

六维空间的晶态——准晶态

姜小龙 陈廷国 胡素辉

(中国科学院上海冶金研究所)

1984年, D. Shechtman 等人报道了在急冷的 Al-Mn 合金的约 $2\ \mu\text{m}$ 大小的晶粒中, 用电子衍射发现了一种除显示出二次和三次对称性图象外, 还出现了五次对称的图象。该图象斑点明锐, 具有与晶格平移不符的点对称群 $m\bar{3}5$, 他们称之为二十面体相^[1]。此后, 立即引起了巨大的反响, 国内外的报刊杂志纷纷报道和评论了这个惊人的发现^[2-5]。

经典晶体学不允许有五次对称。五次对称破坏了点阵的平移对称性, 因而不能不留空隙地用五边形铺满平面, 也不能用具有五次对称轴的二十面体不留空隙地填满三维空间。因此二十面体相不是一个服从传统晶体学规律的晶体, 而是一种组合结构, 它在 10^4 个原子间距上保持着键取向有序。虽然, 多重孪晶化的晶体也可能表现出五次对称, 但要从一个常规晶体得到一组二十面体的衍射至少需要五个孪晶。电子显微镜(以下简称电镜)、X 射线衍射以及场离子显微镜^[6] 的研究证明, 二十面体相不是含多重孪晶的规则晶体结构。

Shechtman 和 Bleck 提出了一个 Al-Mn 合金二十面体相结构模型^[3]。在这个模型中, 尺寸较小的 Mn 原子位于二十面体的中心, 其周围十二个顶点均为 Al 原子, 形成由二十个正三角形构成的壳层(见图 1)。由于 Mn 原子与 Al 原子之比为 1:6, 故 Al 原子必须为相邻的二十面体所共有。正是这个共有的 Al 原子使晶粒中所有的二十面体取同一方向。这些单个的二十面体彼此无规则地相连, 因此没有长程的平移有序, 但会出现近似的周期性, 从而说明衍射图中的特征。L. Swartzendruber 研究了这种晶体的穆斯堡尔效应后指出^[5]: 存在两种不同的 Mn 位置, 它们对 Al 位置很不对称; 这两种

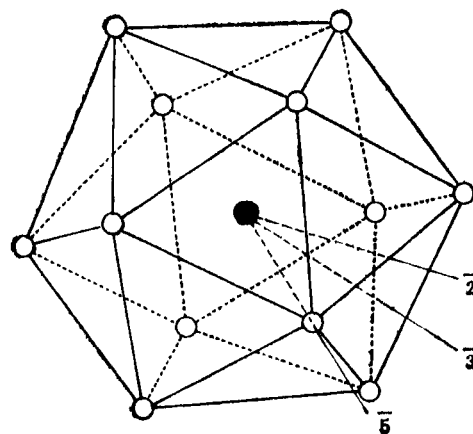


图 1 二十面体相

Mn 位置出现的相对比例为 1.6 ± 0.2 , 与黄金分割值 $\frac{1}{2}(\sqrt{5} + 1)$ 很接近。

P. A. Bancel 等人对急冷的 Al_6Mn 合金进行了电镜和高分辨率 X 射线粉末衍射研究^[7]。他们除了证实急冷的 Al_6Mn 合金中存在二十面体相外, 还指出存在局部应变或存在如位错那样的缺陷, 它们在几百埃的长度上破坏位置有序而不破坏取向有序。根据衍射线的宽度估计, 相干散射区范围约为 $100-300\ \text{\AA}$, 并指出, 在二十面体相中 Mn 与 Al 之比大于 1:6, 初步研究的结果为 22 at% Mn。

Al_6Mn 二十面体相是在融体急冷时, 通过形核与长大机制而生长形成的。由于两相沿一运动界面并存, 因此这是一级相变。产生二十面体相取向有序的原子重排就出现在此界面上。相邻的两个相的熵不同, 成分有时也不同。如果相变是高级的, 则有序化将在融体中到处发生而限于在界面上。急冷后样品的清晰的胞状形貌表明, 二十面体相生长得慢到足以容许在 $1\ \mu\text{m}$ 的尺度内有扩散型偏聚, 形成时间约

为 10^{-4} s。这比已知的急冷时液体金属最快的结晶速度慢 2—3 个量级,却是有成分变化时的结晶速度的典型的上限。这样,在融体和二十面体相之间的界面上,有充裕的时间进行原子重排^[1]。这个二十面体相具有介于晶体和液体之间的对称性。它与其他中间相的不同之处在于它既是固体(象金属玻璃)而又具有长程取向有序,许多中间相虽有取向有序但通常是局域的。

事实上,二十面体结构在 Shechtman 等人的发现^[1]以前就已经知道了。Frank 和 Kasper 在研究过渡金属中间相时就描述过一种二十面体的结构^[2]。如果让十二个原子围绕一个原子聚集成团,并且使每三个原子构成一个等边三角形,就能获得表面由二十个三角形构成的多面体,中心原子的配位数是 12。这种多面体与 Shechtman 等人获得的二十面体完全一样。在很多结构中,都局部地存在着这样的结构。例如,在 α -Mn 的单位胞中,58 个原子中的 24 个原子就具有这种二十面体配位的结构^[3]。理论研究指出^[4],当液体中十三个原子聚集成团时,这种 Kasper 结构对具有 Lennard-Jones 势场的原子,具有比面心立方或体心立方更低的能量,因而更稳定也更易于形成。Levine 等人的电子计算机模拟证实了这一点^[11]。当然, Kasper 配位结构与二十面体相并不能等同。前者只表示单个原子周围其他原子的配位状态,不改变晶体的点群类型,而后者具有新的 $\bar{5}m$ 的点群对称性。最近, Bendersky 还在 Al-18~22at.% Mn 中发现存在 $10/m$ 点群对称性^[12]。

Penrose 在 1974 年发现,虽然不能用正五边形不留空隙地铺满平面,但是可用两种具有 $\pi/5$ 整数倍角度的四边形无空隙地将平面铺满,这就是 Penrose 拼砌。这种四边形是将一个 Penrose 等边四边形切开得到的。图 2(a) 示出了 Penrose 四边形和切成的两个四边形。其中一个有三个 72° 和一个 144° 的内角(“风筝”),另一个有两个 36° , 一个 72° 和一个 216° 的内角(“飞镖”)。图 2(b) 是用它们铺成的平面,这里没有空隙,到处都表现出五次对称。它们的分布没有平移周期性,但又不是完全无序的^[13]。

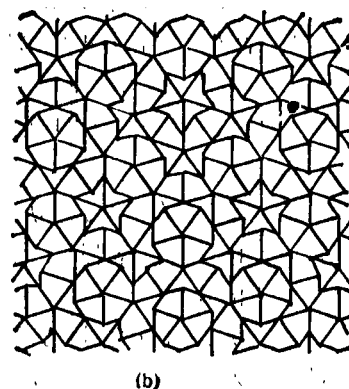
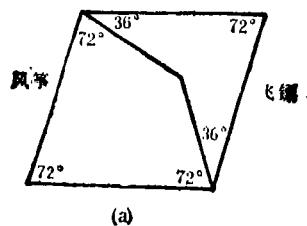


图 2 (a) Penrose 四边形; (b) 平面的 Penrose 拼砌

Penrose 的工作在数学上的意义和在装饰上的应用,引起人们继续研究的兴趣。Mackey 将 Penrose 拼砌推广到三维空间^[14],并希望能在自然界找到具有这种结构的物质。他用两种三十面体穿插起来得到二十面体周期性,并用光学变换的方法得到了五次对称的光学衍射图象。显然这种二十面体点对称的分布是没有周期性的。Kramer 和 Neri 在 1984 年报道了他们从高维超晶格投影得到的三维 Penrose 图象的结果^[9]。Levine 和 Steinhardt 探讨了 Penrose 拼砌推广到三维空间的情形^[11]。他们认为,在一个较小的原子(如 Mn)的周围凝聚十二个较大的原子(如 Al),形成由 20 个正三角形构成的二十面体壳层,在一定的成分和温度范围内,它可能会由于自由能很低而存在,并具有十个三次旋转轴和六个五次轴。由此计算出的电子衍射图的斑点位置和强度都与 Shechtman 等人的实验结果一致。据此,他们提出了“准晶体”的概念,并指出这种“准晶体”具有无限的二十面体旋转对称性;它是“准周期性的”,而不是“非周期性的”。他们认为,这种二十面体准点阵结构不是一种孤立的情形,而是属于一类新

的有序结构。但是他们的结果并没有清楚地显示出“隐藏的对称性”，在他们的傅里叶变换数学表达式中出现了 δ 函数，似有神秘感。最近 Elser^[16] 应用高维（六维）超立方点阵投影的方法得到了二十面体准点阵结构，它可被看作是两种菱形六面体（一种是扁平的，另一种是尖锐的）在三维欧氏空间堆垛而成的。该结构清楚地显示出“隐藏的对称性”，即高维空间对称性。用这样的方法来解释准晶体的衍射图象显得非常简单，而且在衍射强度的数学表达式中会很自然地出现 δ 函数。

数学上，可把准晶体结构描述为空间中不连续点的集合，其排列既非混乱而又不具有周期性。例如一维 Fibonacci 结构和平面上的 Penrose 拼砌图案就有此性质^[17]。为简化起见，以二维正方点阵作为代表，来说明不连续点的投影方法。设 Z^2 代表二维正方点阵，引入正交坐标系 x^1, x^2 ，其基矢为 e^1 和 e^2 ，模为 1，如图 3 (a) 所示。阵点坐标为 $n = (n^1, n^2)$ ， n^1 和 n^2 均为整数。若使原坐标系转动 θ 角，得到新的坐标系 x_{\parallel} 和 x_{\perp} 。按坐标变换，阵点在新坐标系中的坐标为

$$n = (x_{\parallel}, x_{\perp}) = (n^1 \cos \theta + n^2 \sin \theta, -n^1 \sin \theta + n^2 \cos \theta).$$

当 $\tan \theta$ 为无理数时，除原点外，所有的阵点均不与坐标轴 x_{\parallel} 相交。取 Z^2 的子集 φ_0 ，它是点阵中与 x_{\parallel} 轴的距离 x_{\perp} 小于 $w = \frac{1}{2}(\sin \theta + \cos \theta)$ 的所有的阵点的集合。子集 φ_0 在 x_{\parallel} 轴上的投影 φ_{\parallel} 构成一维准晶体结构，称为准晶体原子链，如图 3 (b) 所示。当 $\theta < \frac{\pi}{4}$ 时，长的原子间距为 $e_{\parallel}^1 = \cos \theta$ ，短的为 $e_{\parallel}^2 = \sin \theta$ ，它们的比值 $\tau \equiv \cot \theta = \frac{e_{\parallel}^1}{e_{\parallel}^2}$ 。可以证明，上述结构中长短间距出现的几率之比为 τ ，原子间平均距离为 $\Delta = (\sin \theta + \cos \theta)^{-1}$ ，然而原子链并无周期性。

正方阵点可由下列函数 U_0 来描述：

$$U_0(x^1, x^2) = \sum_{n^1, n^2} \delta(x^1 - n^1) \delta(x^2 - n^2) / 4\pi^2, \quad (1)$$

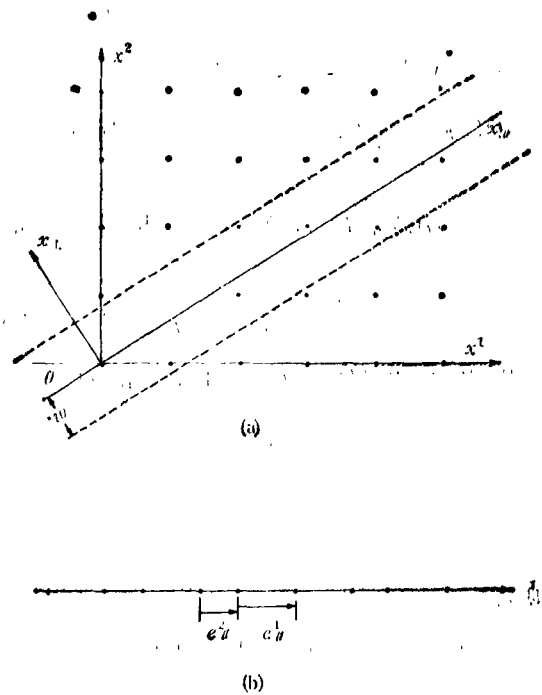


图 3 (a) 二维正方点阵；(b) 正方点阵的子集 φ_0 的投影

求和遍及所有整数。将子集 φ_{\parallel} 也写成函数形式，得

$$Q(x_{\parallel}) = \int R(x_{\perp}) U(x_{\parallel}, x_{\perp}) dx_{\perp}, \quad (2)$$

式中

$U(x_{\parallel}, x_{\perp}) = U_0(x_{\parallel} \cos \theta - x_{\perp} \sin \theta, x_{\parallel} \sin \theta + x_{\perp} \cos \theta)$ ， $R(x_{\perp})$ 为阶梯函数。当 $x_{\perp} < w$ 时， $R(x_{\perp}) = 1$ ，余皆为零。(2) 式是 φ_{\parallel} 的 δ 函数隐含表达式。

原子链 $\{x_n\}$ (即 φ_{\parallel}) 产生的衍射强度与 $Q(x_{\parallel})$ 的傅里叶变换 $F(k)$ 有关， k 代表波矢。 $F(k)$ 一般可写成

$$F(k) = \sum_{x_n \in \varphi_{\parallel}} \exp(ik \cdot x_n),$$

式中的求和是对 φ_{\parallel} 中所有的阵点 $\{x_n\}$ 进行的。也可将它写成积分形式：

$$F(k) = \int Q(x_{\parallel}) e^{ik \cdot x_{\parallel}} dx_{\parallel}. \quad (3)$$

由于很难给出子集 φ_{\parallel} 中阵点 $\{x_n\}$ 的显含表达式，至于求和或积分就更困难了，所以求 $F(k)$ 将是非常麻烦的工作，必须另想办法。为此，Zia 等人进行了非常巧妙的处理^[18]。按照傅里

叶变换的性质,若函数 f 是 g 的傅里叶变换,则有 $f_0 = \int g(\alpha) d\alpha$, 由此可得

$$Q(x_{\parallel}) = \int R(x_{\perp}) U(x_{\parallel}, x_{\perp}) e^{i x_{\perp} \cdot \alpha} dx_{\perp} \quad (\alpha = 0), \quad (4)$$

式中被积函数是 R 与 U 的乘积。按照卷积定理,有

$$Q(x_{\parallel}) = \int S(-p) M(x_{\parallel}, p) dp, \quad (5)$$

这里 $S(p)$ 和 $M(x_{\parallel}, p)$ 分别是 R 和 U 的傅里叶变换,即

$$S(p) = \int R(x_{\perp}) e^{i p \cdot x_{\perp}} dx_{\perp}, \quad (6)$$

$$M(x_{\parallel}, p) = \int U(x_{\parallel}, p) e^{i p \cdot x_{\perp}} dx_{\perp}. \quad (7)$$

根据 R 的性质, $S(p)$ 又可写成

$$S(p) = S(-p) = \int_{-w}^w e^{i p \cdot x_{\perp}} dx_{\perp} = 2w \frac{\sin p w}{p w}. \quad (8)$$

将(5)–(8)式代入(3)式,得到

$$\begin{aligned} F(\mathbf{k}) &= \iint S(p) M(x_{\parallel}, p) e^{i \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_{\parallel}} dp dx_{\parallel} \\ &= \iiint S(p) U(x_{\parallel}, x_{\perp}) e^{i p \cdot x_{\perp}} e^{i \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_{\parallel}} \\ &\quad \times dx_{\perp} dx_{\parallel} dp \\ &= \int S(p) V(\mathbf{k}, p) dp, \end{aligned} \quad (9)$$

式中

$$V(\mathbf{k}, p) = \iint U(x_{\parallel}, x_{\perp}) e^{i p \cdot x_{\perp}} e^{i \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_{\parallel}} dx_{\perp} dx_{\parallel}, \quad (10)$$

$V(\mathbf{k}, p)$ 是 U 的二维傅里叶变换。根据 U 是 δ 函数的性质,积分后得

$$\begin{aligned} V(\mathbf{k}, p) &= \sum_{n^1, n^2 \in \mathbf{Z}^2} \delta[\mathbf{k} - 2\pi(n^1 \cos \theta \\ &\quad + n^2 \sin \theta)] \delta[p - 2\pi(-n^1 \sin \theta \\ &\quad + n^2 \cos \theta)]. \end{aligned} \quad (11)$$

引入倒易空间 $(\mathbf{Z}^2)^*$, 设其基矢与正空间相同,则 $e^{i \mathbf{k} \cdot \mathbf{n}} = 1$ 。在转动后的坐标系中,倒易点阵阵点 K' 的坐标为 $\mathbf{k}' = (k_{\parallel}, k_{\perp})$, $k_{\parallel} = 2\pi(n^1 \cos \theta + n^2 \sin \theta)$, $k_{\perp} = 2\pi(-n^1 \sin \theta +$

$n^2 \cos \theta)$ 。代入(10)式后,得

$$V(\mathbf{k}, p) = \sum \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{\parallel}) \delta(p - k_{\perp}). \quad (12)$$

由(9),(10)和(12)式,最后得到

$$\begin{aligned} F(\mathbf{k}) &= \sum S(k_{\perp}) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{\parallel}) \\ &= \sum 2w \frac{\sin k_{\perp} w}{k_{\perp} w} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{\parallel}). \end{aligned} \quad (13)$$

这里,求和是对倒易阵点投影的集合进行的。由此可以看到,准晶体原子链的衍射谱是密布的且加权 $S(k_{\perp})$ 的 δ 函数的集合。 δ 函数位于二维正方倒空间 (k 空间) 中阵点在坐标轴 x_{\parallel} 上的投影阵点处。衍射强度与倒易阵点 k 的垂直投影 x_{\perp} 有关,即与权重 $S(k_{\perp}) = 2w \frac{\sin(k_{\perp} w)}{k_{\perp} w}$

有关。 k 的垂直投影 k_{\perp} 愈大,则 $S(k_{\perp})$ 愈小;当 $k_{\perp} \rightarrow 0$, $S \rightarrow 2w$ 。这意味着,在 k_{\parallel} 轴近旁的倒易阵点所对应的 k_{\parallel} 产生的衍射强度较大。当仪器灵敏度一定时,只有权重 $S(k_{\perp})$ 较大的 k_{\parallel} 的衍射才能被探测到。总之,准晶体的衍射谱是一种不连续谱,具有类布喇格衍射的性质。“隐藏的对称性”来自高维空间的周期性,因而在 k 空间亦有对称性,并表现出 δ 函数的性质。

按照上述投影方法,可以看到一个规则点阵通过投影可能表现出准周期的性质。这恰恰是在诠释准晶体的电子衍射花样和粉末 X 射线衍射谱^[7,19,20]时所必需的。Bak 认为^[5,9], 通常,一个空间群的对称操作是由一个三维的平移和一个三维的旋转或反演构成的。三个基本平移定义了 Bravais 点阵,而旋转操作定义了点群。二十面体的对称性也能用与旋转结合的平移所构成的空间群操作来描述。可是,这时的平移是六维空间的平移。点群由广义的六维旋转或反演描述。所有的六维空间群操作描述了实三维空间的真实的对称操作。实际的原子或电子的密度能看作是六个密度波及其高次谐波的迭加。在非公度结构中,至少包含二个独立长度,而二十面体结构仅包含一个独立长度。六维的空间群可能包含分数平移(基点阵矢量的半整数倍),构成六维空间的体心立方结构,而不包含分数平移的结构对应于六维空间的简单立方结构。六维空间中所有的平移定义了实三维空间

中的六个对称性,其中三个为晶体的刚体平移,另外三个描述晶体的内部重排。这些对称性非常类似于非公度系统中的位相位移^[21-23]。因此,准晶体的三维空间晶体结构是其六维超空间结构在三维超平面上的投影。这时,五次对称操作是个允许的空间群对称操作。例如五次旋转对称的二十面体准晶体结构可由六维超立方点阵 Z^6 的子集在一特定的超平面 $x_{||}$ (实际上是三维欧氏空间) 上的投影获得。为了使投影结构是二十面体准点阵, $x_{||}$ 的取向必须满足一定的条件,即 Z^6 的基矢 $\{e^1, e^2, \dots, e^6\}$ 在 $x_{||}$ 上的投影 $\{e_{||}^1, e_{||}^2, \dots, e_{||}^6\}$ 必须与二十面体的六根顶角轴线的方向一致。投影基矢之间的夹角的余弦或是 $1/\sqrt{5}$, 或是 $-1/\sqrt{5}$, 其模为 $1/\sqrt{2}$ 。从 $\{e_{||}^1, e_{||}^2, \dots, e_{||}^6\}$ 中任选三个为一组, 则可构成二十种具有不同取向和不同形状的菱形六面体。但就它们的形状来说, 只有两种: 一种是尖锐的 ($\cos\alpha = 1/\sqrt{5}$), 另一种是扁平的 ($\cos\alpha = -1/\sqrt{5}$)。二十面体准晶体结构就是由这样两种菱形六面体在空间无空隙地堆垛而成的。与二维情形类似, 在六维空间中取子集, 范围约束在 C_{\perp} 内 (类似于二维的 $2w$)。 C_{\perp} 的定义如下:

$$C_{\perp} = \left\{ \sum_{i=1}^6 x^i e_{\perp}^i \mid x^i \in [0, 1) (i=1, 2, \dots, 6) \right\}, \quad (14)$$

x^i 是 Z^6 空间中的坐标, e_{\perp}^i 是 e^i 在 x_{\perp} 超平面 (即三维欧氏空间) 上的投影。(14) 式所定义的 C_{\perp} 是一个三十面体^[14]。

前面已讨论了一维准晶体原子链的衍射, 这个方法可直接推广到二十面体准晶体结构的衍射。在六维倒易空间 $(Z^6)^*$ 中, 若倒易空间的基矢与正空间的基矢相同 (即 $e^{i \cdot n} = 1$), 倒易点阵矢量 k 的投影分量为

$$\begin{cases} k_{||} = 2\pi \sum_{i=1}^6 n^i e_{||}^i \\ k_{\perp} = 2\pi \sum_{i=1}^6 n^i e_{\perp}^i \end{cases} \quad (n^1, n^2, \dots, n^6) \in Z^6.$$

与二维的情形相同, $k_{||}$ 也有 δ 函数的性质, 从

而二十面体准晶体的衍射也有不连续的类布拉格衍射斑点出现, 其衍射强度亦与权重有关。与准晶体原子链的权重类似, 若三维超平面上三个独立方向上的权重分别为 S_i, S_j 和 S_k 。那末, 对于三维超平面, 权重为 $S = S_i S_j S_k$ 。

由于 $e_{||}^i$ 具有二十面体点群 $A(5)$ 对称性, 因此总可以从 $k_{||}$ 通过 $A(5)$ 群某一操作得到 $k'_{||}$, 使得 $F(k_{||}) = F(k'_{||})$ 。显然, 二十面体准晶体的衍射图象必然有五次旋转对称性, 因此不难解释 Shechtman 等人的实验结果, 而二十面体准点阵当然也具有 $A(5)$ 群对称性。

按照上述的六维空间模型, 就能对用经典的晶体学方法不能诠释的二十面体相的单晶电子衍射花样和多晶 X 射线衍射谱进行指标化^[17, 19, 20]。每个衍射斑点或衍射线均需用六个 Miller 指数表示, 并在指向二十面体顶点的十二个矢量中选择 $(1, \pm\tau, 0)$, $(0, 1, \pm\tau)$ 和 $(\pm\tau, 0, 1)$ 为六个独立矢量, 这里 $\tau = \frac{1}{2} \times (\sqrt{5} + 1)$ 即黄金数。这六个矢量具有相同的长度。

二十面体准晶体结构属于非公度或调制结构, 其原子偏离周期性的位移受到非公度波矢量的调制。Weigel 等人引入超空间的概念研究了超空间点群^[24]。在发现了五次对称的二十面体相后, 更促使人们去研究高维点群的子群, 这些点群不属于晶体点群, 但可能是准晶体点群。

最近, Lu 等人用矩阵方法产生了一维的准晶体原子链, 具体地计算和分析了多达 8×10^3 个原子的 Fibonacci 原子链的声子振动谱和电子谱。结果表明, 准周期系统既有周期系统的性质, 又有无序系统的性质。准晶体原子链的声子谱和电子谱一方面有点谱性质 (局域性); 另一方面, 若略去点谱间小的间隙, 则象带状谱, 在带边附近存在 van Hove 奇异性。Odagaki 等人研究了 Penrose 结构的声子谱和电子谱, 其结果与一维情形类似。

从上面可以看到, 虽然二十面体相可以采用几何结构模型^[3, 25]来描述它的结构特征, 但这

种描述是不够的。用高维超空间在三维超平面上的投影的方法不但可以描述准晶态的结构,还可能开拓新的研究领域。例如,准晶态的性质、相变理论和电子结构的研究,可能导致发现新的现象和新的应用,形成凝聚态物理学的新分支。又如,通过对准晶态晶体结构的研究,可能形成与传统晶体学不同的高维晶体学。

本文在撰写过程中,得到许顺生教授、雷啸霖研究员、谢雷鸣研究员和朱健高级工程师的关心、支持和帮助,在此仅致谢意。

参 考 文 献

- [1] D. Shechtman et al., *Phys. Rev. Lett.*, **58** (1984), 1951.
- [2] L. Milgram, *New Scientist*, 105-1440 (1985), 34.
- [3] *Phys. Today*, 38-2(1985), 17.
- [4] 李方华,物理,14(1985),444.
- [5] 郝可信,物理,14(1985),449.
- [6] A. J. Melmed et al., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **30**(1985), 508.
- [7] P. A. Bancel et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54** (1985), 2422.
- [8] F. C. Frank and J. S. Kasper, *Acta Cryst.*, **11** (1958), 184.
- [9] F. C. Frank and J. S. Kasper, *Acta Cryst.*, **12** (1959), 483.
- [10] D. R. Nelson, *Phys. Rev. B*, **28** (1983), 5515.
- [11] D. Levine and P. J. Steinhardt, *Phys. Rev. Lett.*, **53** (1984), 2477.
- [12] L. Bendersky, *Phys. Rev. Lett.*, **55** (1985), 1461.
- [13] M. Gardner, *Scientific American*, 236-1 (1977), 110.
- [14] A. L. Mackey, *Physica*, **114A** (1982), 609.
- [15] P. Kramer and R. Neri, *Acta Cryst.*, **A40** (1984), 580.
- [16] B. Elser, *Phys. Rev. B*, **32** (1985), 4892.
- [17] R. Penrose, *Bull. Inst. Maths. Ist. Appl.*, **10** (1974), 266.
- [18] R. K. P. Zia and W. J. Dallas, *J. Physics*, **A18** (1985), L341.
- [19] P. Bak, *Phys. Rev. Lett.*, **54** (1985), 1517.
- [20] D. A. Lilienfeld et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55** (1985), 1587.
- [21] P. Bak, *Rep. Prog. Phys.*, **45** (1982), 587.
- [22] J. M. Hastings et al., *Phys. Rev. Lett.*, **39** (1977), 1484.
- [23] R. Pynn, *Nature*, **81** (1978), 433.
- [24] D. Weigel et al., *Acta Cryst.* **A40** (1984), 323.
- [25] 彭志忠,地球科学,10-4(1985),159.

学习凝聚态物理学的一本好书

——“Basic Notions in Condensed Matter Physics” (P. W. Anderson, The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc., Menlo Park, California, 1984)

冯 端

(南京大学固体物理研究所)

安德森 (P. W. Anderson) 为国际知名的凝聚态物理学家,1977年诺贝尔奖金物理学奖获得者。他在凝聚态理论的广泛领域内作出了许多贡献,诸如无序体系理论、磁性杂质的电子理论、软模相变理论、约瑟夫森效应、超流 He³ 理论、电导的标度律等,方面之广与贡献之大,都是令人惊异的。他也和理论上的先驱者 (L. D. Landau) 相似,不仅在许多具体问题上做出了独创性的工作,而且也致力于基本物理概念的提炼、澄清、发展和深化,从而对凝聚态物理学的一体化作出重要贡献。《凝聚态物理学的基本概念》这本书就是这方面的见证。书中对凝聚态物理学的许多基本概念,如对称破缺、元激发、广义刚度、缺陷、解析性与连续性、重正化群等,进行了精辟而富有启发性的论述,正是这些概念体现了巴丁 (J. Bardeen) 教授所说的“物质结构在概念上的统一性”。尽管凝聚态物理学内容丰富,范围宽广,资料庞杂,作者只用 200 余页的篇幅,

高瞻远瞩,在高层次上对凝聚态物理学进行了统一的处理。读过之后,有豁然开朗之感,使得原以为各不相关的问题之间建立了内在的联系,对于凝聚态物理学的一体性有了深刻的认识。从固体物理学发展为凝聚态物理学,不仅反映在研究范围的拓宽和内容的增多,也反映在理论概念的深化和一体化,即理论概念上的朗道-安德森化。但在本书问世之前,还从未见到过任何著作能够对凝聚态物理进行比较全面的概括。因而这是一本具有高度独创性的划时代的著作,同时也反映了一位大科学家对凝聚态物理学中若干根本性问题的见解和思索。如能译为中文出版,将使国内莘莘学子获益匪浅。当然这本书不是入门书,阅读它要费力气,也需要相当的物理基础。在本书的正文后面还汇编了一些重要的原始文献,将有助于对某些问题更加深入的理解。总之,它是物理系研究生学习凝聚态物理学或固体理论的一本优良参考书。