



# X 射线波长标准

许顺生 姜小龙

(中国科学院上海冶金研究所)

## 一、引言

X 射线波长是一种物理量,它和其他许多物理常数都有密切的关系,例如用已知波长的 X 射线精确测定某种晶体的晶面间距,再运用其他已知常数进行计算,可以求出阿伏伽德罗常数  $N$ ;利用  $F = Ne$  ( $F$  为法拉第常数),可以得出电子电荷  $e$  的数值;通过测定  $e/h$ ,  $e/m_e$  等数值,可以测出普朗克常数  $h$  和电子的静止质量  $m_e$ 。高能 X 射线发射及吸收谱线波长可以提供给核子的  $\beta$  及  $\gamma$  射线谱学作为能量参考标准;利用 X 射线发射谱线波长以及光电效应,可以直接测定各种元素的原子能级绝对数值,有助于进一步了解元素的化学结构问题。上述各种物理常数虽然也可以通过其他途径测出,但是综合分析研究由物理学中不同分支(它们也是互相关联的)的不同实验所得到各相关常数的精确数值,能够检验并说明物理学范围内许多基本理论的全面一致性和正确性;还可以帮助发现一些过去未知的不一致性,或者消除一些已知的不一致性。用 X 射线方法测定上述各种常数的精确度,都直接依赖于所用 X 射线绝对波长的准确程度。因此,精确测定 X 射线的绝对波长,建立 X 射线的绝对波长标准,具有相当重要的物理意义。

利用晶体衍射方法测定 X 射线的相对波长,已经可以达到很高的精确度(1 ppm<sup>1)</sup>数量级),但由于目前实验技术及其他因素的限制,对 X 射线绝对波长的测量,还不能达到如此精确。在 X 射线干涉仪出现以前,对于 X 射线绝对波长的测量值通常系采用划线光栅衍射方法,或者利用“晶体常数法”(参见本文第二部分第 2 节)取得。但前一种方法(划线光栅法)只适合于波长较长的软 X 射线。即使这样,也还需要在光栅板的单位长度上有数目很大的划线数,以及采用很小的掠射角,这就对光栅板的表面轮廓以及划线沟槽的质量有极高的要求,目前的测量精度还难于达到很高程度。而后一种方法(晶体常数法)时,由于对晶体中的原子同位素丰度、晶体的密度、均匀性以及晶体化学等方面的知识还不够详尽,也会产生许多误差(可达几十个 ppm)。除去上述两种方法外,根据一定的 X 射线管电

压测量 X 射线连续谱的短波极限,以及通过测量电子的康普顿波长等方法来测量 X 射线波长,也都会引入几十个 ppm 的误差。对这方面问题最近曾有人做过一些综合性的评述工作<sup>[1,2]</sup>。

由于测量 X 射线的绝对波长还存在一些困难,目前在 X 射线光谱学和 X 射线晶体学中,实际使用的 X 射线波长并不是以国际通用的长度单位米(或其分度)表示的绝对波长,而是以另一种实用单位(X 单位或它的一千倍 kX 以及  $\text{\AA}^*$  等)表示的相对波长。因此,除非插进一个换算因子,否则 X 射线波长就不可能和光学波长以及其他物理量直接联系起来。这是 X 射线学中一个需要解决的问题。

本文将简要叙述目前 X 射线波长测量中的晶体标准、波长标准、X 单位、 $\text{\AA}^*$  单位,以及它们和米制分度单位  $\text{\AA}$  间的换算因子的历史和现状。并简单介绍利用 X 射线和光学干涉仪测定 X 射线绝对波长的进展和前景

## 二、X 射线波长的相对标准、单位、和换算因子

### 1. 埃( $\text{\AA}$ )的定义

目前国际上通用的长度单位为“米”,这是一种依据自然基准而制定的长度单位。根据在 1960 年国际权度大会上宣布,推荐采用在真空中 63K 时,质量数为 86 的氪(Kr)原子中  $2p_{1/2} - 5d$  跃迁所产生的橙黄线辐射波长的 1 650 763.73 倍为一米。

为了便于表达微观的长度,人们定义米的  $10^{-10}$  为“埃”(符号为  $\text{\AA}$ ,有时也写作 A 或 A. U.),用它作为长度测量的一个次级基准。

常用的 X 射线波长是在埃的数量级,因此这种波长的绝对值如果能以埃表示,则可以直接和通用的米制联系起来。

### 2. 晶体标准和 X 单位

X 射线波长最初是由晶体衍射方法测量的,它是

1) ppm 为“百万分之一”的符号。

根据这样一种设想：如果某种晶体的结构、晶体的几何因子  $\Phi$ 、密度  $\rho$ 、每个晶胞中所含各个原子的原子量总和  $\Sigma A$ 、以及阿伏伽德罗数  $N$  均为已知，则根据下列公式，可以算出晶胞的体积  $V$

$$V = \frac{\Sigma A}{N\rho\Phi}.$$

如果这种晶体具有立方结构，则  $\Phi = 1$ 、 $V = a^3$ ，其中  $a$  是晶体的点阵常数（即立方晶胞的边长），从而得出

$$a = \sqrt[3]{\frac{\Sigma A}{N\rho}}.$$

根据当时所能得到的物理常数，莫塞莱 (Mosley)<sup>[13]</sup> 在 1913 年测定了岩盐 (NaCl) 的点阵常数为  $5.628 \text{ \AA}$ ，因之它的解理面  $\{200\}$  的晶面间距（光栅常数）为  $d_{(200)} = 2.814 \text{ \AA}$ ，其最后一位数字可能有  $\pm 2$  的误差。用这个数值作为标准，并利用布喇格方程  $2d \sin \theta = \lambda$  精确测定  $\theta_{(200)}$  的数值，就可以求出一系列的 X 射线波长。这种方法称为“晶体常数法”。由于折射的影响，布喇格方程还需要经过折射校正，或者将其写成  $2d_n \sin \theta_n = n\lambda'$ ，其中  $\theta_n$  是  $n$  级反射时的布喇格角， $d_n$  为相应级别的有效晶面间距，而  $\lambda'$  是在真空中的 X 射线波长。

西格班 (Siegbahn) 等人<sup>[4]</sup> 对岩盐和方解石 ( $\text{CaCO}_3$ ，这种晶体比岩盐晶体在纯度及完整性方面的质量都要高得多) 的衍射角进行了非常精确的测量，最后得出下列结果：根据岩盐在  $18^\circ\text{C}$  时的  $\{200\}$  有效晶面间距数值为  $2.81400$ ，则方解石在  $18^\circ\text{C}$  时的  $\{211\}$  有效晶面间距数值为  $3.02904$ ，经过折射校正，得出方解石的真正解理面间距数值（光栅常数） $d_{(211)}$  为  $3.02945$ （由于角度测量可以准确到六位有效数字，所以这里给出的六位有效数字是相对值而非绝对值）。莫塞莱原来得出的岩盐  $d_{(200)} = 2.814 \text{ \AA}$  是由其晶体结构以及体积、密度、质量等物理量求出的，因此是真正的晶面间距，而非有效晶面间距  $d_n$ ，它的长度单位  $\text{ \AA}$  应是直接和米制相关联的。利用同样方法求出方解石解理面的真正晶面间距为  $d_{(211)} = 3.0283 \text{ \AA}$ ，其数值和用衍射角测量得出的数值  $3.02945$  有显著的差异。

为了表示这种差异，西格班把用衍射角测量得出的晶面间距和 X 射线波长用“X 单位”（简称为“X. U.”或“X”，或称“晶体单位”）表示。取方解石的  $d_{(211)} = 3029.04 \text{ X. U.}$ （相当于岩盐的  $d_{(200)} = 2814.00 \text{ X. U.}$ ），以这个结果作为测定 X 射线波长的标准，称为晶体标准。相应测出的  $\text{CuK}\alpha_1$  波长  $\lambda = 1537.400 \text{ X. U.}$ ，为了便于表示较长的 X 射线波长，也可以取 X. U. 的一千倍  $\text{kX}$  作为单位， $\text{kX}$  与  $\text{ \AA}$  非常接近，但并不相等。

后来许多有关科学工作者通过更精确的测量工作（包括使用双晶光谱仪和用光波校准的角度干涉仪等精密仪器），指出这两个单位间的差距可以大到  $1/500$ 。

这种差异的根源是由于早期所用的阿伏伽德罗数  $N = 6.060 \times 10^{23}$  克分子<sup>-1</sup> 不完全正确，其误差是由于密立根进行油滴实验以测定电子电荷  $e$  时使用了不准确的空气粘滞度数值而引起的。

由于存在这样两种单位（ $\text{ \AA}$  和  $\text{kX}$ ），因此需要在它们之间建立一个“换算因子”（或称“换算常数”），以便正确换算而消除混淆。事实上，这种混淆在以后的有关文献中曾多次出现，因此在这些单位还没有统一以前，所有有关的论著、报告中都有必要正确地给出所用 X 射线波长和晶面间距的数值和单位。

### 3. 换算因子 $A$ <sup>[15]</sup>

利用经过光学波长校准的划线光栅可以直接测定 X 射线波长，这样测定的波长可以直接用  $\text{ \AA}$  表示；而利用晶体衍射方法也可以测定同一的 X 射线波长，它们是以  $\text{kX}$  表示的。这两种波长之比 ( $\lambda_g/\lambda_c = \text{划线光栅 X 射线波长/晶体光谱仪 X 射线波长}$ ) 就是换算因子，通用符号  $A$  代表。比尔登 (Bearden) 等人<sup>[1]</sup> 在 1941 年通过使用两种方法精确地测定了几种不同的 X 射线波长，得出  $1000 \text{ X. U.} = 1 \text{ kX} = 1.002030 \pm 0.000020 \text{ \AA}$ 。1946 年英国物理学会参照前人的工作结果进行了讨论，并与美国 X 射线及电子衍射协会以及西格班等协商决定，并由布喇格 (Bragg)<sup>[6]</sup> 于 1947 年宣布规定换算因子数值为：

$$A = 1.00202 (\text{可几误差 } 0.003\%).$$

他还通过换算后以  $\text{ \AA}$  表示给出了一些常用的 X 射线  $K$  系发射谱线及吸收限波长数据。这个  $A$  值目前在一些书刊文献中仍然时常使用，在 1962 年出版的国际 X 射线晶体学表第 III 卷中也使用了这个换算因子值于其所给出的 X 射线波长表中<sup>[7]</sup>。

上述换算因子后来又经过了最小二乘方平差，并考虑了“蓝姆移动”，对早期由划线光栅法所得的某些结果进行了校正，先后给出过： $A = \lambda_g/\lambda_c = 1.002063 \pm 0.000034$ ， $A = 1.002039 \pm 0.000014$ ， $A = 1.002045$ ， $A = 1.002037 \pm 0.000020$  等值。在国际 X 射线晶体学表第 III 卷中推荐使用当时最好的 1961 年最小二乘方平差数据为：

$$1 \text{ kX} = 1.002063 \pm 0.000007 \text{ \AA}.$$

在这以后埃南 (Henins) 等<sup>[8]</sup> 以及比尔登<sup>[9]</sup> 用晶体常数法测定了一系列 X 射线波长，他们分别选用高纯度的硅及方解石晶体，并经过周密的修正，得出换算因子  $A$  为  $1.002057 \text{ \AA/kX}$  及  $1.002055 \text{ \AA/kX}$ ，其可几误差分别为  $5 \text{ ppm}$  及  $9 \text{ ppm}$ （均以  $\text{CuK}\alpha_1 = 1.537400 \text{ kX}$  为基准）。

埃耳登 (Elden) 等<sup>[10]</sup> 重新测定了早期泰伦 (Tyron) 用以测定  $\text{AlK}\alpha$  谱线的凹面划线光栅板，得出换算因子为  $A = 1.002060 \text{ \AA/kX}$ （可几误差  $20 \text{ ppm}$ ）。

斯皮吉克曼 (Spijkerma) 等<sup>[11]</sup> 还用测定连续 X

射线谱中短波极限值  $\lambda_0$  的方法求取  $A$ 。由于

$$eV = h\nu = h \frac{c}{\lambda_0}$$

式中  $e$  为电子电荷(静电单位),  $V$  为 X 射线管电压(静电单位电压降),  $h$  为普朗克常数(尔格·秒),  $\nu$  为频率(秒<sup>-1</sup>),  $c$  为光速(厘米·秒<sup>-1</sup>)。这样求出的  $\lambda_0$  是以厘米表示,也可以直接转换成 Å 单位。而用晶体展谱实测的短波极限值  $\lambda'_0$  是以 kX 单位表示的,因此得出:

$$A = \left(\frac{hc}{e}\right) \frac{1}{V\lambda'_0}$$

斯皮吉克曼等使用了一个汞气体靶的 X 射线管来测定  $V\lambda'_0$ 。用气体靶的优点是可以避免固态靶中精细结构对测定短波极限值的影响。但这种实验仍然存在一个问题,即电子能量不仅是由跨越 X 射线管两端的电压来决定,接触电位差和电子的初始热能也应有所贡献,因此  $eV$  不能代表全部的电子能量。用这样的方法得出的  $A$  值较低,如根据  $\text{CuK}\alpha_1 = 1.537400\text{kX}$ , 则  $A = 1.002005 \pm 24\text{ppm}$ , 根据  $\text{MoK}\alpha_1 = 0.707831\text{kX}$ (相应  $\text{CuK}\alpha_1 = 1.537370\text{kX}$ ), 则  $A = 1.002024 \pm 24\text{ppm}$ 。

比尔登<sup>[12]</sup>将上述测定的一些  $A$  值,再加上过去其他一些人所得测的某些结果<sup>[13,14]</sup>,进行权重计算(均以  $\text{CuK}\alpha_1 = 1.537400\text{kX}$  为基准),得到统计权重平均值为:

$$A = 1.002056 \pm 0.000005 \text{ \AA/kX}.$$

泰勒(Taylor)等人<sup>[15]</sup>最近通过选用已有精确度最高的实验结果和最小二乘方差,推荐的换算因子为:

$$A = 1.0020764 \pm 0.0000053 \text{ \AA/kX}.$$

这是目前文献中所能得到较新较好的换算因子数值。

#### 4. 波长标准, Å\* 单位和换算因子 A\*

自从西格班建立了方解石晶体标准后,将近五十年来经过测量和重测的 X 射线发射谱线和吸收限波长已达数千条。西格班<sup>[3]</sup>,科舒瓦(Cauchois)与于吕贝(Hulubei)<sup>[16]</sup>,以及桑兹特勒姆(Sandström)<sup>[17]</sup>等人都就这方面工作作过详细的评论,并给出了相当详细的波长表。在这些表中所列波长都以 X 单位表示,国际 X 射线晶体学表第 III 卷中所列波长表即系根据科舒瓦与于吕贝的数据乘以换算因子 1.002020 而给出以 Å 表示的波长数值。

在上述几种波长表中都有一个严重的不足之处,即较长的和较短的波长不能用同一个相对能量标度来表示。一般说来,大于 1.0 Å 的波长与用  $\text{CuK}\alpha_1 = 1537.40\text{X. U.}$  (1.537400kX) 的标度相一致,而小于 1.0 Å 的波长则与  $\text{MoK}\alpha_1 = 707.831\text{X. U.}$  (0.707831kX) 的标度一致。比尔登等<sup>[18]</sup>利用五只精选的晶体,精确测定了五种 X 射线谱线波长,结果表明  $\text{MoK}\alpha_1$  及其他较短波长的标度比之  $\text{CuK}\alpha_1$  和  $\text{CrK}\alpha_2$  波长标度要低约

20 ppm。许多实验工作指出  $\text{MoK}\alpha_1 = 707.831\text{X. U.}$  的误差是由于采用了方解石的平均光栅常数而引起的。梅里耳(Merrill)与杜蒙德(DuMond)<sup>[19]</sup>使用了优质的方解石晶体测出  $\text{MoK}\alpha_1$  的波长比之 707.831 X. U. 要大 25 ppm。

由于世界各地出产的方解石的纯度及完整性不尽相同,其光栅常数也有变化,同一晶体的内部各点也并不完全均匀,因此选取晶体作为标准,在不同的实验中就难于完全重复。如果不用晶体标准,而选取某个一定的波长作为标准,则其重复性会好得多。梅里耳与杜蒙德<sup>[19]</sup>曾经建议选用  $\text{MoK}\alpha_1 = 707.849\text{X. U.}$  作为波长标准;其后杜蒙德<sup>[20]</sup>又建议用几种波长的权重平均值作为波长标准。比尔登<sup>[12]</sup>,<sup>[21]</sup>考虑了多方面的因素,并与其他各种 X 射线波长和  $\gamma$  射线波长相比较,最后建议采用  $\text{WK}\alpha_1$  的波长(根据其谱线峰位测定)作为 X 射线波长标准。他认为  $\text{WK}\alpha_1$  谱线具有下列优点:

(1) 由于波长短,在透射时(高级衍射)对于折射的修正可以忽略不计(在对称劳厄反射时,折射率的修正量  $\delta = 0$ )。异常色散的修正也可以忽略。

(2)  $\text{WK}\alpha_1$  谱线具有高度对称性,而且谱线位置可以不受钨的化学状态及同位素丰度影响。

(3)  $\text{WK}\alpha_1$  谱线的穿透能力强,适合于用透射方法进行衍射角的测量,因此便于利用测角干涉仪测定衍射角的数值。同时它受晶体不完整性及单晶花样不对称性的影响也较小。

(4)  $\text{WK}\alpha_1$  的波长很短,能够直接校准  $\gamma$  射线的高级反射,因此可以用来校核核能级系统。

经过用五只优质晶体(硅及方解石),根据其晶体密度,  $\text{CuK}\alpha_1$  的衍射角,折射率及 1965 年的非 X 射线法所测阿伏伽德罗数数值<sup>[22]</sup>,精确测定了  $\text{CuK}\alpha_1$  波长与  $\text{WK}\alpha_1$  波长之比,得出

$$\lambda(\text{WK}\alpha_1) = 0.2090100 \text{ \AA} \pm 5 \text{ ppm}.$$

比尔登将这样测得的  $\text{WK}\alpha_1$  波长数值定义为 X 射线波长的初级标准,并用下列方式表示:

$$\lambda(\text{WK}\alpha_1) = 0.2090100 \text{ \AA}^*.$$

Å\* 是一种新的长度单位,它与绝对长度单位 Å 相差为  $\pm 5\text{ppm}$ 。也就是换算因子  $A^* = 1.000000 \text{ \AA} / \text{Å}^*$  (可几误差 5 ppm)。但 Å\* 作为一种波长单位,则不带有误差。最近有人采用了更新的原子常数,经过分析计算,得出  $A^*$  的可几误差可达 20 ppm<sup>[23]</sup>。再经过折射等修正后,Å\* 与 Å 间的可几误差仍达  $\pm 11\text{ppm}$ <sup>[23]</sup>。由于对硅的三种主要同位素丰度的知识尚不够充分,该项误差还可能更大一些。

埃南<sup>[24]</sup>使用了一个表面轮廓更接近于理想状况的划线光栅,测量了  $\text{AlK}\alpha_1$ , 未分解双线的波长为  $8.34034 \pm 0.00005 \text{ \AA}$  (可几误差  $\pm 6 \text{ ppm}$ )。另用石英晶体衍射,根据上述 Å\* 定义得出  $\text{AlK}\alpha_1$  的波长为  $8.34026 \text{ \AA}^*$  (可几误差  $\pm 3.1 \text{ ppm}$ ),从而得出:

$\lambda^* = 1.0000087 \text{ \AA} / \text{\AA}^*$  (可几误差  $\pm 7 \text{ ppm}$ ).

此外,有关的科技工作者们也考虑过选用  $\gamma$  射线波长作为波长标准。 $\gamma$  射线的谱线虽然对称性极好,宽度也很小,但在高级衍射时的强度太低,作为标准并不适合。

用  $W\text{K}_{\alpha_1}$  作为波长标准的一个困难是这种辐射所要求的较高的激发电压,在一般的 X 射线实验室中不易得到,因此有必要在其他波长区域建立一些次级的波长标准。

比尔登等<sup>[12,13]</sup>利用角度干涉仪校准过的 X 射线光谱仪和五只不同晶体(包括方解石、石英及硅),测定了  $\text{CrK}_{\alpha_2}$ 、 $\text{CuK}_{\alpha_1}$ 、 $\text{MoK}_{\alpha_1}$ 、 $\text{AgK}_{\alpha_1}$  和  $W\text{K}_{\alpha_1}$  的波长,通过分析计算和最小二乘方平差,得出四种次级标准,列于表 1 中。

表 1 次级标准(初级标准:  $W\text{K}_{\alpha_1} = 0.2090100 \text{ \AA}^*$ )

谱线	波长, $\text{\AA}^*$	可几误差, ppm*
$\text{AgK}_{\alpha_1}$	$0.5594075 \pm 1.1$	5.2
$\text{MoK}_{\alpha_1}$	$0.709300 \pm 1.3$	5.2
$\text{CuK}_{\alpha_1}$	$1.540562 \pm 1.3$	5.2
$\text{CrK}_{\alpha_2}$	$2.293606 \pm 1.3$	5.2

\* 考虑了换算因子的可几误差  $\pm 5 \text{ ppm}$  在内。

根据上述初级标准和次级标准,通过测量计算,比尔登<sup>[13]</sup>制定了一个相当详尽的 X 射线波长表,给出了 2700 条以上的 X 射线发射谱线和吸收限波长,均以  $\text{\AA}^*$  单位表示。这个波长表分为按元素顺序(自锂至镅)和按波长顺序(自  $0.10723 \text{ \AA}^*$  铀的 K 吸收限至  $692 \text{ \AA}$  钾的 M 系发射谱线)两部分。

由上述内容可知  $\text{\AA}^*$  仍然是一个相对的长度单位,根据比尔登等的原意,认为它和绝对长度单位  $\text{\AA}$  只相差  $5 \text{ ppm}$  以内,因此在实际上可以和  $\text{\AA}$  等同。但随着原子常数不断修改,  $\text{\AA}^*$  和  $\text{\AA}$  的差距可能愈来愈大。这样,  $\text{\AA}^*$  比起原来的  $kX$  单位就没有什么特殊的优越性,反而在单位方面增加了混乱。然而他所给出的波长表却是迄今为止比较好的一个表,它在整个 X 射线波长范围内有较好的一致性。在精确度要求并不太高的 X 射线光谱学和 X 射线晶体学工作中,可以直接采用这个表中数据,并认为其单位  $\text{\AA}^*$  和  $\text{\AA}$  等同,而不致带来明显的误差。

### 三、应用 X 射线干涉仪测定 X 射线的绝对波长

利用波长标准去定义 X 射线的波长虽然比之早先的方解石晶体标准有所进展,但仍然要有  $\lambda$  或  $\lambda^*$  等换算因子,给工作带来了许多不便和混乱。从长远来看,应当设法完全消除  $kX$  和  $\text{\AA}^*$  之类的相对长度分度

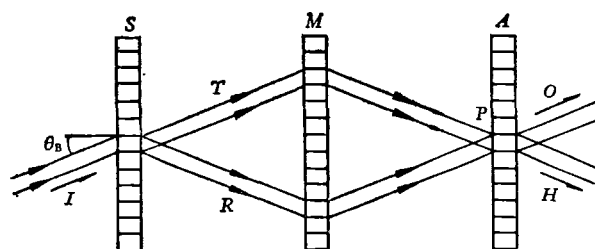


图 1 透射型 X 射线干涉仪示意图

单位以及相应的换算因子,使 X 射线波长及晶体的点阵常数能直接和国际通用的米制联系起来。自从 1965 年 X 射线干涉仪出现后<sup>[13]</sup>,这种希望已有可能成为现实。

由于 X 射线在各种物质中的折射率都非常接近于 1,它不象可见光那样能够利用透镜或棱镜分离和合并光束,进行干涉测量;但是却可以利用晶体衍射的原理和方法来偏离和合并 X 射线束,目前所用的 X 射线干涉仪就是根据这个原理,应用透射(劳厄)或反射(布喇格)情况的衍射来制作的。

图 1 是一个透射(劳厄)型 X 射线干涉仪的示意图,其中的 S、M、A 是同一材料、同一取向、间隔相等、并且严格平行和对准的三块晶片,分别起到分束器、镜子和分析器的作用。这三块晶片的表面都垂直于晶体内的同一组原子平面,这组原子平面起到反射晶面的作用。如果一束一定波长的单色平行 X 射线束 I 以相应于这组原子平面的布喇格角  $\theta_B$  射入晶片 S,则根据衍射的动力学理论,这一束入射的平面波被反射成为两束相干波 T 和 R,它们的强度各等于入射束强度的一半。T 和 R 在经过 M 后又互相会合,在分析器晶片 A 的表面前形成一个驻波花样 P。若晶片有一定厚度而且是非常完整、严格对准的,则 P 处的电场波腹位于晶片内反射晶面之间,而波节与这组晶面(原子平面)相重合。在 P 处产生的干涉条纹即使没有 A 也是存在的,但是这些条纹的间距太窄,它们只是反射晶面间距  $d$  的数量级,通常观察不出。A 的作用是将原子尺度的条纹转换为在每个出射束 O 和 H 中可以观察到的宏观花样,它是由于在 P 处的原子尺度的驻波花样和 A 中原子平面迭加而形成的干涉现象。如果 A 和 S 及 M 均严格相同并对准,则 A 后面的 X 射线束干涉加强,在垂直于 O 及 H 的观察面上将显现强的、均匀的 X 射线强度分布,否则就会形成莫尔干涉条纹。当晶片 A 沿着垂直于其反射晶面(平行于晶片表面)的方向平移,而 S 和 M 保持静止时, A 后面的莫尔条纹强度就会发生周期性变动。每当 A 移动  $d/2$  时, A 后面的 X 射线束干涉减弱至最小值,而当 A 每移动一个反射晶面间距  $d$  的距离时,则干涉加强,产生极大值,这时即可观察到一条莫尔条纹。因此在实验中所观察到的莫尔条纹数目,就是使 A 平移距离为  $d$  的倍数的计数。如

果同时用一个激光的光学干涉仪精确测定  $\Lambda$  的平移距离  $\Delta S$ , 而这时莫尔条纹的计数为  $n$ , 则  $d = \frac{\Delta S}{n}$ . 采用光学干涉仪测量方法, 可以用国际上通用的标准光学波长单位米来直接测量  $\Delta S$ , 其精确度可达  $10^{-8}$  以上. 如果莫尔条纹的计数也能精确到  $10^{-8}$  以上, 就能够以  $10^{-8}$  以上的精确度测定  $d$  的数值, 它可以用米来直接表示. 由于目前已能制备高纯度、高完整性的硅晶体, 用这种晶体制作 X 射线干涉仪, 并用它来测量晶面间距的绝对长度的工作, 在国外已经进行了几年, 据称在最近可使这种测量精确度达到  $0.2 \text{ppm}^{[24]}$ .

用硅晶体制造 X 射线干涉仪, 除去对于晶体质量 (包括纯度、完整性及均匀性) 要求很高外, 还需要配合非常精密的加工工艺, 以及相应的调准、测试技术等.

利用 X 射线和光学干涉仪配合精确测定出硅的某一晶面间距, 可以用作光栅常数, 再通过精确的衍射角测量来测定各种 X 射线波长. 如果这项测量的精确度能达到  $10^{-8}$  数量级, 那么测量出来的 X 射线波长就可以直接用米 (或其分度) 来表示, 而不必采用另一套长度单位如  $k \times$  或  $\text{\AA}^*$  等, 以及相应的换算因子. 因此, 利用 X 射线和光学干涉仪测量 X 射线波长可以说是又回到了“晶体标准”, 但和以前的“晶体标准”是不同的, 在这里不需要引用阿伏伽德罗数和原子量等常数, 也不需要测定晶体的密度, 可以免除了从这些方面带来的误差, 就目前看来, 它是测定 X 射线绝对波长的一个很有希望的途径.

### 参 考 文 献

- [1] Deslattes, R. D., 1971 *Precision Measurement and Fundamental Constants* (Eds. Langenberg and Taylor), 265.  
 [2] Taylor, B. N., Parker, W. H. and Langenberg, D. N., *Rev. Mod. Phys.*, 41 (1969), 375.  
 [3] Mosley, H. G. J., *Phil. Mag.*, 26 (1913), 1024; 27 (1914), 703.  
 [4] Siegbahn, M., “*Spektroskopie der Röntgenstrahlen*”, (1925).

- [5] Bearden, J. A., *J. Appl. Phys.*, 12 (1941), 395.  
 [6] Bragg, W. L., *J. Sci. Instr.*, 24 (1947), 27.  
 [7] Lonsdale (Gen. Ed.) K., *International Tables for X-Ray Crystallography*, Vol. III (1962), 59.  
 [8] Henins, I. and Bearden, J. A., *Phys. Rev.*, 135 (1964), A890.  
 [9] Bearden, J. A., *Phys. Rev.*, 137 (1965), B181.  
 [10] Elden, B. and Svensson, L. A., *Arkiv. Fysik.*, 28 (1965), 427.  
 [11] Spijkerman, J. J. and J. A. Bearden, *Phys. Rev.*, 134 (1964), A871.  
 [12] Bearden, J. A., *Rev. Mod. Phys.*, 39 (1967), 78.  
 [13] Smakula, A. and Sils, V., *Phys. Rev.*, 99 (1955), 1744, 1747.  
 [14] Bearden, J. A., *Phys. Rev.*, 37 (1931), 1210.  
 [15] Thomsen, J. S. and Burr, A. F., *Am. J. Phys.* 36 (1968), 803.  
 [16] Cauchois, Y., et Hulubei, H., *Longueurs d'ondes Selectionnées des émissions X et des discontinuités d'absorption X*, (1947).  
 [17] Sandström, A. E., *Encyclopedia of Physics*, Vol. XXX, X-Rays, (1957), 78.  
 [18] Bearden, J. A., Henins, A., Marzolf, J. G., Sander, W. C., and Thomsen, J. S., *Phys. Rev.*, 135 (1964), A899.  
 [19] Merrill, J. J. and DuMond, J. W. M., *Phys. Rev.*, 110 (1958), 79.  
 [20] DuMond, J. W. M., *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A.*, 45 (1959), 1052.  
 [21] Bearden, J. A., *Phys. Rev.*, 137 (1965), B455.  
 [22] Cohen, E. R. and DuMond, J. W. M., *Rev. Mod. Phys.*, 37 (1965), 537.  
 [23] Bearden, J. A., 1971 *Precision Measurement and Fundamental Constants*, 251.  
 [24] Henins, A., 1971 *Precision Measurement and Fundamental Constants*, 255.  
 [25] Bonse, U. and Hart, M., *Appl. Phys. Letters*, 7 (1965), 99.  
 [26] Curtis, I., Morgan, I., Hart, M. and Milne, A. D., 1971 *Precision Measurement and Fundamental Constants*, 285.

(上接第 103 页)

定, 时空一般是弯曲的 (即不可能找到一个坐标变换把整个时空变为平直的明可夫斯基时空). 弯曲的程度由包含度规张量二阶导数的四阶张量  $R_{iklm}$  来描述, 称为“黎曼曲率张量”. 黎曼张量可以用度规张量缩并成一个二阶张量  $R_{km} = R_{iklm} g^{li} g_{pj}$ , 称为“里契张量”.  $R_{km} = 0$  决定物质外面 (即真空) 的时空性质.

### 标量曲率

里契张量可用度规张量进一步缩并成一个标量  $R = R_{km} g^{km}$ , 称为“标量曲率”.

### 张德拉塞卡极限和奥本海默极限

按照恒星演化的理论, 星体的能源是由热核反应提供的. 当核燃料耗尽后, 星体将收缩. 随着密度的增高, 物质简并化, 简并电子气体的压强可与引力相抗衡, 使星体处于平衡状态, 称为白矮星. 平衡态的白矮星存在一个最大质量 (约 1.2 太阳质量), 称为“张德拉塞卡极限”. 若超过这个极限, 星体不可能稳定, 将进一步收缩, 发生逆  $\beta$  衰变, 原子核内的质子变为中子, 中子简并气体的压强可与引力抗衡, 使星体处于平衡状态, 称为“中子星”, 平衡态中子星也有一个最大质量 (约 2 个太阳质量), 称为“奥本海默极限”. 若超过这个极限, 按目前的流行看法星体将无限地坍缩.