

激波管定量光谱研究的进展

傅 宏 郎

(云南大学物理系)

一、绪 言

光谱学是研究原子和分子物理的重要实验方法。目前分为两个研究领域：其一是测量受激化学物质所辐射的波长，进而获得原子与分子的能级结构、光谱常数、离解能、势函数等知识。半个多世纪来，在对物质结构的了解和量子力学的发展中作出了重大贡献；另一是测量辐射的绝对强度，并利用已知的大量关于波长、能级的数据和光谱常数等，进而探索原子和分子能量转移动力学的知识，其核心问题是确定关联辐射过程与能级粒子数间的基本常数——跃迁几率或振子强度(即 f 值)。这一领域现在称为定量光谱学，近二十年来取得了不少进展。

精确的 f 值给出了高温气体的发射率，它在高超音速飞行器受激波加热与恒星大气辐射转移研究中十分重要。在天体物理中， f 值还是估计恒星大气组成、丰度和温度的重要依据。 f 值也是等离子体的光谱诊断方法中的重要参数之一。对在高温气体中发生的一系列包括离解、复分解、自由基的形成等高温化学动力学的研究以及燃烧和爆炸的研究中，它都是重要的基本参量。 f 值还通过总和定则与许多的原子物理量相联系，如折射率、抗磁性磁化率、原子和快速带电粒子碰撞中的遏止功率以及离子、电子碰撞截面、兰姆位移等等。

所以，定量光谱学的研究是原子和分子物理学、化学动力学、高超音速空气动力学、物理学、等离子体物理、天体物理等学科中十分重要的基础研究。

二、基本理论和 r 矩心近似

我们知道，受激高能级 j 上的原子(其数密度为 N_j) 在单位时间内跃迁到低能级 i 所释放的辐射能——辐射强度为

$$I_{ji} = N_j A_{ji} h \nu_{ji}, \quad (1)$$

式中 h 是普朗克常数， ν_{ji} 是辐射频率， A_{ji} 即跃迁几率。设能级有以统计权重 g 值表征的简并度，则

$$I_{ji} = \frac{64\pi^4}{3hc^3} \frac{1}{g_i} N_j h \nu_{ji}^3 \sum_{m_j, m_i} |\langle m_j | e r | m_i \rangle|^2, \quad (2)$$

式中 m_j , m_i 分别是 j , i 能级的子态的磁量子数。若能级波函数已知，则可计算线强；

$$S_{ji} = \sum_{m_j, m_i} |\langle m_j | e r | m_i \rangle|^2. \quad (3)$$

比较式(3)和式(1)，得跃迁几率：

$$A_{ji} = \frac{64\pi^4}{3hc^3} \frac{1}{g_i} \nu_{ji}^3 S_{ji}, \quad (4)$$

$$I_{ji} = \text{const.} N_j S_{ji} / \lambda_{ji}^4, \quad (5)$$

其中 λ_{ji} 是涉及能级 j , i 的跃迁所发射的光谱线波长。

考虑吸收的情形，

$$I_\nu = I_\nu^0 e^{-k_\nu x}, \quad (6)$$

吸收系数 k_ν 可由测量比值

$$\alpha = \frac{I_\nu^0 - I_\nu}{I_\nu^0} = 1 - e^{-k_\nu x} \quad (7)$$

得到。谱线频率的有限宽度，通常表示为积分吸收系数 $\int_0^\infty k_\nu d\nu$ 。按反常色散理论，它和振子强度 f_{ji} 有下列关系：

$$\int_0^\infty k_\nu d\nu = \frac{\pi e^2}{mc} N_j f_{ji}. \quad (8)$$

若辐射体系处于温度为 T 的热平衡状态, 则粒子数密度 N_i 满足玻耳兹曼分布律:

$$N_i = \frac{g_i}{g_0} N_0 e^{-(E_i - E_0)/kT}, \quad (9)$$

$i = 0$ 表示基态, k 是玻耳兹曼常数. 这时并有

$$A_{ji} = \frac{g_i}{g_j} \frac{8\pi^2 e^2}{mc^3} \nu_{ji}^2 f_{ij}. \quad (10)$$

利用(8)式和(4)式得

$$\int_0^\infty k_\sigma d\sigma = \pi r_0 \left(\frac{\sigma_{ji}}{3R_y} \right) \left(\frac{1}{ea_0} \right)^2 \frac{1}{g_i} N_i S_{ji}, \quad (11)$$

$$f_{ij} = \left(\frac{\sigma_{ji}}{3R_y} \right) \left(\frac{1}{ea_0} \right)^2 \frac{1}{g_i} S_{ji}, \quad (12)$$

式中 $\sigma = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda}$ 是以 cm^{-1} 为单位的波数,

$R_y = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3 c}$ 是以 cm^{-1} 为单位的里德堡常数,

$a_0 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2}$ 是玻尔半径, $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$ 是经典电子半径. 如此, 对处于热平衡状态的辐射系统, 测量其发射或吸收及温度 (由它确定原子数密度), 即可测定 A_{ji} 或 f_{ij} . 当然, 原则上它们也可以由理论计算.

对于双原子分子, 光学薄层发射的分子谱带 (ν' , ν'') 的辐射强度 $I_{\nu', \nu''}$ 可类似于(5)式, 得

$$I_{\nu', \nu''} = \text{const.} N_{\nu'} P_{\nu', \nu''} / \lambda_{\nu', \nu''}^4, \quad (13)$$

$\lambda_{\nu', \nu''}$ 取 (ν' , ν'') 带中心的波长, $P_{\nu', \nu''}$ 称为带强, 有

$$P_{\nu', \nu''} = \left| \int \phi_{\nu'} R_e(r) \phi_{\nu''} dr \right|^2 = |\langle \nu' | R_e(r) | \nu'' \rangle|^2, \quad (14)$$

$$R_e(r) = \sum_n a_n (er)^n. \quad (15)$$

Fraser^[1] 提出 r 矩心近似,

$$\begin{aligned} r_{\nu', \nu''}^n &= \langle \nu' | r^n | \nu'' \rangle / \langle \nu' | \nu'' \rangle \sim (\bar{r}_{\nu', \nu''})^n \\ &= (\langle \nu' | r | \nu'' \rangle / \langle \nu' | \nu'' \rangle)^2, \end{aligned} \quad (16)$$

因而,

$$\begin{aligned} P_{\nu', \nu''} &= \left| \sum_n a_n e^n \langle \nu' | r^n | \nu'' \rangle \right|^2 \\ &= \left| \sum_n a_n (e\bar{r}_{\nu', \nu''})^n \langle \nu' | \nu'' \rangle \right|^2 \end{aligned}$$

$$= R_e^2(\bar{r}_{\nu', \nu''}) q_{\nu', \nu''}, \quad (17)$$

式中 $q_{\nu', \nu''} = |\langle \nu' | \nu'' \rangle|^2$ 是夫兰克-康登因子, 需由理论计算给出.

$$R_e(\bar{r}_{\nu', \nu''}) = \sum_n a_n (e\bar{r}_{\nu', \nu''})^n$$

为电子跃迁矩, $\bar{r}_{\nu', \nu''}$ 称第一 r 矩心. 类似于(11), (12)式, 得

$$\int k_\sigma d\sigma = \pi r_0 \left(\frac{\sigma}{3R_y} \right) \left[\frac{R_e(\bar{r}_{\nu', \nu''})}{ea_0} \right]^2 \frac{1}{g_i} N_{\nu'} q_{\nu', \nu''}, \quad (18)$$

$$f_{\nu', \nu''} = \left(\frac{\sigma}{3R_y} \right) \left[\frac{R_e(\bar{r}_{\nu', \nu''})}{ea_0} \right]^2 \frac{1}{g_i} q_{\nu', \nu''}. \quad (19)$$

在热平衡状态下, $N_{\nu'}(T)$ 可由初始气体密度计算. 因此, 测量了发射或吸收, 即可求得以原子单位 ea_0 表示的电子跃迁矩, 进而求得 $f_{\nu', \nu''}$.

用精确因子

$$Y_{\nu', \nu''}^{(n)} = \overline{r_{\nu', \nu''}^n} / (\bar{r}_{\nu', \nu''})^n \simeq 1 \quad (20)$$

衡量 r 矩心近似的适用性. McCallum 等研究了 200 多个双原子分子带系的 10^5 个带表明, 即使是弱带 (它们的 $q_{\nu', \nu''}$ 值很小), 其 $Y^{(2)}$ 和 $Y^{(3)}$ 都十分接近 1, 仅有 1—2% 的差别. 当 R_e 与 r 无关或只是它的线性函数时, r 矩心近似方法是正确的.

由方程(13), R_e 的误差取决于

$$\frac{\Delta R_e}{R_e} = \frac{1}{2} \left[\frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta q}{q} + \frac{4\Delta\lambda}{\lambda} \right], \quad (21)$$

强度测量误差和 $q_{\nu', \nu''}$ 值误差的效果是相当的; 而谱带波长的不确定性对 R_e 的精确性是非常重要的, 因而在相当漫散的谱带情形, f 值的测量工作有很大困难. 它对 $q_{\nu', \nu''}$ 的计算也十分重要. 为计算 $q_{\nu', \nu''}$, 需要分子振动势函数 $U(r)$ 的知识. 它由光谱常数 ω_e , $\omega_e x_e$, r_e 等数据确定. 这些数据的精确度取决于能否记录到足够多的谱带及其波长测定的精确度, 也可采用 Jarman 所发展的 Rydberg-Klein-Rees (RKR) 法计算 $q_{\nu', \nu''}$ 值. 有关 r 矩心近似的适用性的讨论, 可参看 McCallum^[2].

三、激波管

供定量光谱学研究用的各种高温光源中,

激波管具有特殊的优点：管内气体在极短暂的时间（ $10^{-5} - 10^{-6} \text{sec}$ ）内被均匀加热到高温（ $10^3 - 10^4 \text{K}$ ）的热力学平衡状态，并且可由控制管内气体的初始压强，重覆获得预期的激波速度，进而根据空气动力学的兰金-雨贡纽方程，以足够的精确度计算管内高温气体的温度。

定量光谱研究中最常用的激波管是简单的密度驱动式激波管。图1是我们实验室使用过的一根激波管，它由圆形截面（也有用矩形截面的）不锈钢管制成。短段内充入高压气体，在隔片破裂后迅速膨胀，压缩长段内的低压（几或几十托）试验气体，在其中形成以超音速 U ，向前传播的压强突变面——入射激波前沿。激波速度 U 与音速 a 的比值 $M = U/a$ ，称激波强度或马赫数，它主要由隔片两边气体的初始压强比决定。选用高音速和低比热比的氢、氦作驱动气体，低音速高比热比的氩作试验气体的载体，能在给定的压强比下得到较大的马赫数。

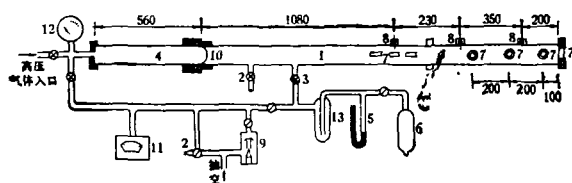


图1 密度驱动式激波管

1. 低压段；2. 放气阀；3. 抽气阀门；4. 高压段；5. U形压力计；6. 储气瓶；7. 观察窗；8. 探针；9. 高真空泵；10. 隔片；11. 真空规；12. 高压表；13. 冷阱；
⊗为高压气阀；⊙为真空活塞

激波波前方是被驱动和因被迅速压缩而加热了的高温试验气体，它处于高温热力学平衡态，能达到的温度随激波强度的增加而提高。再后面则是膨胀着的低温驱动气体。两者的分界面称接触面，它和高温试验气体以小于 U_c 的速度 u_c 随在激波后面作均匀流动。用冷氢驱动时，能得到的最大马赫数约 11，相应的 U_c 约 $3.5 \text{ mm}/\mu\text{s}$ ，能将 10 托的氩从室温加热到 $8 \times 10^3 \text{K}$ ，并使约 11% 的氩电离。试验气体中富含易离解的分子或低电离电位的原子时，会降低温度。

改用氢氧混合燃爆、电热或放电等方法加热驱动气体——热驱动方法，能增加压强比，提高音速和降低比热比，从而提高激波强度和温度。在放电的同时施以横向磁场，加速放电等离子体，使起驱动作用，能产生更高的（ ~ 100 ）马赫数。

激波前沿与接触面相继经过观察点的时间间隔，即处于热平衡态的整个高温气体层经过观察点所需的时间，是可用于研究平衡辐射的试验时间。它随激波速度的增加而减少。9 m 左右的激波管，按理想气体计算，空气的试验时间约自 1 ms ($M = 4$) 到 $200 \mu\text{s}$ ($M = 12$)，相应的平衡温度自 1200K 到 5600K 。但实际的高温试验气体会沿着因粘滞性引起的边界层逐渐漏到接触面后方，在那里造成一定厚度的混合气体区域。它随激波衰减而增厚，致接触面以相同的数量级加速，使试验时间减少约 $1/3$ ；同时，比热比因温度升高而变小，高温气体层的密度随之增加，这意味着接触面进一步接近激波前沿，将使试验时间再缩短 $20 - 50\%$ （视激波强弱而定）。因 $u_c < U_c$ ，离隔片较远的观察点将有较长的试验时间。离隔片越远，气体粘滞性引起的激波衰减越严重。并且，自高压段端面反射回来的低温稀疏波，将以 $a + u_c$ 的速度追赶接触面，高压段太短，将使它过早地赶上接触面，破坏试验气体的流动和高温状态。观察点离隔片越远，越容易遭到这种破坏。因此，用于定量光谱研究的激波管，其低压段与高压段的长度比通常只取 $1.5 - 4:1$ 。

入射激波在低压段端面反射，反射激波后面的气体被进一步加热，温度能再提高 $1 - 1.4$ 倍。并且，反射激波后方气体处于静止，因而可使边界层效应尽量减小。试验时间也稍长（ $\sim 100 \mu\text{s}$ ）。因此，低压段端面附近的反射激波后方，是最适于定量光谱研究的区域。

为避免杂质及其谱线的干扰，还要求试验气体有相当的纯度。必要时需采用铜或硬质玻璃作激波管，并使管壁内表面有高的抛光质量，以及能抽到 $10^{-5} - 10^{-6}$ 托的真空度和小于 10^{-4} 托/分的漏气速率。

四、光学测试

作定量光谱测量时,必须确知记录时的气体状态.最重要的参数是温度.由于它和粒子数间的指数关系,温度误差常是电子跃迁矩或 f 值测量误差的主要来源.例如,在 6000 K 时发自 60000 cm^{-1} 的能级的辐射(如氮分子带系),千分之五的温度误差可导致百分之十的粒子数误差,致使 f 值误差很少有小于百分之二十的.目前常用谱线反转法或亮温测量法测定温度,所需标准光源的黑体辐射校正中的误差也相当大.温度也可由测量激波速度用兰金-雨贡纽公式计算,这时的不确定性由激波速度的衰减引起.尤其当用外推到观察点的人射激波速度计算反射激波速度值时,会引起系统误差.1%的速度误差可能导致 $\pm 100\text{ K}$ 左右的温度不确定性.

至于激波管中其他的状态参数如密度、速度等,则可采用诸如阴影仪、纹影仪、干涉仪、全息术等光学测量手段加以确定.其中,马赫-泽德干涉仪有特别值得注意的应用前途.它既用于密度测量,又可与摄谱仪结合测量 f 值或温度.已经成功地用它测量了不少原子谱线的 f 值,所用摄谱仪的色散本领约需 5 \AA/mm (在 $2500\text{--}5800\text{ \AA}$ 范围).用于测量分子谱带的 f 值,需要更高的色散和分辨本领,一般色散和理论分辨本领不小于 1 \AA/mm 和 $350,000$.这在激波管定量光谱研究中有相当的困难.因此虽有成功的例子,但尚未普遍应用.

激波管定量光谱实验的最大困难在于它的光强较弱.这是因为试验时间短暂而观察窗又限制了可利用的光强.因此,通常需要大孔径的强聚光本领光谱仪.而为了避免杂质谱线的干扰,又应尽可能采用较大分辨本领的光谱仪,它是正确鉴别和证认光谱所必需的.

照相法可记录光谱的全貌及细节.在发射研究中,过去只适于记录原子谱线和分子光谱中一些形成了带头的强带.因为要使弱带有较强辐射,需提高温度,但温度超过 4000 K 时,大

量分子即发生离解.不过近年来由于激波管工作的重复性得到改善,成功地记录许多弱带的报告已经越来越多.在吸收研究中,照相法只受连续光源的限制.目前使用的闪光的高压氙灯,能在极高的亮温下发射从紫外到近红外的连续光谱,并有很好的再现性.使用照相法必需避免对杂散的和不需要的辐射曝光,因此无论研究吸收或发射,都需要使用高速快门.

光电检测因其输出可表为时间的函数,故有利于判断平衡条件或稳态是否达到以及确定有用的试验时间等关键测量.多道检测法是在色散系统的焦平面上安放多个检测器,每个检测器所对应的波长间隔取决于光谱仪的色散本领和在焦平面上开孔的宽度,后者在某种程度上降低了分辨本领.单道检测常用于快速扫描,以显示辐射的时间变化或分离连续光谱和干扰它的谱线、谱带,以及记录短暂分子的瞬时光谱等.通常是把高速转镜放在色散系统和焦平面之间,使所要研究的光谱扫过固定的出射狭缝,检测器则置于出射狭缝之外.这时的光谱分辨率取决于色散、缝宽和扫描速率.它要求检测器有短的时间常数,以便足以记录扫描的光谱变化.

五、空气分子的激波管光谱

激波管光谱的早期研究工作,可参阅 Nicholls^[3] 的报告.高温空气分子辐射与超音速飞行器载入大气密切相关.它们辐射的频率大都落在紫外和可见波段,以 O_2 Schuman-Range (SR) 带系、 $\text{NO}(\gamma)$, $\text{NO}(\beta)$ 带系、 $\text{N}_2(1+)$, $\text{N}_2(2+)$ 带系和 $\text{N}_2^+(1-)$ 带系的辐射为主. $\text{O}_2(\text{SR})$, $\text{N}_2(1+)$, $\text{N}_2(2+)$ 和 $\text{NO}(\gamma)$ 的许多实验结果比较一致.它们的辐射强度按波长的一个典型分布见图 2,其中近红外区 ($0.9\text{--}1.3\text{ }\mu\text{m}$) 的一些 $\text{N}_2(1+)$ 辐射实际是 NO 的高激发态间的跃迁引起的,错误的归属使早年所得 $\text{N}_2(1+)$ 的电子跃迁矩偏高. $\text{O}_2(\text{SR})$ 带系的发射在 $3100\text{--}4300\text{ \AA}$ 间较突出,高温时观察到高 ν'' 吸收带,用激波管测吸收系数得到的电子跃

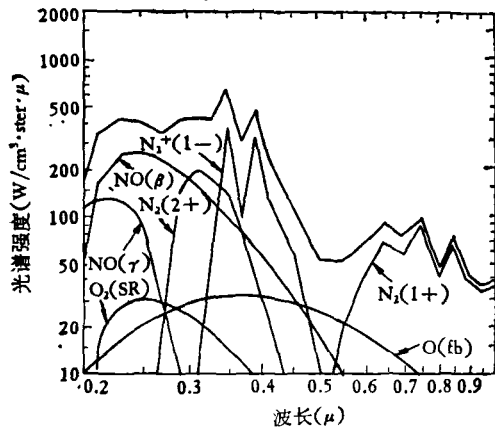


图2 反射激波加热空气的辐射光谱强度

迁矩要比室温下的结果为小, 显示出高温时振动能级的核间距离有所增加。

NO(β) 带系在 2000 Å 与绿光之间有许多弥漫的双重带头的谱带, 高温下表现出类似连续谱的结构, 造成定量测量的困难。因此, 目前采用的数值大都还是用其他方法获得的。N₂⁺(1-) 带系的辐射强度受温度影响很大, 有关它的电子跃迁矩的许多激波管测量的分歧还很大。这种分歧还可能和边界层效应有关。关于热空气的发射、吸收和辐射转移的详细讨论可参阅 Armstrong 和 Nicholls^[4] 的著作。表 1 列出了空气分子的电子跃迁矩。

表1 空气分子的电子跃迁矩

分子带系	态		光谱范围 $\lambda(\mu)$	$(R_e/ea)^2 \bar{r}(\text{Å})$
	上	下		
O ₂ (SR)	B ³ Σ_u^-	X ³ Σ_g^-	0.5—0.26	0.47exp[-1.43($\bar{r} - 1.60$)], 1.2 < \bar{r} < 1.9
N ₂ (1+)	B ³ Π_g	A ³ Σ_g^+	2—0.65	const. [1 - 1.2677 \bar{r} + 0.4142 \bar{r}^2], 1.16 < \bar{r} < 1.61
N ₂ (2+)	C ³ Π_u	B ³ Π_g	0.4—0.29	0.7[1 - 4.9($\bar{r} - 1.06$) ²], 1.02 < \bar{r} < 1.35
NO(γ)	A ² Σ^+	X ² Π	0.32—0.17	0.022exp[-3.5($\bar{r} - 1.07$)], 1.04 < \bar{r} < 1.20
NO(β)	B ² Π	X ² Π	0.40—0.18	0.10($\bar{r} - 0.62$) ² , 1.33 < \bar{r} < 1.54
N ₂ ⁺ (1-)	B ² Σ_g^+	X ² Σ_g^+	0.6—0.3	0.45[1 + 12.3($\bar{r} - 1.16$) ²], 0.97 < \bar{r} < 1.26

六、天体中重要分子的激波管光谱

天体中重要分子的激波管光谱近年来研究得相当活跃, 大致可分两类: 一类是 C₂, C₂⁻ 及 CN, OH, CH 等自由基, 它们也是碳氢火焰的燃烧产物; 另一类是存在于天体中的一些难熔的金属氧化物。近年的进展如下:

C₂ 出现在燃烧产物、彗星发射、R 和 N 型星大气吸收及飞行器在高速返回时受热薄层的边界层中。受激波加热后在 0.2—1.2 μm 内发射出八个带系^[5], 最易出现的是 Swan 带系。许多激波管测量的结果是相符的, 其电子跃迁矩可表为

$$\left(\frac{R_e}{ea_0}\right)^2 = 0.1156(1 - 5.07\bar{r})^2 \quad (1.10 < \bar{r} < 1.50 \text{ Å}), \quad (22)$$

但用其他方法所得的结果则相差两个量级。

C₂⁻ 为短暂寿命的负离子, 其光脱离连续谱可能是若干恒星吸收谱中的主要来源。Cathro 和 Mackie^[6] 用氩为载体, 1% 的 C₂H₄ 为杂质, 加入一些 CsBr 作成气悬物, 在反射激波后方记录其时间分解光谱。在最初 700 μs 之后的 200 μs 内, 观察到 C₂⁻ 的 Herzberg-Lagerquist 带系, 初步测定它的 R_e 值。工作结果表明, 天体中某些物理条件有可能在激波管内获得瞬间的模拟。

CN 存在于燃烧过程、星际空间、彗星和恒星大气以及卫星返回的航迹中。受激波加热后极易发射 0.31—0.46 μm 的紫带系和 0.44—1.4 μm 的红带系。后者可用于研究 K 型星的 C¹²/C¹³ 丰度比。近年来用激波管对 CN 紫带系进行了不少研究, 测得离解能 D₀ \approx 7.7—8.2 eV, 证实了它的 R_e/ea₀ 几乎不随 \bar{r} 变化^[7]。

BcO 的激波管光谱表现出强烈的自吸。为校正自吸, Drake 等提出了“模拟光谱”法, 并详细讨论了转动谱线轮廓对强度测量和计算的影响。

TiO α 带系是 M 型星吸收光谱的特征。由反射激波后方氩中所得的发射谱, 确定了 TiO 分子的光谱常数, 但关于 R_e 和 r 的关系还有不同的结论^[8]。

YO 的绿蓝系 $B^2\Sigma-X^2\Sigma(4500-5400 \text{ \AA})$ 和橙系 $A^2\Pi-X^2\Sigma(5670-6800 \text{ \AA})$, 是某些恒星大气中不透明性的主要原因。Shin 和 Nicholls^[9] 用 21 呎的高分辨率 Eagle 型光栅摄谱仪(光栅刻线面积 $175 \times 100\text{mm}$, 有效孔径 $f/50$), 经 65 次重复曝光, 成功地摄得了反射激波 ($\sim 4000 \text{ K}$) 后方发射的 180 个带(包括 57 个新带)。由带头数据重新确定了 A, B, X 态的新的光谱常数。

除此之外, 近年用激波管进行过定量光谱研究的重要分子有: 存在于同温层中对能量转换起重要作用的 $\text{ClO}^{[10]}$, 行星大气中的主要成分 $\text{CH}_4^{[11]}$, 星际空间的丰富物质 $\text{SiO}^{[12]}$, $\text{SiH}^{[13]}$ 等。

七、原子光谱和连续光谱

较高温度 (10^4 K 量级) 时, 激波管内分子被解离, 原子、离子的断续和连续辐射成为主要的。

1965—1969 年间, 先是 Shackleford, 继有 Huber 和 Tobey, Byard, Wolnik, Fairbairn 等用激波管测量 CrI, CrII, FeI, TiI, TiII 和 Cl 的 gf 值, 结果都比 Corliss 和 Bozman 的 N. B. S. 表中的值小一个量级。表明后者有系统误差, 它来源于电弧温度的测量。此后, 用激波管测量原子和低价离子谱线 f 值的工作不断有所报道。测量原子谱线 gf 值的方法很多, 可分为两类: 一用发射、吸收强度或反常色散直接确定 f 值; 另一则通过相移、束箔、延迟符合、高频偏转等技术测量激发态寿命后计算 f 值。其中一些方法有相当大的优点。但作为一种直接测量

物理

方法, 由于激波管内总存在着为研究 f 值以及线宽所必须的局部热力学平衡条件, 因此它始终是一个十分有用的工具。近年来, 对太阳和恒星光谱中大量出现的铁族元素 (Fe, Ni, Mn) 的激波管光谱特别注意^[14], 因其 f 值的理论计算困难, 而许多实验结果差异很大。

在密度驱动激波管中, 谱线主要发生多普勒变宽和范德瓦耳斯变宽, 与等离子体诊断密切相关的斯塔克变宽不显著。最近 Baur 和 Cooper^[15] 用加入硫酸铝铯气悬体的方法增加电离度, 观察到恒星中重要的 H, K 线 ($\text{CaII}3968, 3933 \text{ \AA}$) 和 NaD 线的斯塔克变宽, 它们在 $\sim 10^3 \text{ K}$ 时对温度相当敏感。

有许多过程引起连续辐射。电子-离子散射 (Kramers 辐射)、电子-原子散射(中性韧致辐射)属自由自由跃迁; 电子-离子复合、电子-原子俘获(复合辐射)属自由束缚跃迁。它们的反过程, 分别是韧致吸收、光离化和光脱离过程, 是恒星变为不透明的主要原因。按 Kramers 理论, 光谱韧致吸收系数为

$$K_{\nu,ff} = \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{Z_a^2 e^6}{hc} (2\pi\hbar)^{-3/2} \times \bar{g}_{ff} \frac{N_e N_a}{(kT)^{1/2}} \frac{1}{\nu^3}, \quad (23)$$

式中 \bar{g}_{ff} 是 Gaunt 改正因子。实验测得 $K_{\nu,ff}$ 可定出有效核电荷。对于束缚-自由跃迁, 则有

$$K_{\nu,bf} = \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{Z_a^2 e^6}{h^3} \frac{1}{n^3} \left(\frac{2R_y Z_a^2}{n^2} \right) \bar{g}_{bf} \frac{1}{\nu^3}, \quad (24)$$

n 是束缚态的主量子数, Z_a 是有效核电荷。

激波加热空气 ($5000-9000 \text{ K}$) 辐射中, O^- 在可见区有强的自由束缚辐射; 更高温度的连续辐射中, 50% 是 N^- 所发射; 近红外区 ($2-4 \mu\text{m}$) 则有 N_2 和 N 的自由自由辐射。通用激波管中, 电离只是部分的, 这时中性韧致辐射往往更占优势。Taylor 和 Caledonia^[16] 测量 Ne, Ar 和 Xe 的中性韧致吸收截面, 以便根据 $\text{O}_2\text{-Ne}$, $\text{N}_2\text{-Ne}$ 混合物的连续辐射, 确定 O, N 和 N_2 的上述截面, 所得结果用有效核荷表示时, 随波长变化很大, 与理论计算不符。这可看作是 Kramers 公式不适用的一个实验证明。Kung 和

Chang^[17] 重新测量 Ar, Ne, O 在 3.1 μm 处的中性截面, Ar 和 O 的结果一致, Ne 的大 3.5 倍, 差异没有得到解释。至于氢和氦的情形, Billman 等^[18] 测量激波加热的 $\text{H}_2\text{-He}$ 混合物 (1.4—2.0 $\times 10^4$ K) 的韧致吸收系数与温度的关系, 与理论计算符合得很好。Meiners 和 Wiess^[19] 也仔细研究了 9500—11400K 的 Ar, Kr, Xe 在可见区的连续辐射, 将发射系数表为

$$\epsilon_{\nu} = \epsilon_{\nu}^{K_{\alpha}} \xi(\lambda, T), \quad (25)$$

$\epsilon_{\nu}^{K_{\alpha}}$ 是由 Kramers 公式表述的氢 ($Z = 1$) 发射系数, 非氢性质包含在 ξ 因子中, 用干涉法高精度测定温度和密度, 发现氦 4450 \AA 的 ξ 因子与参数无关, 这与后来的理论计算相符^[20]。但其他的结果和各种理论计算都是矛盾的。

八、结 语

激波管因加热均匀和能获得所需的热平衡态, 已成为研究定量光谱的满意的光源。但管内气体的快速流动和短暂的试验时间, 给实验技术提出较高的要求。近年来, 发展了扣除自吸和计及变宽影响的强度测量方法; 成功地使用了大色散光谱仪, 减少干扰, 提高了分析精确度, 并使用马赫-泽德干涉仪按钩线法测量分子谱带的 N_f 值有了可能; 与时间分解术结合, 给连续辐射和短暂分子光谱的研究提供了方便。激光诊断技术的发展, 增加了激波参量测定的可靠性, 激波管内物理条件(首先是温度)的精确测定, 对定量光谱研究是必不可少的。与此同时, 电子计算机简便了本来十分繁重的理论

计算。因此, 可以预见, 激波管定量光谱研究将会有更大的发展。

参 考 文 献

- [1] P. A. Fraser, *Can. J. Phys.*, **32**(1954), 515.
- [2] J. C. McCallum, *JQSRT*, **21**(1979), 563.
- [3] R. W. Nicholls, *Modern Optical Methods in Gas Dynamic Research*, Ed. D. S. Dosanjh, Plenum Press, New York, (1971), 1—31.
- [4] B. H. Armstrong and R. W. Nicholls, *Emission, Absorption and Transfer of Radiation in Heated Atmospheres*, Pergamon Press, Oxford, (1972).
- [5] D. M. Cooper and R. W. Nicholls, *JQSRT*, **15**(1975), 139.
- [6] W. S. Cathro and J. C. Mackie, *J. Chem. Soc. Faraday II*, **69**(1973), 237.
- [7] J. O. Arnold and R. W. Nicholls, *Proc. 9th (Int.) Shock-tube Sym., Stanford University*, Ed. D. Bershader and W. Criffith, (1973).
- [8] M. L. Price, K. G. P. Sulzmann and S. S. Penner, *JQSRT*, **11**(1971), 427.
- [9] J. B. Shin and R. W. Nicholls, *Spectroscopy Lett.*, **10**, (1977), 923.
- [10] D. M. Cooper, *JQSRT*, **17**(1977), 543.
- [11] W. M. Heffington et al., *JQSRT*, **16**(1976), 839.
- [12] C. Part and J. O. Arnold, *JQSRT*, **19**(1978), 1; C. Park, *JQSRT*, **20**(1978), 491.
- [13] C. Park, *JQSRT*, **21**(1979), 373.
- [14] S. Weniger, *Proc. 10th (Int.) Shock-tube Sym., Ed. G. Kamimoto, Shock Tube Research Society, Japan*, (1975).
- [15] J. F. Baur and J. Cooper, *JQSRT*, **17**(1977), 311.
- [16] R. L. Taylor and G. Caledonia, *JQSRT*, **9**(1969), 657; **9**(1969), 681.
- [17] R. T. V. Kung and C. H. Chang, *JQSRT*, **16**(1976), 579.
- [18] K. W. Billman et al., *Phys. Rev. Lett.*, **28**(1972), 1435.
- [19] D. Meiners and C. O. Weiss, *JQSRT*, **16**(1976), 273.
- [20] D. Hofsaess, *JQSRT*, **19**(1978), 335.

全 息 透 镜

于美文 谢敬辉 王民草

(北京工业学院)

全息透镜虽然是一种新型光学元件, 但从原理上说就像较为熟悉的菲涅耳波带片一样。瑞利在 1871 年已经制作过波带片, 方法是绘制

一张放大的波带片的图形, 再用普通照像技术加以缩小。如用现在的语言, 可说是一种简单的计算全息图。过去由于波带片在制作上的困难