

# 用康普顿散射探测电子动量分布

陈成钧

五十六年前，吴有训正在美国伊利诺斯州的芝加哥大学的实验室里当 A. H. 康普顿的研究生。康普顿经过多年摸索，发现了光子被电子散射时波长变长的规律——康普顿效应<sup>[1]</sup>，并且在 1923 年初发表了理论文章和初步实验结果。但是康普顿只用石墨做散射体做了实验，这种规律是否普遍成立，在当时还是个疑问。于是，吴有训就用一系列轻元素当散射体，仔细做了 X 射线散射实验。他用过的元素有锂、铍、硼、碳、钠、镁、铝、硅、硫、钾、钙、铬、铁、镍、铜等。除了证实波长变化的中心位置与康普顿的理论结果  $\Delta\lambda = (2h/mc)\sin^2 \frac{1}{2}\theta \cong 0.0484 \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\theta$  一致外，还发现了，对各种不同的元素，散射 X 射线谱的轮廓有所不同。这种不同反映了不同元素中的电子运动状态不同<sup>[2,3]</sup>。这一现象引起了广泛的注意(图 1)。

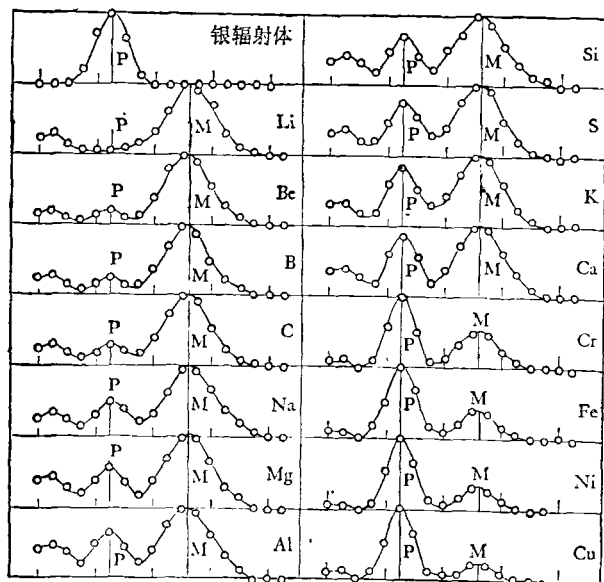


图 1 被不同元素所散射的银 K<sub>α</sub> 谱线，它显示出不变线的凸部随着原子序数的增加而增加

为了弄清楚散射线轮廓的含义，有几位物理学工作者<sup>[4-6]</sup>做了一系列理论和实验工作。他们的工作成果表明：康普顿散射轮廓直接反映了物质内部的电子动量分布。在 1924—1937 年这一个时期内最重要的成果之一，就是 1929 年 Du Mond<sup>[4]</sup> 用直接实验的方法证明了金属锂中的外层电子服从 Fermi-Dirac 分布律而不是 Maxwell-Boltzmann 分布律。此外，对氦等元素做的散射实验，获得了与用量子力学方法计算出来的动量分布相当一致的实验结果<sup>[7]</sup>。

在三十年代，这种实验是异常艰难的。散射出来的 X 射线强度太弱。当时既没有足够强大的 X 射线源，又没有足够灵敏的探测器——主要靠照相底片。为了获得足够的分辨率，尽管用了极其高超的实验技巧<sup>[6]</sup>，需要的曝光时间竟长达 2000 小时！由于计算工具不发达，理论工作者也提不出很多能与实验结果详细比较的计算结果。

几乎沉寂了三十年以后，从 1965 年开始，用康普顿轮廓法 (Compton profile) 探测电子动量分布的实验和理论工作空前活跃起来。原因如下：

1. 量子化学、固体物理的发展，需要电子运动状态的实验数据，而康普顿轮廓法提供了探测电子动量分布的简单而直接的实验方法。它具备其他方法所没有的一些优点。第一，它几乎只反映外层电子的运动状态，内层电子的反映和干扰很弱，而前者正是量子化学和固体物理研究的重点。第二，各个电子的散射是互不相关的，因此有缺陷、位错、杂质的样品与超纯完美晶体做出来的实验结果是一样的，这就使样品制备工作大为简化。第三，在不牵涉到复杂理论计算的条件下，从轮廓线上就可以直接

得出一系列定性的结论，直接联系着分子和固体中电子的某些重要性质。

2. 新的、强有力的实验设备的出现，使实验工作容易得多了。最近二十年来，X光管的设计不断获得重大改进，钨或银阳极的X光管，功率达3kW的已很普遍，寿命可达10000小时，其输出的长期和短期稳定性都很好。1975年还出现了功率为100kW的产品。在探测器方面，碘化钠晶体闪烁计数器与半导体电路联用，可以记录单个X射线光子的数目，而且可以从波长上把X光谱仪的其他阶次的衍射光子区分出去。数据的记录和初步整理可以自动进行。虽然在安排实验过程时仍需在分辨率和时间之间折衷考虑，但是整个实验已经不是一种艺术而是一种科学。

3. 计算机的广泛使用，使复杂系统的电子波函数的计算成为可能，因此就有更多的理论计算结果来与实验相比较。

最近十多年来，已经对各个轻元素及其化合物做过康普顿轮廓实验，而且已经扩展到包括稀土金属这样重的元素，并获得了许多重要结果。目前仍在不断发展。1965年，还只有两个实验室做这项工作，到1976年已增加到八个，此外还有五个团体经常在杂志上发表有关的理论分析文章。为了考察实验的精度和探讨误差的来源及消除方法，1976年英国格拉斯哥的Strathclyde大学应用物理系发起举办了一次全世界规模的相互校核，约定用水做样品，把十三组来自不同国家的实验室的测量结果加以对照，最后得出结论：如果在样品制备、仪器布置和数据分析方面严格要求的话，达到±1%的重复度是不成问题的；而对照性的实验则可达到±0.5%甚至更好些<sup>[9]</sup>。

以下我们对用康普顿散射探测电子动量分布的理论、实验方法、主要结果和发展方向作一简单介绍。

## 一、理 论

关于康普顿散射轮廓与电子运动状态的关  
物理

系，曾有许多人从事过理论研究<sup>[5,6,10,11]</sup>。这里只介绍一种，即所谓脉冲近似（impulse approximation）。这种理论物理图象清楚，推导过程简单，但是基本上可以相当准确地解释所有的实验结果。

它的思想是这样的：每个电子都可以看成是独立的，在所有的原子核和其他电子形成的场中运动。一个光子和一个电子的碰撞是瞬时的。在碰撞前一瞬间，这个电子有确定的动量。从统计上看，电子在某一动量  $\mathbf{P}$  附近的几率，等于电子在动量空间中的波函数的模的平方： $\rho = \chi^*(\mathbf{P})\chi(\mathbf{P})$ 。此外，外层电子的电离能通常小于几十个电子伏特，而在散射过程中转移的能量达几千电子伏特以上，所以前者可以忽略。在以下的推导中，还进一步假定电子的动能是经典的： $E_k = \frac{1}{2}mv^2$ ，因为对X射线散射来说，电子的速度总比光速小得多。

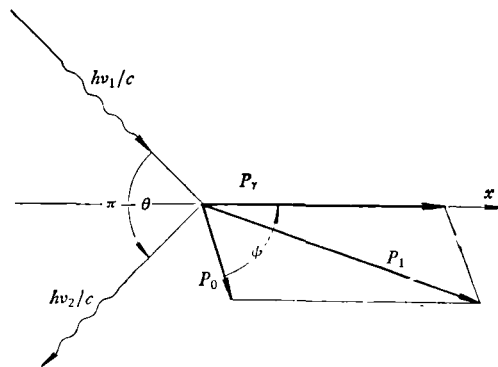


图 2

首先来分析光子和电子的碰撞过程。从图2可以看出，如果光子传递给电子的动能不太大，则在计算光子动量变化时，可以只计及由于方向改变引起的动量转移而忽略光子动量绝对数值的变化。这对于X射线散射的情形是很好的近似。因此，传递给电子的动量、方向是沿着光子的人射方向和出射方向的分角线的（图2中的  $x$  轴），大小等于

$$P_x = 2 \frac{h\nu_1}{c} \sin \frac{1}{2} \theta, \quad (1)$$

其中  $\theta$  是散射角。假定电子在碰撞前的动量是

$P_0 = mV_0$ , 与  $x$  轴的夹角是  $\psi$  (它不一定在入射平面内), 则电子在受到光子的撞击以后的动量  $P_1$  就是  $P_0$  与  $P_r$  的矢量和, 动能增加了

$$\begin{aligned} \Delta E_k &= \frac{P_1^2}{2m} - \frac{P_0^2}{2m} \quad (2) \\ &= \frac{1}{2m} \left[ 4 \left( \frac{h\nu_1}{c} \right)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right. \\ &\quad \left. + 4 \frac{h\nu_1}{c} m\nu_0 \sin \frac{\theta}{2} \cos \psi \right]. \quad (3) \end{aligned}$$

电子动能的增加是靠光子能量的减少作为补偿的, 即

$$\Delta E_1 = h(\nu_1 - \nu_2). \quad (4)$$

因此有

$$\frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_1} = \frac{2h\nu_1}{mc^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{2\nu_0}{c} \sin \frac{\theta}{2} \cos \psi. \quad (5)$$

换算成波长, 就得到波长增加的数值:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{2\nu_0}{c} \lambda \sin \frac{\theta}{2} \cos \psi \quad (6) \\ &= \Delta\lambda_c + \frac{2\lambda}{mc} P_x \sin \frac{\theta}{2}. \quad (7) \end{aligned}$$

上式中的第一项, 就是静止电子的康普顿波长增加量. 第二项与电子在  $x$  轴方向, 即晶体学散射矢量 (crystallographic scattering vector, 图 2 的  $x$  轴) 方向上的动量分量  $P_x$  成正比.

如果准确地按相对论能量动量守恒定律进行推导, 则结果是<sup>[6,11]</sup>

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{P_x}{mc} \lambda^*, \quad (8)$$

其中

$$\lambda^* = (\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - 2\lambda_1\lambda_2 \cos \theta)^{1/2}.$$

容易看出, 当  $\lambda_1 \approx \lambda_2$  时, (8) 式就变为 (7) 式.

把 (7) 式对  $P_x$  进行微分, 得

$$dP_x = \frac{mc}{2\lambda \sin \frac{\theta}{2}} d\lambda \equiv dq. \quad (9)$$

因为  $\lambda$  和  $P_x$  成线性关系, 所以, 在康普顿散射谱图上, 可以用一个新变量  $q$  来代替  $\lambda$  作横坐标以简化其后的运算.

假设电子的动量分布是

$$d\omega = \chi^*(\mathbf{P})\chi(\mathbf{P})dP_x dP_y dP_z. \quad (10)$$

对  $dP_y$  和  $dP_z$  进行积分, 并利用 (9), 可得

$$\frac{d\omega}{dq} \equiv J(q) = \int_{-\infty}^{\infty} dP_y \int_{-\infty}^{\infty} dP_z \chi^*(\mathbf{P})\chi(\mathbf{P}). \quad (11)$$

这就是实验测得的谱线轮廓 ( $d\omega/dq$ ) 与电子动量波函数  $\chi(\mathbf{P})$  之间的普遍关系式.

如果电子动量分布是球对称的, (11) 式还可以简化. 引进

$$I(P) = 4\pi P^2 \chi^*(P)\chi(P), \quad (12)$$

$I(P)dP$  是动量绝对值在  $P$  和  $P + dP$  之间的电子几率, 则 (11) 式可化成

$$J(q) = \int_a^{\infty} \frac{I(P)}{P} dP. \quad (13)$$

因此, 对于球对称分布的情况, 只要对测得的康普顿轮廓曲线  $J(q)$  进行微分, 就可以获得动量分布函数:

$$I(P) = P \frac{d}{dP} J(P). \quad (14)$$

(11), (13) 两式是基本的理论结果.

## 二、实验方法

### 1. 主要设备

三十年代的轮廓实验都是用 Du Mond 和 Kirkpatrick<sup>[6,7]</sup> 所设计的多块晶体 X 光谱仪来做的 (图 3). X 光管和弧形的样品安排在同一圆周上, 在另一个半径相同的圆周上排着 50 个可

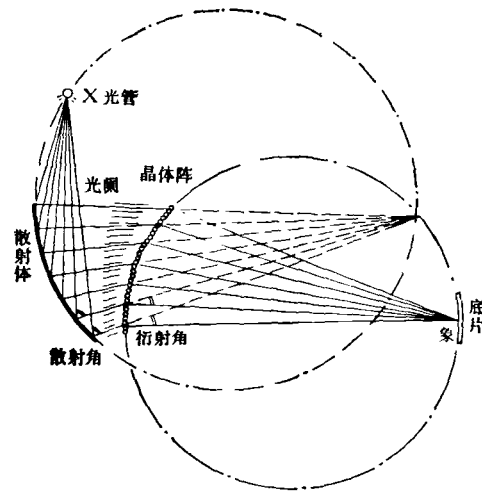


图 3

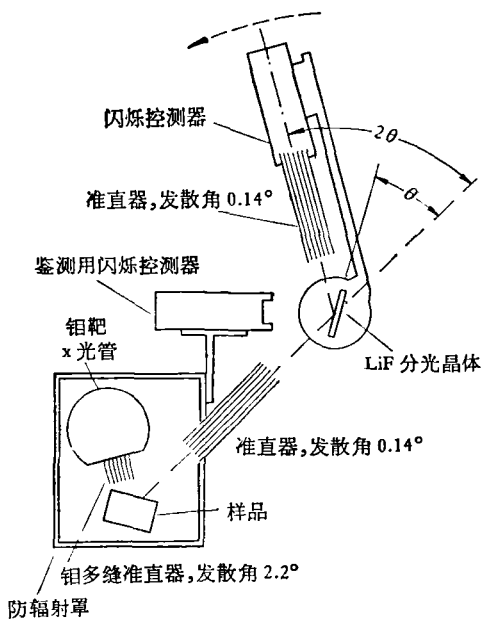


图 4

以各自精密调整的晶体。调整好以后，可以使整个样品上和 50 个晶体上的散射角和衍射角准确一致，因此波长相同的 X 射线都聚焦在同一点上。这种仪器的构思是卓越的。但是，尽管比单块晶体谱仪的光强大几个数量级，一次曝光需要的时间仍然长得惊人。

六十年代的仪器，由于功率强大的 X 光管和灵敏到可以记下每一个光子的探测器的出现，适应自动化记录数据的要求，构思完全不同(图 4)<sup>[10,11]</sup>。在 X 光管与样品、样品与衍射晶体、晶体与闪烁计数器之间，都用多缝准直光阑(sollar slits)维持固定的角度。由于现代 X 光管的输出强度的长期稳定性和短期稳定性都很好，所以可以通过精密的机械传动装置转动晶体及闪烁计数器，把数据自动记录下来。为了达到足够的统计精度，每一个实验点的光子记录数都需达 10000 左右。相邻的实验点之间的角度间隔  $\Delta(2\theta)$  是  $\sim 0.02^\circ$ 。做一次实验大约需要一个星期左右。但是由于实验装置的自动化，这不需要占用实验人员的很多时间。

## 2. $\gamma$ 射线散射法

正如通常的康普顿效应可以用  $\gamma$  射线来证

物理

实一样，用  $\gamma$  射线也可以做轮廓实验。由于高分辨率的固体探测器的出现以及强大的单色  $\gamma$  射线源成为商品，在某些方面它比 X 射线还要优越。

目前用得最多的源是  $^{241}\text{Am}$ ，它在 60keV 附近有一个强的单色  $\gamma$  射线，由于半衰期很长(458 年)，而且可以从反应堆制造出来，所以使用相当方便。近来， $^{198}\text{Au}$  也被采用。它是把金箔放在热中子流中照射后产生的，虽然半衰期只有 64 小时，但它产生的 412keV 的  $\gamma$  射线散射而产生的中心约在 160keV 的散射线分辨率很好，仍然可以得出很好的结果。1976 年 Strathclyde 大学组织的世界规模的精度互校中，有几个团体是用  $\gamma$  射线做的<sup>[9]</sup>。

## 3. 加速器辐射源的应用

近几年来，世界各国都在发展大功率回旋加速器来产生加速器辐射(synchrotron radiation)。这是一种方向性很好、强度很大、严格线偏振的“白色”辐射源，主要能量集中在  $1\text{ \AA}$  附近的 X 射线谱段上。从亮度上看，这种辐射源每单位光谱宽度、每单位立体角、每单位时间发出的光子数，要比通常的 X 射线源高几个数量级。利用完整的锺或硅单晶，可以把它单色化，这样获得的单色 X 射线，对研究康普顿散射轮廓是一种理想的辐射源。它的优点有：

(1) 前面提到过，通常的 X 射线源是非常“脏”的，例如常用的钼靶 X 光管，发出的除了  $\text{MoK}_\alpha$  双线外还有  $\text{MoK}_\beta$  的四条线和韧致辐射的连续背景，给分析数据带来了很大困难。但单色化后的加速器辐射不仅有很高的亮度，而且非常“干净”，有利于处理数据。

(2) 加速器辐射是线偏振的，因此就可能用来研究磁性物质中电子自旋的分布。

我国正在建造这种类型的加速器，因此也能用来开辟这一领域。

## 三、固 体

尽管从理论计算的角度来看，游离原子的

波函数与固体或化合物分子相比，波函数可以计算得更为精确。但是，从样品制备的角度看，实际上只有那几种惰性气体可以看成是游离原子。从1929年以来已经做了不少工作<sup>[4]</sup>，最彻底的是氦，实验结果与Hylleraas用变分法做的非相对论波函数十分符合。但是这个领域比较狭窄，而且意义远不及固体和分子中电子波函数的研究。

由于康普顿轮廓对外层电子很敏感，而对内层电子不敏感，所以它可以提供固体中各原子的外层电子的状态的丰富信息，这正是固体物理研究所关心的。

从目前的发展情况看，实验数据的积累，已经远远跑在理论解释的前面，现在仍在不断深入。近几年来，在电子分布的非各向同性的测量方面取得了重要成果，直接测定金属的布里渊区中的费密面的形状已经成为可能。

### 1. 金属

从历史上说，康普顿轮廓实验早期的重大成果之一，就是用实验证明了金属中的自由电

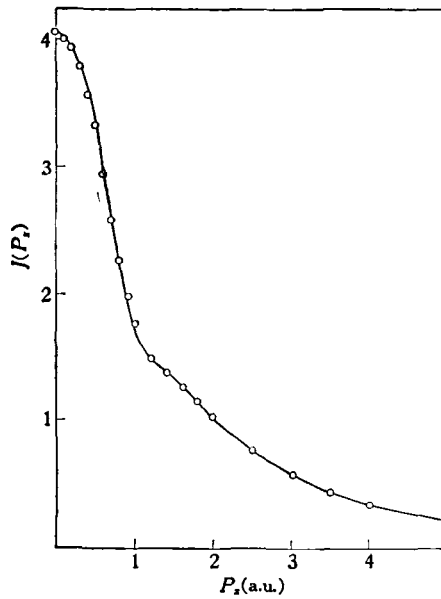


图 6

子服从费密-狄喇克分布而不是麦克斯韦-玻耳兹曼分布<sup>[4]</sup>。

假设金属中的价电子是自由电子而且温度较低 ( $kT \ll E_F$ )，则对费密-狄喇克情况，按动量的某个分量的分布函数是

$$J(P_z) = \begin{cases} P_F^2 - P_z^2 & (P_z \leq P_F), \\ 0 & (P_z > P_F). \end{cases}$$

它是一个倒抛物线。对麦克斯韦-玻耳兹曼情况，则分布在  $P_z^2 \leq 2mkT$  的小区域内。由于相应于通常金属中的  $P_F$  的能量是几十电子伏而常温下  $kT$  只有零点零几电子伏特，所以，反映在轮廓线上，差别是十分显著的 (图 5)。Du Mond 在 1929 年做的实验证明了，在金属铍中，价电子服从费密-狄喇克分布。

如果在理论上再考虑得深入一点，实验再做得精确一点，那么，分布曲线和散射谱轮廓线就不像图 5(a) 那样简单。首先，固体中电子的能谱与自由电子不同，不能简单地表示为  $P^2/2m^*$ ，而是非各向同性的复杂函数。电子在动量空间分布的上限是布里渊区中形状复杂的费密面。从原则上说，用康普顿轮廓法可以相当准确地测定出费密面的形状。

图 6 是 1974 年对铝所做的实验结果和与

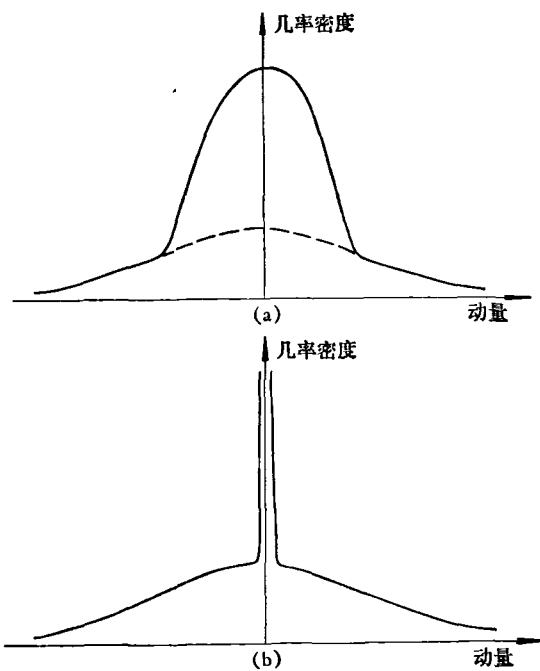


图 5

(a) 费密-狄喇克分布； (b) 麦克斯韦分布

理论计算结果的比较<sup>[12,13]</sup>。

过渡金属(如 Sc, Ti, V, Cr, Fe, Ni 等)由于 3d 电子的复杂结构,在理论计算上困难大得多,但是由于研究过渡金属的 3d 电子分布具有重要意义,而且目前的实验技术已经做到可以较为准确地测定原子序数 Z 这样大的元素的散射轮廓的程度,所以,近年来这方面的研究也很发达。总的说来,实验结果走在理论的前面<sup>[11]</sup>。

## 2. 共价晶体

研究者们对金刚石、锗、硅这类  $O_h$  结构的共价晶体很感兴趣。实验上在六十年代末已经观察到它的电子动量分布是非各向同性的<sup>[14]</sup>。1972 年对金刚石、硅和锗所做的系统的  $\gamma$  射线散射轮廓实验,发现了三者的轮廓形状明显不同,反映了键中电子动量分布有明显的不同<sup>[14]</sup>。

## 3. 离子晶体

十年以来,美国、芬兰和日本的三个实验团体都对许多种离子晶体做了电子动量分布的实验测定<sup>[15]</sup>。主要对象是典型的离子晶体,如 LiH, LiF, LiCl, BN, MgO, MnO, NaF, KCl, NiO,  $NH_4Cl$ , AlN 等。实验结果与用游离离子近似法计算出来的结果相差 10—15%,说明必须认真考虑离子间的电子互相交叠的效应。非各向同性也从实验上观察到。

## 4. 三维电子分布函数的实验确定

迄今绝大多数研究者所用的方法,都是从理论上计算出系统的三维动量波函数,推论出康普顿散射轮廓的形状,然后与实验得出的轮廓数据相比较。只有在波函数是球对称的情况下,三维动量波函数与康普顿轮廓才有一一对应的关系。但是,在 1967 年 Mijnaerends<sup>[16]</sup> 指出,如果散射晶体的对称性是已知的,则由从不同角度测出的一维分布的实验数据出发,通过把波函数展开为点群谱函数的级数的方法,可以建立起三维的动量分布函数。由于目前康普顿轮廓法的实验精度还不够高,这种方法首先

在正电子湮灭实验中获得应用。但是,随着实验精度的提高,这种方法将具有重要意义。

## 四、量子化学

坐标表象中的波函数和动量表象中的波函数对于研究分子中的电子状态是等价的。所以康普顿轮廓是研究量子化学的一种直接实验方法。I. R. Epstein 和 A. C. Tanner<sup>[17]</sup> 总结了前人的实验结果,结合理论的演绎,提出了六条定性和半定量地解释分子的康普顿散射轮廓的原则,现在简要介绍如下:

### 1. 傅里叶变换 (FT) 原则

位置空间中的波函数的“重心”与动量空间中的波函数的“重心”互为倒数。例如,内层电子的坐标波函数很集中,所以它们的动量波函数就很扁平而且延伸很远。外层电子占的空间大,所以动量波函数就集中而形成显著的峰。分布成长条状的电子云,长轴方向上动量分布集中,短轴方向上动量分布分散。

### 2. 维里定理 (VT) 原则

降低一个系统的能量(或是改进它的波函数,或是经历了真实的化学变化),就使动量空间中的密度由低区往高区移动。它的理论根据是,对准确的波函数来说,维里定理  $-\bar{v}/\bar{T} = 2$  成立。

### 3. 键的方向性 (BD) 原则

化学键中电子的动量,在键的方向上,动量更集中在低端;在与键垂直的方向上,动量更集中在高端。

### 4. 键的振荡 (BO) 原则

与化学键相关联的动量分布曲线,在沿键的方向上有周期约为  $h/a$  的振荡,  $h$  是 Planck 常数,  $a$  是键长。成键与反键的振荡有  $90^\circ$  的相位差。

## 5. 杂化轨道 (HO) 原则

在任何  $s-p$  杂化轨道中,  $p$  的成分的增加, 会导致动量密度往高端移动。其理论解释是:  $p$  波的动量分布要比  $s$  波的动量分布更靠近高端。

## 6. 平均值 (EV) 原则

对于给定的轨道类型 (例如  $1s, 2p$ ), 比值  $\langle p^n \rangle / Z_{\text{eff}}^n$  在整个周期表中近似为常数。其中的  $Z_{\text{eff}}$  是该轨道的有效电荷数。

### 参 考 文 献

- [1] A. H. Compton, *Phys. Rev.*, **21** (1923), 207, 483.  
[2] A. H. Compton and Y. H. Woo, *Proc. Nat. Acad.*,

- 10** (1924), 271.  
[3] Y. H. Woo, *Phys. Rev.*, **27** (1926), 119.  
[4] J. W. M. Du Mond, *Phys. Rev.*, **33** (1929), 643.  
[5] G. E. M. Jauncey, *Phys. Rev.*, **24** (1924), 204; **25** (1925), 314; **27** (1925), 723.  
[6] J. W. M. Du Mond, *Rev. Mod. Phys.*, **5** (1933), 1.  
[7] J. W. M. Du Mond, H. A. Kirkpatrick, *Phys. Rev.*, **52**(1937), 419.  
[8] J. W. M. Du Mond, H. A. Kirkpatrick, *Rev. Sci. Inst.*, **1** (1930), 88.  
[9] B. G. Williams, *Acta Cryst.*, **A32** (1976), 513.  
[10] M. Cooper, *Advances in Physics*, **20** (1971), 453.  
[11] Compton Scattering, the Investigation of Electron Momentum Distributions, edited by Brian Williams, Mc Graw-Hill, (1977).  
[12] M. Cooper et al., *Phil. Mag.*, **29** (1974), 1237.  
[13] P. Pattison et al., *Phil. Mag.*, **30** (1974), 973.  
[14] W. A. Reed, P. Eisenberger, *Phys. Rev.*, **B, 6** (1972), 4596.  
[15] P. E. Mijnarends, *Phys. Rev.*, **160** (1967), 512.

## 著名物理学家巴丁教授来我国讲学

美国著名物理学家巴丁 (J. Bardeen) 教授应中华人民共和国教育部和北京大学校长周培源的邀请于 1980 年 5 月来我国讲学。巴丁教授曾两次获得诺贝尔奖金物理奖。第一次是在 1956 年与勃拉丁 (Brattain) 和肖克莱 (Shockley) 合得的, 得奖是由于其半导体理论导致晶体管的发明。第二次是在 1972 年由于他和年轻的物理学家库珀 (Cooper)、施里弗 (Schrieffer) 一起创立了超导电性的微观理论 (现通称为 BCS 理论)。

巴丁教授在北京大学讲学期间, 作了有关“超导问题的发展与近况”、“超导计算机发展近况”、“量子阱异质结激光器”等方面内容的报告共 7 次。对近年来在半导体、超导体方面的发展作了扼要介绍, 阐述了自己的见解。在京期间先后与北京大学低温物理专业、半导体物理专业、中国科学院物理研究所以及冶金工业部有色金属研究院等单位举行了多次座谈, 对科研发展方向发表了独到的看法。

巴丁教授特别谈到超导应用目前有两个方面, 即大功率 (兆瓦) 与小功率 (微瓦) 两方面。前一方面主要是超导磁体的各种应用, 近年的发展比预期要慢; 而后一方面 (例如超导用于电子器件), 则比人们预期的发展为快。

巴丁指出有关超导材料和超导非平衡特性的研究是两个重要的发展方向。超导体目前只能在液氮致冷的极低温下应用, 这就限制了它的应用规模。如果超导

临界温度能提高到 30K, 就可以把超导输电技术推广。不过巴丁指出, 提高超导临界温度是一个困难问题, 需要逐渐积累经验。

巴丁指出, 非平衡态超导电性是一个年青的领域, 开展工作才几年, 很有发展前途。微桥的研制和应用值得重视。

巴丁指出, 美国 IBM 公司集中了很大力量, 近来已使超导计算机有了值得重视的进展。超导计算机有快速、功率消耗小、尺寸小以及减少了热扰动等优点, 但它需要液氮致冷条件, 所以, 在近期超导计算机与半导体计算机竞争的能力如何, 尚要看一看。

巴丁教授在题为“晶体管的早期发展”的报告中, 生动地回顾了晶体管发明史上的几个最重要的理论和实验方面的突破如何最终导致点接触与面结型晶体管的诞生, 介绍了巴丁本人及另外两位诺贝尔奖金获得者肖克莱与勃拉丁等在当时的科学活动与具体贡献, 对青年科学工作者很有启发。

巴丁教授还介绍了半导体中的量子尺寸效应 (QSE) 的基本原理和研究方法。这一问题近年来在国际上颇受重视。最早的设想是 25 年前巴丁在指导其研究生时提出的。报告中还讲了利用量子尺寸效应的原理研制的 GaAs-GaAlAs 多层量子阱异质结激光器。

(章立源)