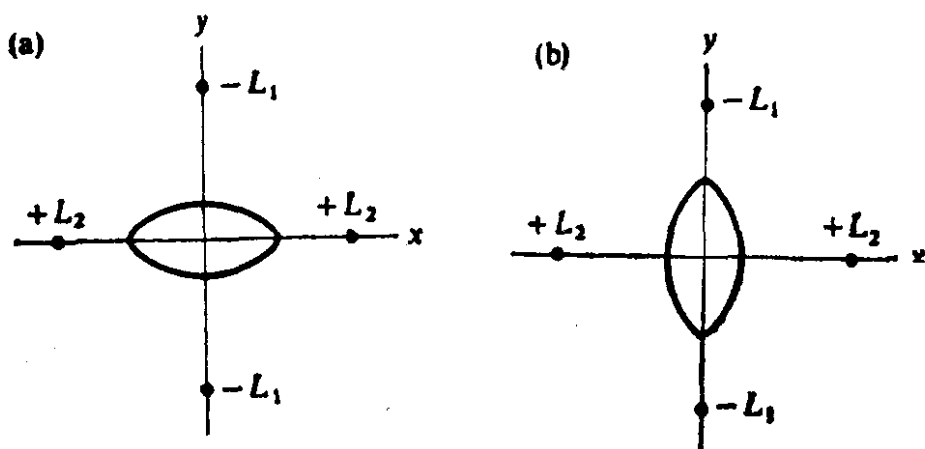


图 1.2 在四个电荷的场中，表示一个非球形核两种取向的示意图。因为正电荷最接近负的配位基电荷，所以图b在能量上是有利的

$$Q.S. \propto q Q \quad (1.11)$$

这里， q 正比于电场梯度的 Z 分量。

对于较高的非整数自旋，四极分裂形成 $I + \frac{1}{2}$ 个能级，对于整数自旋，在最一般的情况下可以得到 $(2I+1)$ 个能级。四极相互作用只是部分地消除核能级的简并，而磁相互作用则完全消

除简并。

最后，与穆斯堡尔中心位移有关，核的半径是一个重要的参数。对于能量不大的 α 粒子和重核，使用它们之间库仑相互作用圆满地解释了 α 粒子散射理论，但对于能量大的 α 粒子被 Z 小的核所散射的实验，发现核的近处还有一个变得比 r^{-2} 明显快的吸力（核力）跟库仑力相加，把这个核力作用的区域定义为核的半径。

1.4 多普勒效应

穆斯堡尔实验所使用的放射源（例如 ^{57}Co ）辐射能量不同的 γ 射线，选择其中一种能量的 γ 射线做为光子源。正如在上面所看到的，根据海森伯测不准原理，这个光子具有很窄的线宽。在各种形式的谱中，都是通过某种方法来改变光子源的能量。例如，在红外光谱中，采用光栅或棱镜的方法来调制光子能量。在穆斯堡尔谱中，利用多普勒效应来调制放射源的 γ 射线能量。

多普勒效应是声音或电磁频率由于辐射体相对观察者运动而改变其频率的一种现象。多普勒在1842年研究声波时发现了这个现象，而后注意到这个效应对电磁波也同样正确。让我们考虑一个能量为 E_γ 的光子源，它以速度 v_0 直接向着观察者运动，光子能量的变化 ΔE_s 由下式给出：

$$\Delta E_s = (v_0/c) E_\gamma \quad (1.12)$$

如果放射源运动方向和源与观察者连线方向所成角度为 θ ，那么 ΔE_s 为 $(v_0/c) E_\gamma \cos\theta$ 。

在穆斯堡尔实验中，把 γ 射线源（例如 ^{57}Co 源）固定在一个振荡器上，使放射源振动以得到所希望的光子能量范围。与 E_γ 相比，由调制速度所产生的能量变化是很小的。例如，考虑 ^{57}Fe 的14.4KeV的 γ 射线，对这种同位素来说，1厘米/秒的速度相当于 $\Delta E_s = 14.4 \times 10^3 / 3.00 \times 10^{10} = 4.80 \times 10^{-7} \text{eV}$ ，这与 E_γ 相比是相当小的，但是却比上面得到的自然线宽 Γ_H ($4.67 \times 10^{-9} \text{eV}$) 大两个数量级。

1.5 无反冲核的 γ 射线共振吸收 (穆斯堡尔效应)

共振吸收是一种常见的物理现象。例如，我们使用两个具有同样固有频率的音叉，很容易实现声音的共振。如果我们敲击一个音叉，使它振动，那么，另一音叉被来自第一个音叉的声波所激发，它就以最大振幅 A_0 进行振动，这就是共振。如果两个音叉的固有频率不同，那么，当敲击一个音叉时，虽然另一个音叉也能在第一个音叉的声波激发下做受迫振动，但振动的振幅就要小些，图 1.3 b 是两个音叉固有频率比 $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ 与振幅 A 之间关系的示意图。

除在音叉之间会发生共振之外，在原子，分子，原子核之间都会发生共振吸收现象，本节所讲的穆斯堡尔效应就是一种无反冲核的 γ 射线共振吸收现象，为了更好地理解它，我们先来介绍光的共振吸收，然后再来谈观测核 γ 射线共振吸收时遇到的困难，以及有反冲核的 γ 射线共振吸收，最后介绍一下无反冲的核 γ 射线共振吸收和穆斯堡尔谱。按照这样一个顺序，我们就可以更好地了解微观世界共振吸收现象的实质以及无反冲核的 γ 射线共振吸收的特点。

(1) 光的共振吸收 光的共振吸收的例子是很多的，在紫外，可见以及红外光谱中，使用棱镜或光栅连续地改变光源所辐射出来的光的波长，用这样方法

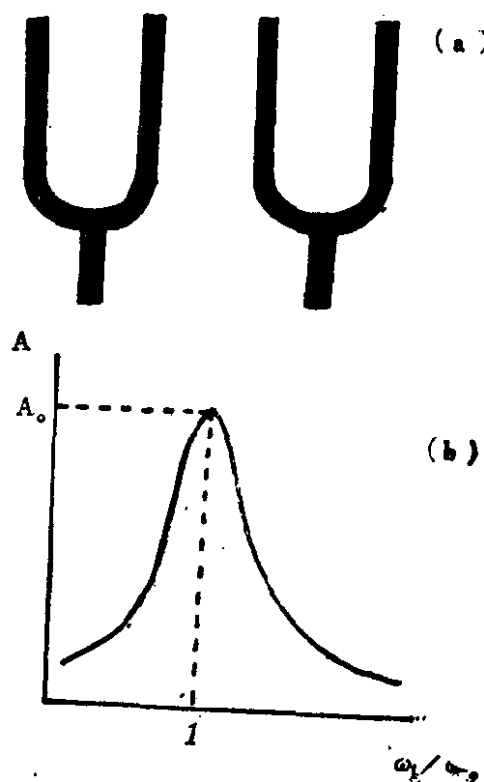


图 1.3

(a) 两个音叉的共振实验
(b) 两个音叉的固有频率比

$\frac{\omega_1}{\omega_2}$ 和振幅 A 之间的关系

选择共振吸收所需要的频率或波长，这是比较常见的光的共振吸收现象。下面我们举 Na-D 线的例子来具体说明光的共振吸收现象。

如图1.4所示，把Na-D线做为光源，在光路上放置一个充有钠气体的玻璃球体。钠光源和玻璃球体中的钠气体，它们的电子能级都是一样的，当钠光源从激发态跃迁到基态时，辐射的能量为两个能级的能量差： $E_e - E_g = h\nu$ ，也就是说，辐射出频率为 ν 的黄色光（Na-D线）。由于放置在光路上的钠气体的电子能级与

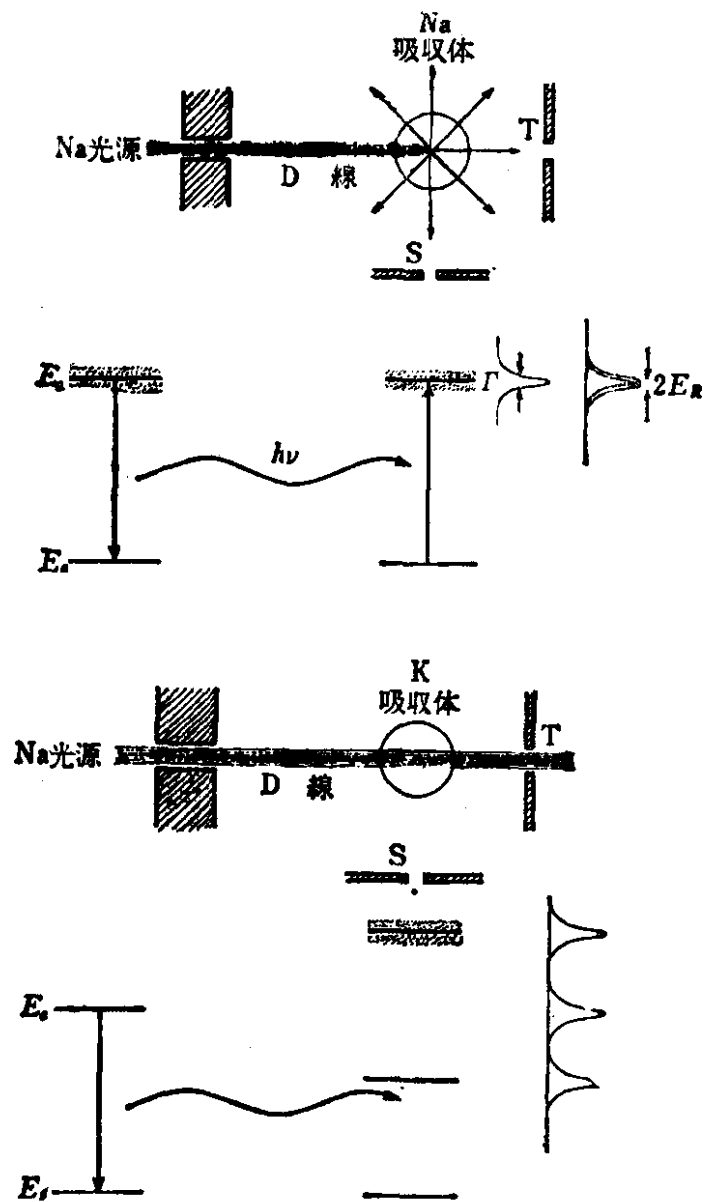


图 1.4

Na-D线的共振吸收现象。下图中，K为吸收体，没有形成共振。 E_R 是反冲能量， Γ 是能级自然线宽

光源能级完全相同，因此，玻璃球中的钠气体可以吸收由光源辐射的频率为 ν 的黄色光，而使它的原子从基态跃迁到激发态上去。这时，我们如果在光路的右侧观测，光的强度将由于吸收体的吸收而减弱。

如果玻璃球体中充的不是钠气体，而是钾气体，那么，黄色光通过后强度不变。这是因为，钾原子的电子能级与钠的不一样，因此，Na-D线 $h\nu$ 不能激发钾原子，这样就不能产生共振吸收。由某种物质原子的激发态跃迁到基态时所辐射的光，被同种物质的原子的基态吸收的现象叫原子的共振吸收。

图1.4中，如果从光路的侧方观测，那么由于玻璃球内的吸收体（钠气体）在很短时间内便会由激发态跃至基态而辐射出能量为 $h\nu$ 的光，并且这时的光是沿着各个方向辐射，因此侧方也能观测到黄色的光，称这种现象为共振散射；但是，若玻璃球体内充有钾气体，那么，在侧方是不会观测到光的。

在分子中，分子的振动能级是由分子本身决定的，同种分子的振动能级是一样的，因此也存在类似上面所讲的共振吸收现象，只不过由于分子振动能级之间的能量差较小，这里产生的是红外线的共振吸收。

（2）观测 γ 射线共振吸收时反冲能量的影响 图1.5中，如果利用处于激发态的核做为放射源，处在基态的同种原子核做为吸收体，那么，由于同种原子核的能级是相同的，因此，也应该观测到和原子共振吸收类似的现象，因为这时是原子核辐射 γ 射线，所以叫原子核的 γ 射线共振吸收。基于这样一个考虑，库赫（W. Kuhn）于1924年进行实验，后来又有人进行过一些实验，但是，由于核 γ 射线共振吸收与光共振吸收存在着一些重要差别，而未能观察到原子核的 γ 射线共振吸收现象。由于这些差别对理解穆斯堡尔效应很重要，所以下面将概述一下。

γ 射线，是从核的激发态跃迁到基态时所辐射的电磁波，一般来说，和电子在能级之间跃迁所辐射的光相比，它在能量上要大得多， γ 射线的能量在10KeV到10MeV之间，与此相比，

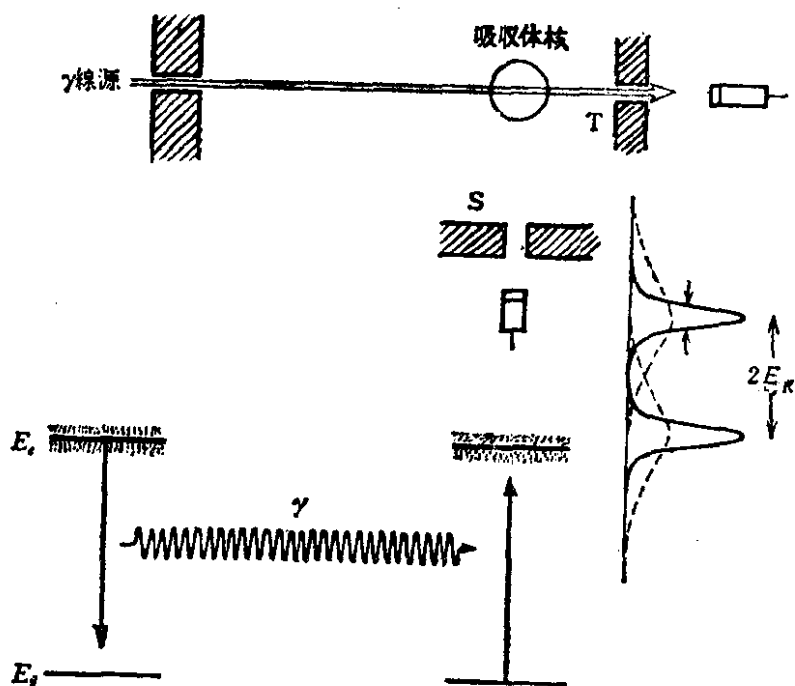


图 1.5

原子核的 γ 射线共振吸收。反冲能量

E_R 大于激发态能级的自然宽度

图中虚线还示出了由于原子核的热运动而引起了能级宽度增大，以及增大了的能级宽度的重叠部分

Na-D 线能量仅为 2.1eV。如果把 γ 射线做为光粒子来考虑，它的静止质量 m 和能量 E_γ 之间，根据爱因斯坦关系式，存在着下述关系：

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = E_\gamma = mc^2 \quad (1.13)$$

这里， c 是光速， λ 是波长。如果原子核 辐射出光子，它将受到反冲作用，因而向相反方向运动（见图1.6）。若设原子核质量为 M ，原子核反冲速度为 v ，根据动量守恒定律，则有：

$$P = Mv = mc = \frac{E_\gamma}{c} = \frac{h\nu}{c} \quad (1.14)$$

如用 E_R 表示原子核的反冲动能，则有：

$$E_R = \frac{1}{2} Mv^2 = \frac{(Mv)^2}{2M} = \frac{1}{2M} \left(\frac{E_\gamma}{c} \right)^2 \quad (1.15)$$

根据原子核辐射 γ 射线前后能量守恒定律，则有：