

利用同步辐射建立紫外及真空紫外光谱辐射标准

李福田 陈星旦

一、引言

在辐射计量工作中,光源光谱辐射特性的测定占很重要的地位。可以有两种方法来确定光源的光谱辐射特性:一种是标准光源法,一种是标准探测器法。前者是把待测光源和标准光源在同一光谱辐射计上进行比较,以得出待测光源的光谱辐射特性。后者是用标准探测器和光谱辐射计测得待测光源的光谱辐射分布,然后根据预先测得的光谱辐射计传递特性进行修正。一般情况下,光谱辐射计的光谱传递特性难以准确测得,与标准光源法相比,这种方法较少采用。

六十年代初期,许多国家已建立起光谱辐射标准光源。在 $2.5\mu\text{m}$ 以上的红外波段,是温度 500K 至 1400K 的低温及中温黑体;在 300nm 到 2500nm 的近紫外、可见和近红外波段,是温度 3000K 在右的高温黑体。所谓黑体就是保持在一恒定温度的空腔辐射体,这个空腔辐射体的温度均匀性和几何形状需满足黑体辐射理论的要求。黑体的光谱辐射亮度由著名的普朗克公式给出:

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{(\exp(hc/\lambda KT) - 1)} \quad (1)$$

黑体光谱辐射标准的建立,为近紫外、可见和红外区光源光谱辐射的标定提供了方便条件。黑体标准的准确度是很高的,高温黑体—钨带灯的光谱辐射亮度传递误差在 300nm 为 1×10^{-3} ,在 $400-1000\text{nm}$ 之间为 0.6×10^{-3} ,在 2500nm 为 2.5×10^{-2} ^[1]。1973—1975年进行了光谱辐射照度标准的国际比对^[2],在 350nm 以上误差只有 $\pm 1\%$,但在 300nm 以下误差很大,这是因为高温黑体光谱辐射亮度在短波端下降很快,这给高温黑体在 300nm 以下波段的应用带来了困难。

近二十年来,空间光学、天文学、受控热核反应、等离子体光谱学和紫外激光的研究,以及紫外辐射在化学、生物学、药理学方面的应用,使得在近紫外区以高温黑体为基础的标准光源,无论在精度方面还是在波长复盖范围方面,已不能适应需要,从而推动了紫外及真空紫外光谱辐射计量工作的迅速发展,刺激人们寻找和发现新的方法原理以建立高准确度紫外及真空紫外光谱辐射标准。

二、紫外及真空紫外光谱辐射标准

在寻找新的方法原理建立紫外及真空紫外光谱辐射标准的过程中,人们首先想到的是提高黑体的温度。根据黑体辐射的维恩位移定律,黑体光谱辐射分布的峰值处波长 λ_{\dots} 和黑体

温度有如下关系:

$$\lambda_{max} \cdot T = 0.2898 (cm \cdot K) \quad (2)$$

为使光谱辐射的峰值波长落在紫外或真空紫外波段, 要求黑体的温度起码在 10000K 以上。这样的温度只能在等离子体中实现。基于这一推断, Boldt 提出了黑体谱线法的原理^[3]。其要点是: 在已知温度 T 的处于局部热力学平衡条件下的 Ar 等离子体中, 引入 Kr、N₂、O₂、CO₂ 等痕量气体以激发出 Kr、N、C 和 O 谱线。这些谱线的强度随痕量气体的浓度而增加。当浓度增加到一定程度后, 谱线强度不再增加, 出现所谓“饱和”现象。可以证明, 此时谱线峰值处的光谱辐射亮度已达到等离子体温度 T 下的黑体光谱辐射亮度, 通过等离子体光谱学诊断求得等离子体温度后, 即可根据普朗克公式算出。因此 Boldt 黑体谱线法为建立紫外及真空紫外光谱辐射标准提供了途径。

根据 Boldt 黑体谱线法, 西德物理技术研究院 (P T B) 的 H. Kaase^[4] 和 D. Stuck 等^[5] 以及英国国家物理研究所的 R. C. Preston^[6], 已利用壁稳氩弧建立了真空紫外光谱辐射标准。R. C. Preston 所用的壁稳氩弧光源如图 1 所示。它由 17 个单独水冷的电极片组成, 每个电极片厚 3mm, 放电通道直径 $3mm \pm 0.01mm$ 。电极片彼此用 0.25mm 厚的聚四氟乙烯密封圈绝缘。放电在钨阴极和中空的铜阳极间产生。最大电流为 75 A, 电压为 133 V, 电功率约为 10kW。所用电源是高精度直流稳流电源, 电流稳定度达 1×10^{-4} 。为保持弧室内清洁, 氩气持续流过弧室。氩气压强保持在 $1.75 \times 10^5 Pa$ 。氩气纯度为 99.999% 以上。杂质含量按体积计算, 氮占 4ppm, 氧占 3ppm, 氢占 5ppm, 碳占 0.2ppm。为在可见区进行光谱学观测, 氩弧一端装有融石英窗口; 另一端装有一个四级差分泵系统, 以衔接真空紫外单色仪。

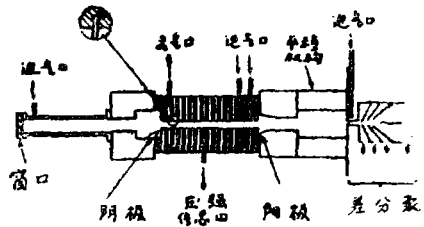


图 1 壁稳氩弧光源及差分泵系统

壁稳氩弧的等离子体温度靠光谱学诊断方法求得。原理如下: 设氩等离子体处于局部热力学平衡状态, 由 Saha 方程、Dalton 定律及宏观电中性条件可得

$$\left. \begin{aligned} n_+ &= n_e \\ \frac{n_+ + n_0}{n_0} &= S(T) = 2 \frac{U_+}{U_0} \frac{(2\pi kTm)^{3/2}}{h^3} \exp(-x/kT) \\ n_+ + n_+ + n_0 &= n = P/kT \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

n_0 、 n_+ 、 n_e 分别为中性原子、离子和电子的数密度。 U_+ 、 U_0 分别为原子和离子的分配函数, x 为电离势能。 T 、 k 、 m 、 h 有其通常含义。这组方程没有解析解, 用迭代法借助电子计算机可求得数值解, 即特定温度 T 下相应的电子密度 n_e 及中性原子密度 n_0 。

进一步从光谱学理论我们有

$$\left. \begin{aligned} I_0 &= \frac{hc A_0 g_{0k} n_0}{4\pi L_0 U_0} \exp(-E_{0k} C_2/T) \\ I_+ &= \frac{hc A_+ g_{+k} n_+}{4\pi L_+ U_+} \exp(-E_{+k} C_2/T) \\ E_0 &= \frac{C_0 n_0^2(T)}{\lambda^3 \sqrt{T}} L\xi(\lambda, T) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中 I_0 、 I_+ = 原子和离子光谱线强度

E_c = 等离子体连续光谱强度

A_0, A_+ = 自发辐射跃迁几率

g_{0k}, g_{+k} = 统计权重

U_0, U_+ = 分配函数

$\xi(\lambda, T)$ = 与温度和波长有关的函数, 见方程(7)

L = 等离子体弧长

这组方程给出了等离子体中原子谱线、离子谱线及连续光谱的光谱辐射强度与温度和电子密度的关系。显然只要测定出谱线或连续光谱的强度, 利用方程(3)和(4)即可求出等离子体的温度。经验表明, 靠直接测定谱线或连续光谱辐射强度来求得温度误差较大。Richter^[1]建议了一种方法, 不需要测量谱线或连续光谱的绝对强度, 也不依赖于测得的或计算得的原子参量。按他的方法, 为确定等离子体温度, 只要在一个尽可能大的范围内改变壁稳氩弧的工作电流, 对每个电流测定一中性原子谱线相对强度 I_0 及一离子谱线相对强度 I_+ , 作出 $\log I_0 \sim \log I_+$ 关系曲线, 曲线上每个点相应于一个特定电流值。与此同时, 根据方程(3)和(4)从理论上计算出 $\log I_0 \sim \log I_+$ 曲线, 曲线上每个点相应于一个特定等离子体温度值。将实验曲线与理论曲线重合即可得到每个电流值相应的温度值。对谱线加宽、谱线翼重迭等因素进行修正后, 此方法在 13000 K 准确度可达 $\pm 50 K$ 。相对谱线强度的测量是在 3 米可见区高分辨率单色仪上进行的。对壁稳氩弧等离子体光谱学诊断结果表明: 相应 60 A 工作电流, 等离子体温度为 $13760 K \pm 50 K$ 。

在壁稳氩弧中引入 CO_2, N_2, O_2 及 Kr 的痕量气体后, 利用 3 米真空紫外凹面光栅单色仪监测其光谱线强度随痕量元素浓度的变化得到一组所谓“饱和”曲线。由于痕量气体的引入, 使等离子体温度发生的微小变化, 是靠监测 Kr 黑体谱线强度的变化来求得的。

表 I 列出了在紫外及真空紫外区可得到的黑体谱线波长及宽度。可以看出: 大部分谱线位于 110—126 nm 及 146—175 nm 之间, 从 175 nm 到 260 nm 间仅有两条黑体谱线可以利用。这暴露了黑体谱线法的不足。事实上, 在紫外及真空紫外区, 由于光谱仪系统镜面及光栅表面的污染(真空系统残余油蒸汽在紫外线作用下, 在光学镜面及光栅表面形成淀积层)及光阴极光谱灵敏度随波长的变化, 使得光谱辐射计系统的光谱响应出现随波长非连续平滑的变化。对这样的系统, 如果只在少数间隔较远的波长进行校准, 所给出待测光源的光谱辐射亮度就可能出现较大误差。

美国国家标准局(NBS) W. R. Ott 等人^{[8][9]}研制的壁稳氩弧标准光源, 避免了这一问

表 I 黑体谱线的波长及宽度

$\lambda(\text{\AA})$	$\Delta\lambda(\text{\AA})$	元素	$\lambda(\text{\AA})$	$\Delta\lambda(\text{\AA})$	元素	$\lambda(\text{\AA})$	$\Delta\lambda(\text{\AA})$	元素
1097.8	1.3	NI	1189.4	0.6	CI	1656.3	0.2	CI
1134.3	0.4	NI	1193.8	1.6	CI	1657.1	0.8	CI
1135.0	0.3	NI	1200.0	1.8	NI	1658.0	0.5	CI
1158.6	0.5	CI	1243.2	0.4	NI	1742.8	0.2	NI
1167.5	0.3	NI	1261.2	1.0	CI	1745.2	0.1	NI
1168.5	0.4	NI	1463.3	0.3	CI	1930.9	0.4	CI
1176.5	0.3	NI	1492.7	0.4	NI	2378.6	0.1	CI
1177.7	0.2	NI	1494.7	0.3	NI			

题, 壁稳氢弧光源发射的光谱辐射是连续的, 从紫外一直扩展到真空紫外 500 Å 左右。在局部热力学平衡条件下, 13000K 及 20000K 的氢等离子体, 从 360nm 至 95nm 是光性较薄的连续光谱辐射。从 121.5nm L_{α} 谱线开始至 93.8nm L_{β} 为止, 是光性较厚的拉曼线系。13000K 的氢等离子体在 130nm 至 166nm 间出现 H_{γ} 光谱带。当等离子体温度接近 20000K 时, 其辐射可以忽略不计。壁稳氢弧等离子体光谱辐射亮度是其连续光谱发射系数与弧长的乘积。对中温氢等离子体其连续光谱发射系数可以表示为

$$\epsilon_{\text{连续}} = F(\lambda, T)N_H N_H^+ + G(\lambda, T)N_H N_e + H(\lambda, T)N_e^2 \quad (5)$$

N_H 和 N_H^+ ($= Ne$) 分别是氢原子和质子密度, Ne 是电子密度。 $F(\lambda, T)$ 、 $G(\lambda, T)$ 和 $H(\lambda, T)$ 是与连续吸收系数有关的量。(5)式第一项表示 H^+ 对发射连续光谱辐射的贡献:



第二项表示 H^- 对发射连续光谱辐射的贡献:



第三项表示复合过程对发射连续光谱辐射的贡献:



上式中“''”代表不同激发态。Roberts 和 Voigt 已计算出等离子体条件下氢的连续光谱发射系数。

W. R. Ott 所用的氢等离子体温度和电子密度光谱学诊断方法和上述氩等离子体温度光谱学诊断方法相同。他测量了 H_{β} 和 H_{γ} 谱线强度及 300nm~360nm 间连续光谱强度和 540nm~600nm 间连续光谱强度, 应用方程(3)及(4)求得氢等离子体的温度和电子密度。进一步又应用 Roberts 和 Voigt 计算的氢等离子体连续光谱发射系数及壁稳氢弧弧长 L 求得壁稳氢弧的光谱辐射强度。

在 250nm 至 360nm 波段同黑体辐射标准进行比对的结果以及在 174.3nm 和 193.1nm 处同壁稳氢弧中黑体谱线比对的结果表明: 在误差范围内壁稳氢弧的光谱辐射亮度值与这两种标准相一致。壁稳氢弧的误差较大, 主要是弧长较难准确确定。

三、利用同步辐射建立紫外及真空紫外光谱辐射标准

黑体谱线法的固有缺陷及壁稳氢弧标准的低精度, 促使人们把注意力转移到了利用同步辐射建立紫外及真空紫外光谱辐射标准的研究方面。到目前为止, 不少国家已相继利用同步辐射建立了紫外及真空紫外光谱辐射标准^{[10][11]}或直接应用同步辐射标定卫星及航天机携带的光谱仪器和探测器^{[12][13]}。一些计量研究机构如 PTB 及 NBS 已拥有小型辐射计量专用的同步辐射装置。所有这些, 标志着在建立紫外及真空紫外光谱辐射标准方面, 同步辐射方法逐步占有了压倒的优势。

1. 同步辐射理论的实验验证

相对论性电子在磁场中沿曲线轨道运动时发出电磁辐射, 这一电磁辐射称为同步加速器辐射或简称同步辐射。它有如下特征:

(1) 辐射特性依赖于同步辐射装置的参量如轨道半径、轨道电子数目、最终能量等;

- (2) 辐射的光谱分布是连续的, 并复盖从X线到红外的一个很宽的光谱区域;
- (3) 辐射集中于轨道切线方向的极细光锥内;
- (4) 辐射是高度偏振的。

Schwinger早在四十年代末根据电动力学原理导出了描述同步辐射特性的公式^[14]。按他的理论, 对单电子回旋运动时每单位波长间隔、单位立体角内辐射的瞬时功率 Pe 可表为辐射波长 λ 和角 θ 的函数:

$$P_e(\lambda, \theta) = \frac{27}{32\pi^3} \frac{e^2 c}{\rho^3} \gamma^8 \left(\frac{\lambda_e}{\lambda} \right)^4 (1 + X^2)^2 \left[K_{3/2}^2(\xi) + \frac{X^2}{1 + X^2} K_{1/2}^2(\xi) \right] \quad (6)$$

式中 $X = \gamma\theta$, $\xi = \frac{\lambda_e}{2\lambda} (1 + X^2)^{3/2}$, $K_{2/3}$ 和 $K_{1/3}$ 是第二类修正贝塞尔函数。 $\lambda_e = 186.4 / (BE)^2$, 为特征波长, B 为磁场强度, E 为电子能量, ρ 为束流偏转半径。公式(6)后面括号中前一项对应于电矢量方向与轨道平面平行的辐射分量, 后一项对应于电矢量方向垂直于轨道平面的分量。

从五十年代起, 人们就对同步辐射开始进行系统的实验研究。1956年 K. Codling 和 R. P. Madden^[15] 测试了美国国家标准局的 180MeV 同步加速器发出的同步辐射。他们发现辐射的角分布和偏振特性与 Schwinger 理论符合得很好, 误差在 3—5% 左右。P. J. Key^[16] 用英国国家物理研究所的基于黑体辐射的光谱辐射标准研究了 Glasgow 大学 340MeV 的同步加速器辐射, 他发现从 350nm 到 600nm 同步辐射光谱分布的理论计算值与实测值之间的误差只有 $\pm 0.4\%$ 。

D. Lemke 和 D. Labs^[17] 在 220—550nm 用黑体辐射作标准测量了 DESR 6GeV 同步加速器的辐射。实测值和 Schwinger 理论值相比较, 误差在 $\pm 2\%$ 以内。

P. J. Key 和 R. C. Preston^[18] 利用壁稳氩弧中黑体谱线 $CI193.09\text{nm}$ $NI174.28\text{nm}$ 和 $CI165.71\text{nm}$ 作标准与同步辐射标定的氙灯进行了对比, 误差在 2.5% 以内。

西德物理技术研究院的 H. Kaase^[4] 将这一比对延伸到 100—200nm 间。他利用 PTB 140MeV 的同步加速器作同步辐射源。壁稳氩弧电流 100A、氩气压强 $1.0 \times 10^6 \text{Pa}$ 、等离子体温度为 12600K, 掺入痕量气体 H_2 、 CO_2 、 N_2 和 Kr 后得到 NI 、 CI 、 HI 和 KrI 的黑体谱线。为进行两种光源的直接比对, 将同步辐射装置和真空紫外测试系统借助真空管路连结在一起。仪器的布置如图 2 所示。同步辐射通过 8 米长光束线经球面镜成像于光栅单色仪的入射狭缝。光束线中一系列光栏将光束的立体角限制到 $2 \times 10^{-5} \text{sr}$ 。壁稳氩弧光源经差分泵

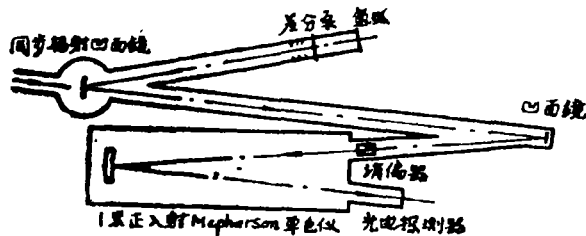


图 2 同步辐射用光谱辐射计系统

单元与真空紫外测试系统相连。差分泵的使用避免因窗口污染而出现的一系列问题。同步辐射是偏振的，而壁稳氩弧辐射是非偏振的，为避免因偏振性质不同而引起的测量误差，在单色仪入射狭缝前放置了一个消偏振器，这个消偏振器由 MgF_2 和 LiF 光楔构成。Mcpherson 225真空紫外正入射单色仪的凹面光栅曲率半径为99.5cm。探测器是光电倍增管加水杨酸钠荧光屏。为消除加速器轨道电子数波动造成的同步辐射不稳定的影响，在位置A引入了参考探测器。表II给出了100—200nm间同步辐射和黑体谱线辐射强度比对的结果，可以看出误差在 $\pm 3\%$ 以内。

表II 同步辐射与黑体谱线的比对

λ (nm)	元 素	R(λ)
100.0	谱线加连续	1.10
113.5	NI	0.99
120.0	NI	1.01
124.3	NI	0.97
130.0	谱线加连续	1.03
146.3	CI	1.03
149.3	NI	0.98
165.7	CI	1.00
174.3	NI	1.00
193.1	CI	1.01
200.0	谱线加连续	1.03

近年来，在不同光谱波段对不同装置的同步辐射光谱分布研究的结果表明，理论计算值和实测值相当满意地一致（表III）。可以认为Schwinger理论很好地描述了同步辐射的性质，同步辐射可以作为已知光谱分布的光源用于建立紫外及真空紫外光谱辐射标准。

表III 同步辐射理论的实验验证结果

单 位	波 段	同 步 辐 射 装 置	内 容	误 差
西德	220—550nm	DESY 6GeV ⁽¹⁷⁾	光谱分布	$\pm 2\%$
英国国家物理研究所(N P L)	350—600nm	Glasgow 340MeV ⁽¹⁸⁾	光谱分布	$\pm 0.4\%$
英国国家物理研究所(N P L)	193.09nm	Daresbury 5GeV ⁽¹⁸⁾	光谱分布	2.5%
	174.27nm			
	167.00nm			
	165.72nm			
西德物理技术研究院(P T B)	350—600nm	P T B 140MeV ⁽²⁸⁾	光谱分布	2.2%
西德物理技术研究院(P T B)	100—200nm	P T B 140MeV ⁽⁴⁾	光谱分布	$\pm 3\%$
西德物理技术研究院(P T B)	165nm	DESY 6GeV ⁽⁵⁾	光谱分布	8%
日本核子物理研究所(I N S)	360—750nm	INS 1.3GeV ⁽²⁷⁾	绝对光谱分布	10%
日本核子物理研究所(I N S)	L_{α} 121.6nm	INS 1.3GeV ⁽²⁹⁾	光谱分布	20%
日本核子物理研究所(I N S)	L_{α} 121.6nm	INS 1.3GeV ⁽³⁰⁾	角分布	5%
美国国家标准局(N B S)	500nm	SURFI 180MeV ⁽¹⁵⁾	偏振度及角分布	3—5%

2. 传递标准光源

为利用同步辐射建立紫外及真空紫外光谱辐射标准，需要稳定、重复、性能可靠的传递

标准光源进行量值传递。在利用同步辐射建立光谱辐射标准的早期阶段,人们曾采用氘灯等气体放电光源作为传递标准光源^{[10][11]}。氘灯有如下特点:

- (1) 尺寸小、功耗低、易于操作;
- (2) 在一较大立体角范围内辐射强度是均匀的;
- (3) 在165—350nm间光谱辐射是连续的,其分布与同步辐射相接近。因此有利于降低因单色仪杂光及波长不够准确所出现的误差;
- (4) 精心设计制作并经老化挑选的氘灯,其短期及长期稳定性比较好。

在最近的一次同步辐射传递标准与真空紫外壁稳氩弧标准再比对中发现:由于氘灯老化速率随波长而变化,放电模式随放电在电极上出现的位置而变化,以及长期放置后光谱辐射特性也可能发生变化等原因,使其相对光谱辐射分布在短波段变化了近7%。这样的传递标准已不适应日益提高的精度要求,有必要寻求更为稳定、重复、可靠的传递标准光源。

在对B.R.V.光源^{[19][20]},壁稳氩弧光源^{[22][23]}及激光等离子体^{[20][21]}辐射特性进行了系统分析后,发现小型壁稳氩弧是目前最理想的165—350nm光谱辐射传递标准光源。小型壁稳氩弧由8个厚度2mm、间隔0.2mm的水冷电极片组成,电极片中心的放电通道孔直径 $3\text{mm} \pm 0.01\text{mm}$,阴极和阳极由钨钍材料制成。弧电流40A、电压约52V、等离子体温度约为12760K,光源内压强为 $1.75 \times 10^5\text{Pa}$ 。实验表明:这种光源长期及短期稳定性可达0.2%以内。相同尺寸和结构的各光源间相对光谱辐射分布差别小于0.7%。用英国国家物理研究所的基于同步辐射的紫外及真空紫外光谱辐射基准标定了三只小型壁稳氩弧,标定时使用了四支氘灯作为传递标准。标定误差在200nm以下为 $\pm 1\%$,200—350nm间为 $\pm 0.5\%$ 。实验结果与理论计算符合得很好^[24]。这预示着有可能利用壁稳氩弧中氩等离子体连续光谱辐射建立紫外及真空紫外光谱辐射标准。

在计算壁稳氩弧连续光谱辐射时,我们使用了下述表达局部热力学平衡条件下长度为L的光性较薄的氩原子自由-自由、自由-束缚连续光谱发射强度的公式

$$E_e(\lambda, T) = \frac{C_0 N_e^2(T)}{\lambda^2 \sqrt{T}} L \xi(\lambda, T) \quad (7)$$

$$\xi(\lambda, T) = [1 - \exp(-C_2/\lambda T)] (G'_1/Z'(T)) \xi_{f_b}(\lambda, T) + G \exp(-C_2/\lambda T)$$

$$C_0 = (2\pi/3km^2)^{1/2} (e^6/24c^2\pi^2e_0^3)$$

其中 λ = 波长

T = 等离子体温度

$N_e(T)$ = 电子密度

G'_1 = 离子的基态统计权重

$Z'(T)$ = 离子的分配函数

G = 自由-自由高登系数

$G(\lambda, T)_{f_b}$ = 自由-束缚连续光谱系数

激光等离子体是一种新出现的富有吸引力的紫外及真空紫外传递标准光源,它有如下特征:

1. 重复性目前至少可以作到 $\pm 10\%$;
2. 脉冲峰值光谱辐照度是壁稳氩弧的 $10^4 \sim 10^6$ 倍;
3. 光谱辐射分布是连续平滑的,波长复盖范围较大;

4. 若所用激光能量大于一焦耳时, 激光等离子体的光谱辐射对激发用的激光能量不敏感。

G. O'Sullivan 和 J. R. Roberts 等人⁽²¹⁾确定了115~220nm 波段钷和钷激光等离子体的光谱辐射照度。他们用 3 焦耳调Q脉冲激光器, 在距透镜25cm的焦点处放置了一个3mm 的光阑进行空间滤波以产生高斯型光束轮廓。光束准直后由焦距 10cm 的平凸透镜通过石英窗口聚焦于靶面, 以产生激光等离子体。等离子体辐射经单色仪色散后经水杨酸钠—光电倍增管转换成光电流由存贮示波器显示出来。单色仪系统抽空到 10^{-7} 托。使用了美国国家标准局的小型壁稳氩弧校准激光等离子体的光谱辐照度, 小型壁稳氩弧是由壁稳氩弧标定的。激光等离子体光谱辐照度的误差在 138~335nm 间为 10%, 波长小于 138nm 时误差达 25%, 其辐照度值大约是小氩弧的 10^4 倍。

西德物理技术研究院的 B. Wende 已着手将激光等离子体光源作为光谱辐射传递标准用于 BESY 同步辐射装置的辐射计量光束线上。可以预期通过深入细致的工作, 将会使这种光源的稳定性大幅度提高, 在辐射计量中的应用会越来越广泛。

表 IV 给出紫外及真空紫外光谱辐射传递标准光源的适用波段及误差。

表 IV 紫外及真空紫外光谱辐射传递标准光源及误差

单 位	波 段	传递标准光源	标准光源	误 差
英国国家物理研究所(N. P. L.)	165—350nm	石英窗口氙灯 ⁽¹⁰⁾	同步辐射	± 3.7% 165nm
英国国家物理研究所(N. P. L.)	115—370nm	氟化镁窗口氙灯 ⁽²⁵⁾	同步辐射及 黑体谱线	± 2.5% 200nm ± 5%
英国国家物理研究所(N. P. L.)	165—350nm	小型壁稳氩弧 ⁽²⁴⁾	同步辐射	± 4.7% 165nm ± 3% 200nm
英国国家物理研究所(N. P. L.)	100—200nm	小型壁稳氩弧 ⁽²²⁾	黑体谱线	
美国国家标准局(N. B. S.)	165—360nm	石英窗口氙灯 ⁽²⁶⁾	壁稳氩弧	± 10%
美国国家标准局(N. B. S.)	200—250nm	汞灯 ⁽²⁶⁾	壁稳氩弧	± 7%
西德物理技术研究院(P. T. B.)	165—340nm	石英窗口氙灯 ⁽¹¹⁾	同步辐射	± 2%
西德物理技术研究院(P. T. B.)	40—100nm	B. R. V. ⁽¹⁸⁾	同步辐射	
美国国家标准局(N. B. S.)	115—335nm	激光等离子体 ⁽²¹⁾	壁稳氩弧	10% 138~335 25% 115~138

3. 利用同步辐射建立紫外及真空紫外光谱辐射标准

英国国家物理研究所的 P. J. Key 和 T. H. Ward, 西德物理技术研究院的 D. Einfeld、D. Stuck 和 B. Wende, 分别利用同步辐射作标准在 165—350nm 波段校准了紫外及真空紫外光谱辐射传递标准光源。他们所用的方法有所不同但颇具有代表性。

P. J. Key⁽¹⁰⁾于1972年利用 Glasgow 大学 340MeV 同步加速器在 200nm~350nm 波段标定了一组氙灯。由于轨道电子数无法准确给出, 只能得到相对光谱分布。为将相对光谱分布赋予绝对值, 在 350nm 处利用了近紫外黑体辐射标准进行标定。设 $P_D(\lambda)$ 为波长 λ 时传递标准灯的光谱辐射亮度, $I_D(\lambda)$ 和 $I_S(\lambda)$ 分别为传递标准灯和同步辐射的光谱辐射计读数, $P_S(\lambda)$ 为波长 λ 时同步辐射光谱辐射亮度的理论值, 我们有

$$P_D(\lambda) = F(\lambda) P_S(\lambda) I_D(\lambda) / I_S(\lambda) \quad (8)$$

$F(\lambda)$ 为标定过程中引入的两种光源非共用的光学元件的光谱修正系数。

图 3 给出用于 Glasgow 同步加速器的光谱辐射计系统的光路。来自同步加速器的辐射通过光束线及光束线末端为窗口后, 由平面镜 M_1 和凹面镜 M_2 成像于视场光阑 F 处, 放大率为 1/12。光阑 A 将前置光学系统的孔径限制到 10×18 mrad。垂直方向扩展到 ± 9 mrad 的同步

辐射可全部进入光谱辐射计系统。镜 M_2 围绕垂直轴旋转与镜 M_3 组合将传递标准灯成像到视场光栏 F 处, 放大率为1:1。积分球 S_1 的入口位于光栏 F 的后方约20mm处, 内壁涂以硫酸钡。所用的光栅单色仪为 Czerny-Turner 型, 焦长0.25米。在200~280nm用了三块带宽20~30nm的多层介质膜反射镜, 将来自出射狭缝的辐射反射到光电倍增管 PMT 上 (EMI9750QB)。如此, 短波杂光减小到0.1%以下。280nm 以上仍使用普通铝膜反射镜。采用了传统的方式减小因束流不稳定而引起的测量误差。为此, 在光栏 A 的近傍放置了另一个光栏 A' , 通过 A' 的同步辐射经镜 5 和镜 6 进入积分球 S_2 并照射光电倍增管 PMT3 (EMI9750QB)。在积分球和光电倍增管之间的窄带滤光片峰值波长为326nm。以单色仪通道和参考通道的光电信号之比作为输出。图 4 给出了电子线路方框图。

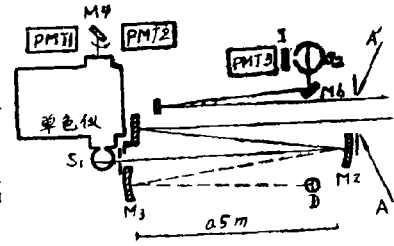


图3 NPL用于 Glasgow 同步加速器的光谱辐射计光路图

用这一光谱辐射计系统得出了同步辐射与氙灯的光谱辐射计读数之比 $I_D(\lambda)/I_S(\lambda)$ 。测量了镜 M_1 和镜 M_3 光谱反射率的差别及氙灯辐射和同步辐射因在大气中传播时程长不同所造成的大气透过率修正, 从而得到 $F(\lambda)$ 。由方程 (8) 及同步辐射光谱辐射分布的理论值 $P_S(\lambda)$ 求得氙灯相对光谱分布 $P_D(\lambda)$ 。

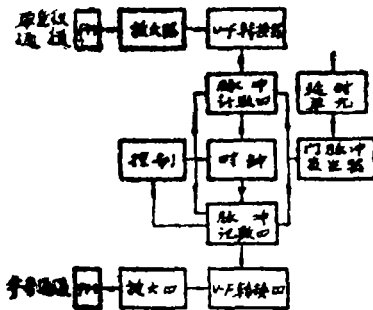


图4 电子线路方框图

为验证这一结果, 1974年在 Daresbury 5GeV 同步加速器上对这一组氙灯进行了再次测试。所用的光谱辐射计系统如图五所示。5GeV 同步加速器的 x 线辐射对镜面损伤相当厉害。为此仅使用 0.25—1.3mrad 间的同步辐射进行校准。光栏 A 用来挡掉 ± 0.25 mrad 范围内的辐射——大部分 x 线辐射。镜 M_1 上的光栏用来挡掉 ± 1.3 mrad 以外的辐射。在这一光谱辐射计中再次使用了积分球以消除同步辐射的偏振。所用光谱仪是 1m 真空紫外单色仪, 凹面光栅闪耀波长为 250nm, 探测器及电子学线路与 Glasgow 装置的相应部分相同。

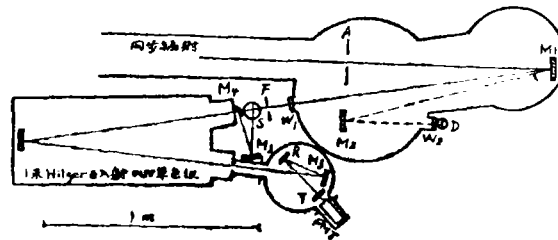


图5 NPL用于 Daresbury 同步加速器的光谱辐射计光路图

1975年在 Daresbury 5GeV 同步加速器上的工作, 将标定的短波限推进到了 165nm。由图 6 可以看出在 0.25—0.55mrad 间 P_{\parallel} 分量垂直角辐射强度分布是均匀的, 可以用一偏振器选取同步辐射的 P_{\parallel} 分量作标准来标定氙灯。为选取 0.25—0.55mrad 范围的同步辐射, 在镜 M_1 上放置了一个光栏, 此光栏有两个矩形开口, 宽20mm 高 10mm。镜 M_1 将同步辐射成像到单色仪的入射狭缝。来自光栏上下方的两光束在单色仪内分离时, 下方光束由参考光电

倍增管截取，给出参考光束的光电输出信号。上方光束由光栅衍射后进入 MgF_2 偏振器。此偏振器长50mm、截面 10×10 mm。辐射通过偏振器后分解为 P_{\parallel} 和 P_{\perp} 两个分量。镜5截取 P_{\parallel} 分量并反射到探测器上。图7给出光谱辐射计的光路。

西德物理技术研究院的 D. Einfeld、D. Stuck 和 B. Wende⁽¹⁾ 利用 DESY 6GeV同步加速器的同步辐射在165—350nm间标定了一组氙灯。图8表示了所用的光谱辐射计系统。系统由一焦长400mm的凹面镜及两个0.5米 Seya-Namioka单色仪组成。直径0.45mm的针孔光栏作为两单色仪的共同入射狭缝，两单色仪有各

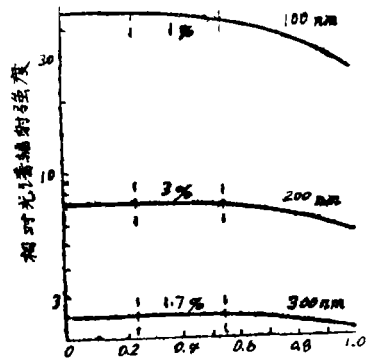


图6 Daresbury 同步加速器 P_{\parallel} 分量的角分布

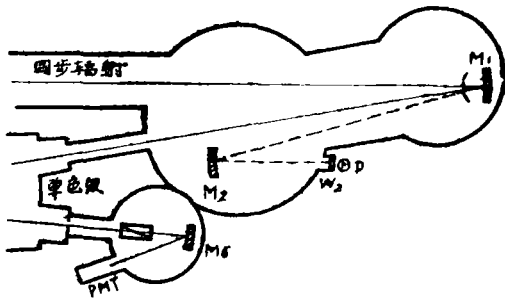


图7 NPL用于 Daresbury 同步加速器的光谱辐射计光路图 (200nm以下)

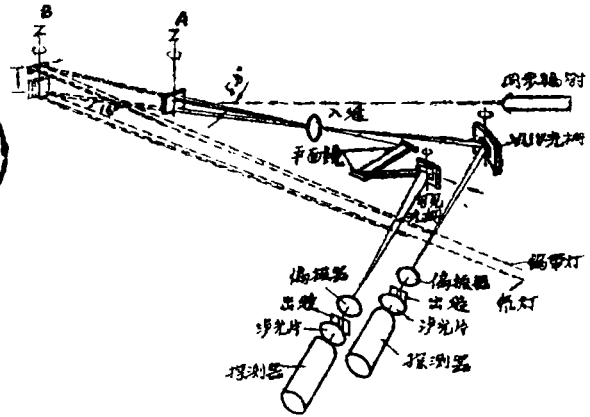


图8 PTB用于 DESY 同步加速器的光谱辐射计光路图

自独立的出射狭缝及光电探测器。凹面镜可以处于位置A或位置B。当处于A时同步辐射聚焦到入射狭缝，当处于B时钨带灯或待测灯被聚焦到入射狭缝。为保证同步辐射与钨带灯及氙灯的辐射途经辐射计镜面及光栅表面相同的部分，凹面镜处于位置B时要作必要的旋转及平移。入射的同步辐射由凹面镜上的孔径光栏（包含有两个矩孔的光栏，矩形孔高4mm宽10mm，光栏距同步辐射装置的轨道切点40.08米）分割为两束。下面的一束通过入射狭缝后，由真空紫外波段的凹面光栅色散，经出射狭缝落到光电倍增管（EMI9558QB）上给出光电流 $i^{s\gamma}(\lambda)$ 。上面的一束通过入射狭缝后，由可见波段凹面光栅色散，经出射狭缝落到光电倍增管（EMI9558QB）上转化为光电流 $i^{s\gamma}(\lambda_0)$ ，可见单色仪固定在波长 λ_0 。我们有

$$\frac{i^{s\gamma}(\lambda)}{i^{s\gamma}(\lambda_0)} = \frac{S^{\nu\nu\nu}(\lambda)}{S^{\nu\nu\nu}(\lambda_0)} \frac{1 + P^{s\gamma}(\lambda)P^{\nu\nu\nu}(\lambda)}{1 + P^{s\gamma}(\lambda_0)P^{\nu\nu\nu}(\lambda_0)} \frac{\tilde{\phi}(\lambda)}{\tilde{\phi}(\lambda_0)} \quad (9)$$

方程中 S 为光谱辐射计系统非偏振辐射的响应度， P 为光谱辐射计的偏振度， $P_{s\gamma}$ 是同步辐射的偏振度， $\tilde{\phi}^{s\gamma}(\lambda)$ 是单个轨道电子的辐射强度。方程（9）表示由同步辐射的光谱辐射计读数之比可确定两单色仪响应度之比 $S^{\nu\nu\nu}(\lambda)/S^{\nu\nu\nu}(\lambda_0)$ 。

完成同步辐射测量后，令钨带灯辐射经孔径光栏上方矩形孔由凹面镜反射进入可见单色

仪，氙灯辐射经孔径光栏下方矩形由凹面镜反射进入真空紫外单色仪，相应的光电流之比

$$\frac{i^{VUV}(\lambda)}{i^{SSL}(\lambda_0)} = \frac{S^{VUV}(\lambda)}{S^{SSL}(\lambda_0)} \frac{\phi_{\lambda}^{VUV}}{\phi_{\lambda}^{SSL}} \quad (10)$$

ϕ_{λ}^{SSL} 表示钨带灯光谱辐射强度， ϕ_{λ}^{VUV} 表示氙灯光谱辐射强度， $i^{SSL}(\lambda_0)$ 和 $i^{VUV}(\lambda)$ 是相应的光电流输出，不必同时测得。在光谱辐射计系统中由于钨带灯和氙灯辐射的立体角和发射面积相等，故

$$\frac{\phi_{\lambda}^{VUV}}{\phi_{\lambda}^{SSL}} = \frac{L_{\lambda}^{VUV}}{L_{\lambda}^{SSL}} \quad (11)$$

L_{λ}^{VUV} 和 L_{λ}^{SSL} 分别是真空紫外传递标准的待测光谱辐射亮度和钨带灯的光谱辐射亮度。由方程(9)(10)和(11)可得

$$L_{\lambda}^{VUV} = \frac{i^{SSL}(\lambda_0)}{i^{SSL}(\lambda)} \frac{i^{VUV}(\lambda)}{i^{SSL}(\lambda_0)} L_{\lambda}^{SSL}(\lambda_0) F(\lambda) \quad (12)$$

$$F(\lambda) = \frac{1 + P^{SV}(\lambda) P^{VUV}(\lambda)}{1 + P^{SV}(\lambda_0) P^{VUV}(\lambda_0)} \frac{\tilde{\phi}_{\lambda}^{SV}(\lambda)}{\tilde{\phi}_{\lambda}^{SV}(\lambda_0)}$$

$F(\lambda)$ 由同步辐射源的光谱辐射性质，偏振性质以及光谱辐射计系统的偏振性质来确定。上述光谱辐射计系统的偏振性质已由薄膜偏振片及LiF偏振片测得，表示在图9。由(12)式看出：只要利用上述光谱辐射计系统分别完成对同步辐射、钨带灯和氙灯测试后，即可由同步辐射源的光谱辐射分布、偏振度及光谱辐射计的偏振度得出氙灯的光谱辐射值。

整个光谱辐射计系统被放置在一个容积为700升的真空筒内。真空筒用两个涡轮分子泵抽真空，抽速为 27×10^0 升/秒。6小时后真空度可达 10^{-6} ，数周后真空度可达 10^{-7} 托。钨带灯和氙灯位于真空筒外。

从以上两个实例我们可以看出：利用同步辐射建立紫外与真空紫外光谱辐射标准的原理是简单的，只是由于下列因素使建立标准的工作复杂化：

1. 同步辐射是脉冲的和偏振的，这给精确的辐射计量带来了许多麻烦；
2. 同步辐射的绝对光谱辐射值依赖于轨道电子流密度，精确测定它们目前还不可能，这意味着靠同步辐射只能得到相对光谱分布，其绝对值要靠黑体光谱辐射标准来给定；
3. 要采取措施消除束流不稳带来的影响；
4. 同步辐射中有很强的X线辐射及真空紫外辐射。X线及强紫外辐射会伤害光谱辐射计系统中镜面及光栅表面，使其反射率及效率下降，给测量结果带来较大误差。

也正是由于这些方面的原因，目前同步辐射方法的误差仍然在 $\pm 2 \sim \pm 3\%$ 。有待进一步提高。作为进一步提高的途径，除改进测试方法和改良光谱辐射计系统外，发展辐射计量专用的小型同步加速器装置也是一种趋势。

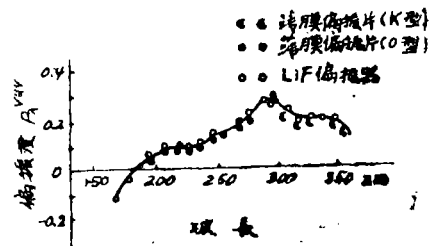


图9 辐射计VUV通道光学体所产生的偏振度与波长的关系

参 考 文 献

- [1] R.Stair, R.G.Johnston and E.W.Halbach, J.Research N.B.S.Vol 64A , 291(1960)
- [2] M.Suzuki and N.Doba, Metrologia Vol 12 , 123(1976)
- [3] G.Boldt, Space Sci. Rev. Vol 11 , 728(1970)
- [4] H.Kaase, Optik Vol 59 , 1(1981)
- [5] D.Stuck and B.Wende, J.O.S.A.Vol 62 1972
- [6] R.C.Preston, J.Quant. Spectrosc. Radiat. Trans. Vol 18 , 337(1977)
- [7] J.Richter, Z.Astrophys. Vol 61 , 57(1965)
- [8] W.R.Ott, K.Behringer and G.Gieres, Appl. Opt. Vol 14 , 2121(1975)
- [9] W.R.Ott, P.Fieffe-Prevost and W.R.Wiese, Appl. Opt. Vol 12 , 1618(1973)
- [10] P.J.Key and T.H.Ward, Metrologia Vol 14 , 17(1978)
- [11] D.Einfeld, D.Stuck and B.Wende, Metrologia Vol 14 , 111—122(1978)
- [12] D.Rusbult and K.Thimm, Nucl. Instrum. Methods Vol 116 , 125(1974)
- [13] S.C.Ebner and R.P.Madden, Nucl. Instrum. Methods Vol 172 , 88(1980)
- [14] J.Schwinger, Phys. Rev. Vol 75 , 1912(1949)
- [15] K.Codling and R.P.Madden, J.Appl. Phys. Vol 36 , 380(1965)
- [16] P.J.Key, Metrologia Vol 6 , 97(1970)
- [17] D.Lemke and D.Labs, Appl. Opt. Vol 6 , 1043(1967)
- [18] P.J.Key and R.C.Preston, Appl. Opt. Vol 16 , 2477(1977)
- [19] M.Kuhne, D.Stuck and E.Tegeler, Appl. Opt. , 3919(1982)
- [20] M.Kuhne, Appl. Opt. Vol 21 , 2124(1982)
- [21] G.O'sullivan, P.K.Carroll, T.J.McIlrath and M.L.Ginter, Appl. Opt. Vol 20, 3043(1981)
- [22] R.C.Preston, C.Brookes and F.W.J.Clutterbuck, J.Phys. E, Sci. Instrum. Vol 13 (1980)
- [23] J.M.Bridges and W.R.Ott, Appl. Opt. Vol 16 , 367(1977)
- [24] P.J.Key, LiFu-tian and D.H.Nettleton, N.P.L Report Division of Quantum Metrology(1982)
- [25] P.J.Key and R.C.Preston, J.Phys. E, Sci. Instrum. Vol 13(1980)
- [26] W.R.Ott and W.L.Wiese, Optical Engineering Vol 12 , 86(1973)
- [27] M.Nishi and M.Suzuki, Japanese J. Appl. Phys. Vol 14 , 1247(1975)
- [28] H.Kaase, Optik Vol 46 , 149(1976)
- [29] T.Masuoka and T.Oshio, Japanese J. Appl. phys. Vol 15, 1579(1976)
- [30] T.Masuoka and K.Kitamura, Nucl. Instvum. Methods Vol 152 , 219(1978)