

# 激波管中强激波的前驱真空紫外辐射

崔季平 范秉诚 何宇中

(中国科学院力学研究所)

**摘要** 在  $\phi$  800 毫米的低密度激波管的中轴上用钨靶探测入射强激波前发射的真空紫外光子,研究了以下三个问题。(1)研究了真空紫外光子的通量密度随波前距离的关系,建立了一个考虑到有限的激波发射层尺度和波前气体吸收的模型,得到了与实测前驱辐射一致的结果。(2)研究了氩气中强激波真空紫外辐射的激发机制,指出它属于非平衡共振激发辐射,其激发截面系数  $S^* = 1.2 \times 10^{-17}$  厘米<sup>2</sup>·电子伏<sup>-1</sup>,激活能为 11.4 电子伏。(3)研究了空气中氮分子  $b^1\Sigma \rightarrow X^1\Sigma$  辐射的激发机制,指出只是在激波面很薄的一层中能够激发这一辐射,辐射是非平衡的,其激发截面  $\sigma^* = 2 \times 10^{-16}$  厘米<sup>2</sup>,其激活能为 12.5 电子伏。

## 一、引言

强激波波前存在着随距离而变化的电离,称为前驱电离。已经了解,它的产生是由于激波后高温气体发出的真空紫外辐射对波前气体照射的光电离效应造成的<sup>[1,2]</sup>。本文将集中讨论强激波诱致的真空紫外辐射的激发与传递过程。本文分三部分报道我们的研究工作。第一部分是前驱真空紫外辐射场轮廓的研究,指出波前辐射场的分布是与管壁状态、发光层厚度以及波前气体的吸收性能有关系。第二部分是氩气中真空紫外辐射激发动力学研究,通过对实验结果的分析指出主要真空紫外辐射来自激波后对氩共振线的非平衡碰撞激发,定出了它的激活能和激活截面。第三部分是空气中强激波后的真空紫外激发动力学,研究了由于激波面发光层的厚度与波后温度状态的关系,给出了一个简化的激波面辐射层的模型,测定了氮分子  $X^1\Sigma \rightarrow b^1\Sigma$  跃迁的碰撞激发截面。

## 二、前驱辐射的轮廓

**1. 简化模型** 结合激波管中的实际情况,先讨论一个简单情况,即假设激波波前的气体无吸收,管壁无反射。考虑沿激波管中轴辐射通量密度  $J$  随距激波面距离  $Z$  的变化。考虑到激波管中激波是平面的,气体发射层呈圆盘状,盘半径即激波管半径,气体发射层的厚度为  $L$ ,气体的发射强度为  $I$ 。于是我们有

$$J(\zeta) = \frac{1}{2} I \{ (1 + \zeta^2)^{1/2} - [1 + (\zeta_0 + \zeta)^2]^{1/2} + \zeta_0 \} R \quad (1)$$

其中  $\zeta_0 = \frac{L}{R}$ ,  $\zeta = \frac{Z}{R}$ 。上式在  $\zeta_0$  小时化成面辐射源问题

$$J_{\text{面}}(\zeta) = J(0) \left[ 1 - \frac{\zeta}{(1 + \zeta^2)^{1/2}} \right] \quad (2)$$

本文于 1984 年 11 月 21 日收到。

其中

$$J_{\text{面}}(0) = \frac{1}{2} IL \quad (3)$$

(1)式在  $\zeta$  小时展开,取到  $\zeta$  的一次项,有

$$J(\zeta) = J(0) \left[ 1 - \frac{\zeta_0}{[1 + \zeta_0 - (1 + \zeta_0^2)^{1/2}](1 + \zeta_0^2)^{1/2}} \zeta \right] \quad (4)$$

其中

$$J(0) = \frac{1}{2} IR [1 + \zeta_0 - (1 + \zeta_0^2)^{1/2}] \quad (5)$$

(4)在准确到  $\zeta$  一次项与下式的指数衰减相当

$$J(\zeta)|_{\zeta \ll 1} = \zeta_0 \exp \left\{ - \frac{\zeta_0}{[1 + \zeta_0 - (1 + \zeta_0^2)^{1/2}](1 + \zeta_0^2)^{1/2}} \zeta \right\} \quad (6)$$

半衰距离  $\zeta_{1/2}^*$  为

$$\zeta_{1/2}^* = 0.69 [1 + \zeta_0 - (1 + \zeta_0^2)^{1/2}] (1 + \zeta_0^2)^{1/2} \zeta_0^{-1} = 0.69 G(\zeta_0) \quad (7)$$

函数  $G(\zeta_0)$  在  $\zeta_0$  小与  $\zeta_0$  大时均趋于 1, 在  $\zeta_0 = 1$  时取极小值 0.82. 结合实验结果看, 对空气来说  $\zeta_0$  确实小; 对氙来说  $\zeta_0$  大约在 1.5~2 之间. 故对空气可取  $\zeta_{1/2}^*$  的理论预期值为 0.69, 对氙取 0.59 左右.

以下引进波前气体的吸收作用, 有

$$J(\zeta) = \frac{1}{2} IR \int_{\zeta'=0}^{\zeta_0} d\zeta' \int_{\rho=0}^1 \frac{\rho(\zeta + \zeta')}{[\rho^2 + (\zeta + \zeta')^2]^{3/2}} \exp \left\{ -\sigma \zeta \left[ 1 + \left( \frac{\rho}{\zeta + \zeta'} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} d\rho \quad (8)$$

其中  $\rho = \frac{r}{R}$ ,  $r$  为径向距离;  $\zeta' = \frac{Z'}{R}$ ,  $Z'$  为波后轴向距离;  $\sigma = \frac{R}{\Lambda_0}$  是无量纲吸收系数,  $\Lambda_0$  为光子自由程. 在  $\sigma$  小时取光学薄近似, 积分得

$$\begin{aligned} J(\zeta) = & \frac{1}{2} IR \{ (1 + \zeta^2)^{1/2} - [1 + (\zeta_0 + \zeta)^2]^{1/2} + \zeta_0 \\ & - \frac{1}{2} IR \frac{\sigma \zeta}{2} \left\{ (\zeta + \zeta_0) \ln \left( 1 + \frac{1}{(\zeta + \zeta_0)^2} \right) - \zeta \ln \left( 1 + \frac{1}{\zeta^2} \right) \right. \\ & \left. + 2 \operatorname{tg}^{-1}(\zeta + \zeta_0) - 2 \operatorname{tg}^{-1} \zeta \right\} \end{aligned}$$

$\zeta_0$  小时, 简化成

$$J(\zeta) = \frac{1}{2} IL \left[ 1 - \frac{\zeta}{(1 + \zeta^2)^{1/2}} \right] - \frac{1}{2} IL \sigma \zeta \ln \left( 1 + \frac{1}{\zeta^2} \right) \quad (9)$$

将上式展开, 保留到  $\zeta$  的一次项, 有

$$J(\zeta) = \frac{1}{2} IL [1 - (1 - \sigma \ln \zeta) \zeta] \quad (10)$$

在(10)中, 考虑到  $\sigma$  小时  $1 - \sigma \ln \zeta$  随  $\zeta$  的变化不大, 可以在  $\zeta$  小的范围内等价于

$$J(\zeta) = \frac{1}{2} IL \exp[(\sigma \ln \zeta - 1)\zeta] \quad (11)$$

而在我们实际测量中取其值  $\ln \bar{\zeta} = -1.6$  (即取  $\bar{\zeta} = 0.2$ ), 于是有

$$\sigma = \frac{\zeta_{1/2}^* - \zeta_{1/2}}{1.6\zeta_{1/2}} \quad (12)$$

其中  $\zeta_{1/2}^*$  是对应于无吸收时的半衰距离,  $\zeta_{1/2}$  是在有吸收时实测的半衰距离。取  $\zeta = 0.2$  是顾及到实测范围, 并且也顾及到使(11)式与严格由(8)式计算在所考虑的范围内较为符合(见图 1)。

**2. 实验过程** 在直径为  $\phi 800$  毫米的激波管上进行实验。激波管抽空达  $5 \times 10^{-4}$  毫米汞柱, 漏率小于  $5 \times 10^{-5}$  毫米汞柱/分。从停止抽气到充气破膜所用时间小于 5 分钟。使用氩气纯度为 99.98%, 氮气和氧气的纯度各为 99.7% 和 99.9%。文中的空气即用氮和氧以 78% 和 22% 的比例配成。激波速度用五通道电子微秒计沿激波管每两米设测点测下。每次实验速度的不均匀性小于 4%。

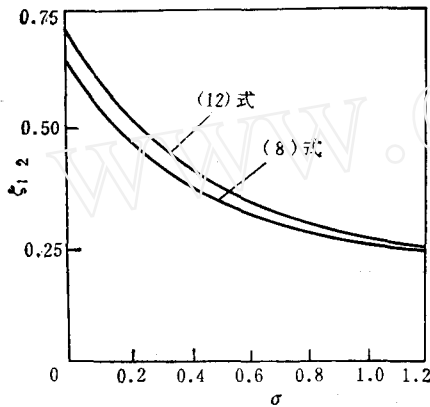


图 1 在  $\zeta_0$  小时用(8)计算的  $\zeta_{1/2}-\sigma$  及用(12)计算的  $\zeta_{1/2}-\sigma$  关系的比较。

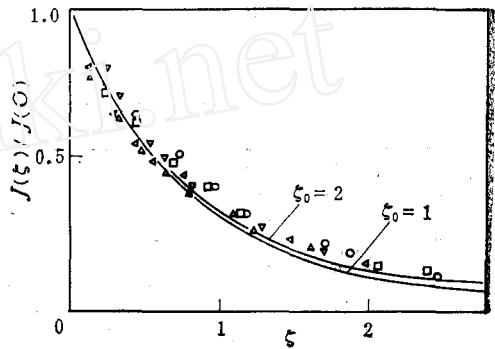


图 2 Ar 的  $J(\zeta)/J(0)-\zeta, P_1 = 6.0 \times 10^{-2}$  毫米汞柱,

—(1)式,  $\circ M_s = 17.3,$   
 $\square \blacksquare M_s = 15.2, \triangle \blacktriangle M_s = 12.1$

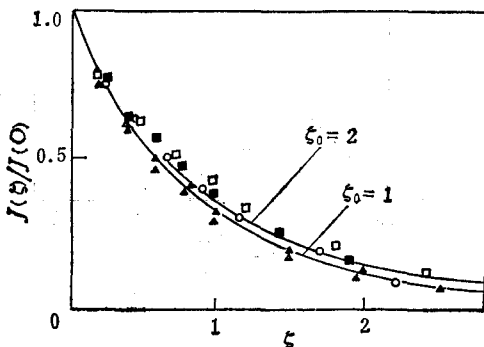


图 3 Ar 的  $J(\zeta)/J(0)-\zeta, P_1 = 1.3 \times 10^{-1}$  毫米汞柱, —(1)式,

$\nabla M_s = 10.3, \triangle M_s = 10.0 \square M_s = 14.0,$   
 $\circ M_s = 15.3 \triangleleft M_s = 12.1$

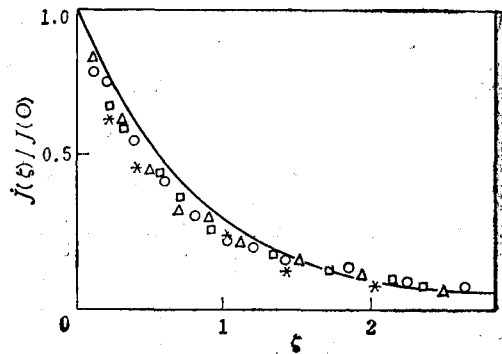


图 4 空气的  $J(\zeta)/J(0)-\zeta$ —(2)式,

$\triangle P_1 = 8.9 \times 10^{-2}$  毫米汞柱  
 $\circ P_1 = 1.9 \times 10^{-2}$  毫米汞柱  
 $\square P_1 = 8.3 \times 10^{-1}$  毫米汞柱  
 $* P_1 = 8.4 \times 10^{-1}$  毫米汞柱

在距破膜处 14 米的管子下游中轴处按装钼靶测量探头。钼靶迎激波安装, 迎光面直

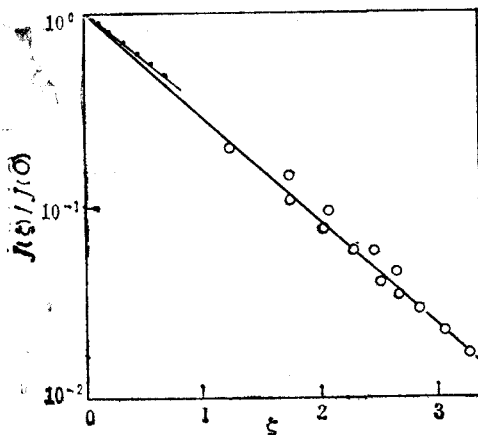
径2毫米,另一个为7.8毫米,通过一取样电阻外接负偏压,由电阻上的电压降直接测定光子轰击钼靶给出的光电流。取钼的光电转化效率为0.01<sup>[3]</sup>,则可电光电流折算成光子通量密度。

以上实验过程贯穿于三部分之中,不再另述。

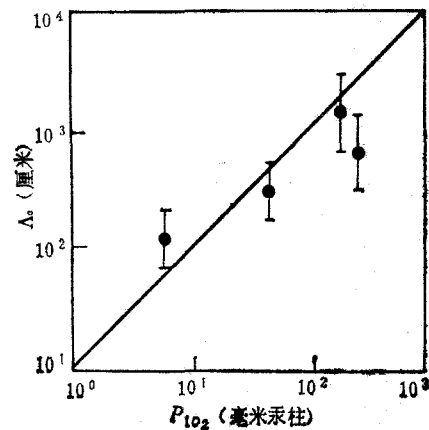
**3. 实验结果** 分别对氩和空气进行实验,由示波图上直接读  $J(\zeta)$ , 作  $J(\zeta)/J(0)-\zeta$  图,见图2、3、4。对于氩气,  $J(\zeta)/J(0)-\zeta$  的形状与激波速度和起始压力无关,与(1)式比较符合。采用  $\zeta < 0.4$  的数据,用(6)式拟合,对多次实验平均得半衰距离  $\zeta_{1/2} = 0.64 \pm 0.03$ 。比理论预期值  $\zeta_{1/2}^* = 0.59$  稍大。用 Weyman<sup>[4]</sup>的实测结果,按本文的模型处理,结果见图5。尽管他们用的激波管直径只有38毫米,也能符合本文的模型。

表 1

气体	$P_1$ (毫米汞柱)	$P_{1O_2}$ (毫米汞柱)	$Z_{1/2}$ (cm)	$\zeta_{1/2}$	$\sigma$	$\Lambda_z$ (cm)	备注
氩	$1.3 \times 10^{-1}$		$25.4 \pm 1.4$	0.635			求得 $\zeta_{1/2}^* = 0.64 \pm 0.03$
氩	$6.0 \times 10^{-2}$		$26 \pm 1.1$	0.65			
氩+氧	$1.4 \times 10^{-1}$	$4.8 \times 10^{-3}$	$24 \pm 1$	0.60	0.03	$1.3 \times 10^3$	用 $\zeta_{1/2}^* = 0.64$ 实验值
空气	$1.9 \times 10^{-2}$	$3.8 \times 10^{-3}$	$25 \pm 2$	0.63	0.06	$7 \times 10^2$	用 $\zeta_{1/2}^* = 0.69$
空气	$8.9 \times 10^{-2}$	$1.9 \times 10^{-2}$	$23 \pm 1$	0.58	0.12	$3.1 \times 10^2$	
空气	$8.4 \times 10^{-1}$	$1.8 \times 10^{-1}$	$19 \pm 1$	0.48	0.28	$1.4 \times 10^2$	

图5  $J(\zeta)-\zeta$  关系,

- 本文  $P_1 = 1.3 \times 10^{-1}$  毫米汞柱,  
 $M_s = 13.7$   $\zeta_{1/2} = 0.64$
- Weyman  $P_1 = 5$  毫米汞柱  
 $M_s = 9$   $\zeta_{1/2} = 0.61$

图6  $\Lambda_z$  与  $P_{1O_2}$  的关系

对于空气,由图4可见必须要进一步考虑吸收的影响。在起始压力分别为  $P_1 = 1.9 \times 10^{-2}$  毫米汞柱、 $8.9 \times 10^{-2}$  毫米汞柱、 $8.4 \times 10^{-1}$  毫米汞柱,以及  $P_1 = 1.38 \times 10^{-1}$  毫米汞柱的氩氧混合物(氧的分压  $P_{1O_2} = 4.8 \times 10^{-3}$  毫米汞柱),对不同情形的多次实验的

$\lg [J(\zeta)/J(0)]-\zeta$  图上求  $\zeta$  小时的  $\zeta_{1/2}$ , 其结果见表 1. 按照(8)式分别求出对应的  $\sigma$  和  $\Lambda_e$  也列在表上. 由表可见, 吸收的主要来源是由于氧的存在. 将光子自由程表示为氧分子的吸收截面  $Q_{O_2}$  和分压强  $P_{iO_2}$  的函数  $\Lambda_e = (Q_{O_2} \cdot n \cdot P_{iO_2})^{-1}$ , 其中  $n$  为单位压强下单位体积的分子数. 故知  $\lg \Lambda_e - \lg P_{iO_2}$  应为一曲线, 并可由其斜率定出  $Q_{O_2}$ . 将表 1 的数据作  $\lg \Lambda - \lg P_{iO_2}$  图, 见图 6. 结果定出的  $Q_{O_2} = 3 \times 10^{-18} \text{cm}^2$ , 与 Weissler<sup>[5]</sup> 和 Cook<sup>[6]</sup> 的测定结果大致相同.

## 二、高温氩气真空紫外辐射激发动力学

**1. 实验结果** 在激波管上测到了钼靶上接收的真空紫外光子通量密度. 在激波与钼靶接触能的瞬间的光子通量密度为  $J(0)$ , 按(5)式立即可得氩的辐射强度  $I$  与  $J(0)$  关系

$$I = 2J(0)[R(1 + \zeta_0 - (1 + \zeta_0^2)^{1/2})^{-1}]$$

其中  $\zeta_0$  为激波后发射层的厚度. 在本实验中我们采用磁探针方法<sup>[17]</sup>同时测量了波后高温区的厚度. 实测结果见图 7. 波后实验区的长度随压力  $P_1$  的变化与 Mirels<sup>[7]</sup> 的边界层理论在走向上一致, 但绝对数值上偏低, 并且观察不到  $\zeta_0$  与激波速度的关系.

按 Mofert 和 Lien<sup>[8]</sup>对激波后氩的电离松弛的总结分析, 在本文的实验范围内电离松弛区的厚度甚大于激波后高温区的实测厚度  $\zeta_0$ , 故我们可以取整个波后高温区的厚度为发射层, 其温度可近似取为均一的冻结温度.

本实验大部分在  $P_1 = 2.6 \times 10^{-2}$  毫米汞柱,  $6.1 \times 10^{-2}$  毫米汞柱和  $1.3 \times 10^{-1}$  毫米汞柱的条件下做的, 激波马赫数  $M_1$  则由 10 变到 19.

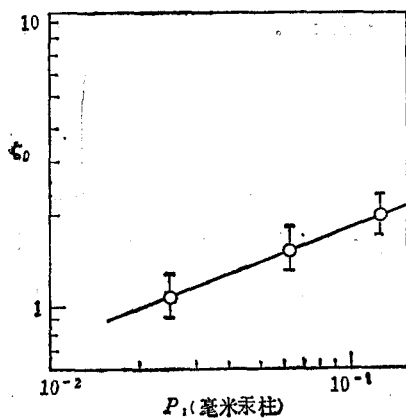


图 7 实测  $\zeta_0-P_1$  关系

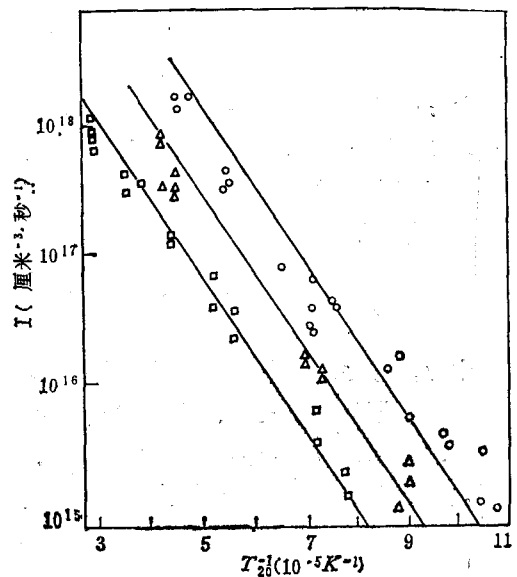


图 8 激波后氩的发射强度  $I$  与波后冻结温度  $T_{20}$  的关系

以发射强度  $I$  的对数对波后气体冻结温度  $T_{20}$  的倒数作图, 如图 8. 三条不同起始压强  $P_1$  的线基本平行, 近似呈 Arrhenius 关系, 激活能为 11.4 电子伏. 将图 8 的数据归

纳成在温度固定时的  $I$  与  $P_1$  的关系图,如图9. 可见在温度固定时  $I$  与  $P_1^2$  成正比. 将实验所得到的点按  $\lg(I/n_1^2) - T_0^{-1}$  关系作图,见图10,其中  $n_1$  为起始状态下分子数密度.

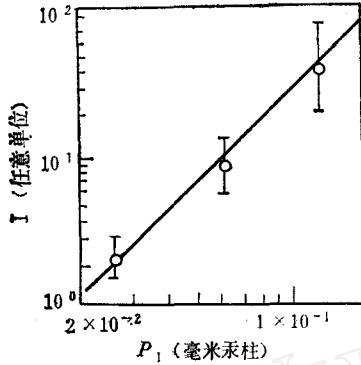


图9  $I$  与  $P_1$  的关系

- $P_1 = 1.3 \times 10^{-1}$  毫米汞柱
- △  $P_1 = 6.1 \times 10^{-2}$  毫米汞柱
- $P_1 = 2.6 \times 10^{-2}$  毫米汞柱

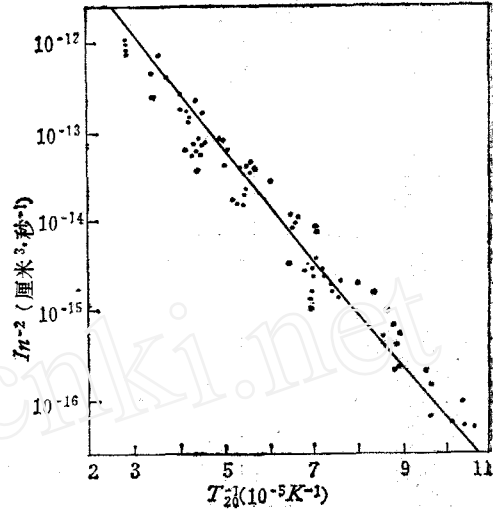


图10  $I/n_1^2$  与  $T_0$  的关系

**2. 氩的激发动力学** 氩的真空紫外区辐射有  $f \rightarrow b_{\text{基态}}$  和  $b \rightarrow b_{\text{基态}}$  两种可能的机制,前者为连续谱,后者为分立谱. 对于  $f \rightarrow b_{\text{基态}}$  有辐射强度表达式<sup>[9]</sup>

$$I = \frac{6\pi\pi^{3/2}}{3\sqrt{6}} \frac{e^6 Z_{eff}^2}{m_e^{3/2} c^3} \frac{E_i}{(k_B T_e)^{3/2}} n_e^2 \exp\left(-\frac{E_e}{k_B T}\right) \quad (13)$$

其中  $m_e$  为电子质量,  $e$  为电子电荷,  $Z_{eff}$  为有效电荷数,  $c$  为光速,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $E_i$  为电离能,  $E_e$  为自由电子动能. 由(13)可见无论是非平衡电离和平衡电离,从  $n_e$  依于压力的关系分析,给不出强度  $I$  正比于压力的平方关系. 对于  $b \rightarrow b_{\text{基态}}$  辐射有两个极端情况. 平衡情况下有

$$I = n_0 \left(\frac{g_u}{g_l}\right) e^{-\frac{E_u}{k_B T}} A_{u \rightarrow l} \quad (14)$$

其中  $g_u$  有  $g_l$  各为上态和下态的权重,  $n_0$  为波后氩原子数密度,  $A_{u \rightarrow l}$  为上态  $u$  到下态  $l$  的爱因斯坦跃迁几率. 由(14)明显可见应当有  $I$  正比于压力的关系这也与实验不合.

现在考虑  $b \rightarrow b_{\text{基态}}$  的非平衡辐射. 这是指碰撞激发的特征时间大于辐射寿命的情况,辐射强度  $I$  受激发动力学的控制,即

$$I = \frac{dn^*}{dt} \quad (15)$$

其中  $n^*$  为激发态氩原子的数密度. 在气体稀薄的情况下,氩原子的激发主要通过原子-原子两体碰撞,即有

$$\frac{dn^*}{dt} = k^* n_0^2 \quad (16)$$

对于原子-原子碰撞的电子激发截面一般取形式

$$\sigma^* = \begin{cases} 0 & \text{当 } E < E^* \\ S^*(E - E^*) & \text{当 } E > E^* \end{cases} \quad (17)$$

其中  $E^*$  为上激发态能量,  $S^*$  为激发截面系数. 用分子动力论可直接计算出截面为 (17) 的两体碰撞激发动力学系数  $k^*$ <sup>[10]</sup>

$$k^* = 4S^*(\pi m_A)^{-1/2}(k_B T_{20})^{3/2} \left( \frac{E^*}{2k_B T_{20}} + 1 \right) \exp\left(-\frac{E^*}{k_B T_{20}}\right) \quad (18)$$

其中  $m_A$  为氩原子质量. 将(18),(16)代入(15)得

$$I/n_1^2 = \eta^2 4S^*(\pi m_A)^{-1/2}(k_B T_{20})^{3/2} \left( \frac{E^*}{2k_B T_{20}} + 1 \right) \exp\left(-\frac{E^*}{k_B T_{20}}\right) \quad (19)$$

其中  $\eta$  为激波前后压缩比. 将(19)式与图 9 中的数据进行最佳拟合, 定得  $E^* = 11.4$  电子伏, 激发截面系数  $S^* = 1.2 \times 10^{-17}$  厘米<sup>2</sup>·电子伏<sup>-1</sup>,  $\Delta S^*/S^* = 55\%$ , 按(19)式的理论预期曲线见图 10 中的实线.

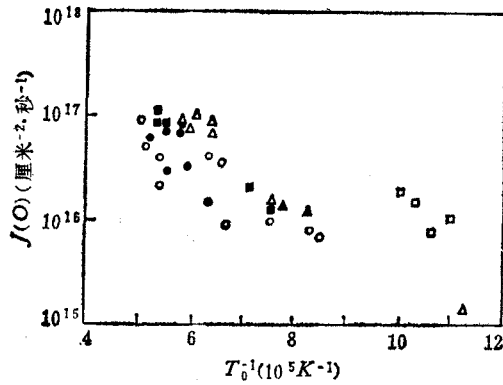
由氩的能级图可知, 在 11.4 到 11.8 电子伏之间是氩的第一激发态, 共包涵属于电子组态  $3p^5 4s^1$  的四个能级. 其中的两个  $3p^5 4s^1 \ ^1P_1$  和  $3p^5 4s^1 \ ^3P_1$  是为共振激发态, 它们有比较短的辐射寿命, 是我们首先要考虑的. 另外两个态为  $3p^5 4s^1 \ ^2P_2$  和  $3p^5 4s^1 \ ^1P_0$  是亚稳激发态, 有较长的辐射寿命. 这两个亚稳能级不能直接给出辐射来, 但它们对于更高激发态以及原子的电离过程却起着非常重要的作用. Kelly<sup>[11]</sup>以精度达  $\pm 15\%$  的实验测定, 研究了这一过程, 认为由亚稳态直接电离, 比亚稳态进一步激发到高激发态的几率大得多. 这也就旁证了这些亚稳态掺入目前测定的辐射量不大. 顺便指出, Kelly 测定的亚稳激发态的激发截面系数  $S_{\text{亚}}^* = 1.2 \times 10^{-19}$  厘米<sup>2</sup>电子伏<sup>-1</sup>, 比我们目前测定的小二个量级. 表明测定的真空紫外辐射主要来自氩的共振激发跃迁.

### 三、空气真空紫外辐射的激发动力学

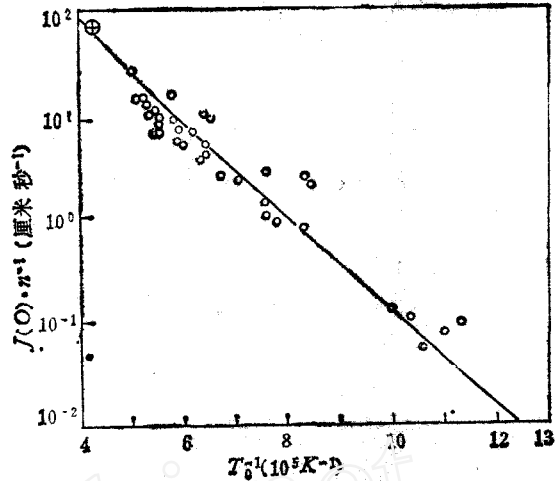
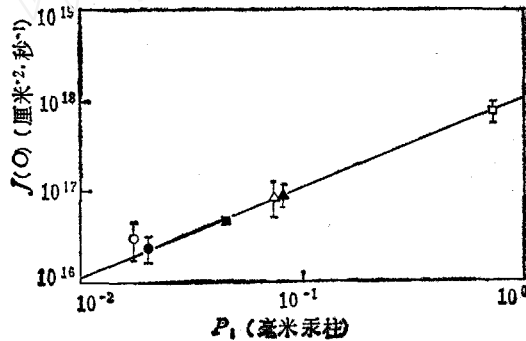
已经清楚空气中强激波的前驱真空紫外辐射的主要来源是氮分子的  $b^1\Sigma \rightarrow X^1\Sigma$  跃迁<sup>[12]</sup>, 估计其振子强度  $f = 0.1$ , 辐射寿命  $\tau_r = 4 \times 10^{-9}$  秒. 激波马赫数在 10 到 20 的范围内, 波后的平衡区不足以激发这一辐射, 辐射来源于激波波面上一个很薄的非平衡区域. 直到目前这一辐射的非平衡性质, 其碰撞激发截面与碰撞限的压力阈值尚未确定.

**1. 实验结果** 将不同起始压力和不同激波速度下测得的  $J(0)$ , 点在  $\lg J(0) - T_0^{-1}$  图上, 如图 11, 其中  $T_0$  为波后冻结温度. 按照  $J(0)$  依于初始压力  $p_1$  为一次方关系处理, 作  $\lg [J(0)n_1^{-1}] - T_0^{-1}$  图, 见图 12. 成为较理想的 Arrhenius 关系. 按照 Arrhenius 依于温度的关系把数据归一成同一个温度之下, 得  $J(0)$  与  $p_1$  的关系, 见图 13. 由图 13 可知  $J(0)$  依于初始压力  $p_1$  呈比较好的一次方关系. 现在提出了两个问题: (1) 由图 11 得到的 Arrhenius 关系, 其激活能仅为 8.1 电子伏, 而光谱数据给明的是 12.9 电子伏<sup>[13]</sup>; (2) 由图 13 得  $J(0)$  正比于起始压力, 似属具有平衡辐射的性质, 但在这样低的密度下似应进入碰撞限以下为非平衡辐射. 我们认为, 这两个问题只有在充分考虑激波层的结构才能得到正确解释.

**2. 辐射激波结构与激发动力学** 按照局部平衡辐射理论, 波面处光子通量密度为

图11  $J(0)-T_0$  关系

- $P_1 = 7 \times 10^{-1}$  (毫米汞柱)
- ▲  $P_1 = 8 \times 10^{-2}$  (毫米汞柱)
- △  $P_1 = 7.6 \times 10^{-2}$  (毫米汞柱)
- $P_1 = 4.3 \times 10^{-2}$  (毫米汞柱)
- $P_1 = 2.0 \times 10^{-2}$  (毫米汞柱)
- $P_1 = 1.7 \times 10^{-2}$  (毫米汞柱)

图12  $J(0)n_1^{-1}-T_0^{-1}$  关系○ 本文, ⊕ Ozawa 等<sup>[12]</sup>图13  $J(0)-P_1$  关系折合成  $T_0 = 1.6 \times 10^4 K$ 

$$J(0) = \frac{n_{N_2}}{2\tau_r} \exp\left(-\frac{\Theta^*}{T}\right) L_{eff} \quad (20)$$

其中  $\tau_r$  为辐射寿命;  $\Theta^*$  为激活温度,  $\Theta^* = E^*/k_B$ ;  $L_{eff}$  为波面辐射层的有效厚度;  $n_{N_2}$  为波后氮分子数密度,  $n_{N_2} = \eta n_{1N_2}$ ,  $\eta$  为激波压缩比,  $n_{1N_2}$  为波前氮分子数密度。如波后松弛区中的过程以两体过程为主, 则  $L_{eff}$  与起始压力成反比。这样  $J(0)$  将与压力  $p_1$  无关。这与实验事实矛盾。

按装非平衡辐射碰撞激发理论<sup>[14]</sup>

$$I = \frac{n_{N_2}}{\tau_c} \frac{\Theta^*}{T} \exp\left(-\frac{\Theta^*}{T}\right) \quad (21)$$

其中  $\tau_c$  为碰撞特征时间,  $\tau_c = (Q^* \bar{n} \bar{c})^{-1}$ ,  $Q^*$  为碰撞激发截面,  $\bar{n}$  为波后分子数密度,  $\bar{c}$  为波后平均分子热运动速度。在薄层近似下  $J(0) = \frac{1}{2} I L_{eff}$ , 于是近似有  $J(0)$  与起始压力  $p_1$  成正比的结果。



按 Lin<sup>[15]</sup>的计算, 激波后面为一个温度下降非常迅速的反应松弛区. 考虑(21)中的  $\Theta^*$  很高, 有 12.9 电子伏, 对于一个强度  $M_s = 19$  的激波, 波面温度由冻结温度下降到波后平衡温度, 辐射强度将下降 4 个量级. 实际有贡献的只是波面处接近冻结温度的一个薄层. 这一层的厚度除了反比于压强外, 还要强烈地依赖于温度. 考虑到  $I$  是波后距离  $Z$  的函数, 对薄层近似, 有

$$J(0) = \frac{1}{2} \int_0^{L_c} \frac{n_{N_2}}{r_c} \frac{\Theta^*}{T} \exp\left(-\frac{\Theta^*}{T}\right) dZ \quad (22)$$

积分上限  $L_c$  取在被积函数从波面处下降到 0.1 倍波面处的位置, 即  $I(L_c)/I(0) = 0.1$ , 于是有

$$L_c = \frac{1}{\lg e} \frac{T_0}{\Theta^*} L \quad (23)$$

$L$  为特征厚度, 有

$$L = -\frac{1}{T_0} \left( \frac{dT}{dZ} \right)$$

将(22)式中各量展开, 最后取至  $\frac{Z}{L}$  一次, 得

$$J(0) = \frac{n_{N_2} \exp\left(-\frac{\Theta^*}{T_0}\right)}{r_c} L \quad (24)$$

其中  $n_{N_2}$  与  $r_c$  现在是取波面处的值. 以上简化的主要依据是  $T_0 \ll \Theta^*$ , 这样按(23)就有  $L_c \ll L$  的结果, 于是积分号下被积函数的值用波面处的值代替, 其偏差为  $\frac{L_c}{L}$  的二次小量.

从物理上看, 波后温度下降主要是有吸热反应. 对目前的体系来说, 主要吸热反应就是氧的解离. 略去振动能激发和部分氮分子解离的影响, 近似有能量平衡方程

$$\frac{dn_{O_2}}{dt} D_{O_2} = \frac{5}{2} k_B \left( \frac{dT}{dt} \right) \bar{n} - \frac{1}{2} \left( \frac{dn_{O_2}}{dt} \right) k_B T \quad (25)$$

其中  $D_{O_2}$  为氧的解离能. 对氧的解离有速率方程

$$\frac{dn_{O_2}}{dt} = -k_f n_{O_2} \bar{n} \quad (26)$$

其中  $\bar{n}$  为包括氮氧的总分子数密度,  $k_f$  为反应速率常数, 取形式

$$k_f = k_0 \exp\left(-\frac{\Theta_D}{T}\right) \quad (27)$$

Wray<sup>[16]</sup>取  $\Theta_D = 6.0 \times 10^4 k$ ,  $k_0 = 5.8 \times 10^{14}$  厘米<sup>3</sup>·秒<sup>-1</sup>·摩尔<sup>-1</sup>.<sup>1)</sup> 将(27)代入(26)和(25)得

$$\frac{u_s}{\eta} \left( \frac{dT}{dZ} \right)_0 = -k_0 \exp\left(-\frac{\Theta_D}{T_0}\right) \left( \Theta_D + \frac{1}{2} T_0 \right) \frac{2}{5} n_{O_2} \quad (28)$$

1) 按 Wray 的实验, 对氮-氧碰撞  $k_0 = 2.9 \times 10^{14}$  厘米<sup>3</sup>·秒<sup>-1</sup>·摩尔<sup>-1</sup>. 按经验取氮-氧及氧-氧碰撞的  $k_0$  值为它的两倍.

其中  $u_s$  为激波速度,  $\eta$  为压缩比. 在强激波时波后冻结温度与  $u_s$  关系为

$$u_s = \frac{c_1}{T_1^{1/2}} \frac{T_0^{1/2}}{\mu(\mu^2 + 1)^{1/2}} \quad (29)$$

下标 1 为波前量,  $c$  为声速,  $\mu^2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}$ ,  $\gamma$  为绝热指数. (28) 代入 (21) 得

$$L = \frac{c_1 T_0 \left(\frac{T_0}{T_1}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{\Theta_D}{T_0}\right)}{\frac{2}{5} \eta \mu (\mu^2 + 1)^{1/2} k_0 n_{O_2} \left(\Theta_D + \frac{1}{2} T_0\right)} \quad (30)$$

(30) 代入 (24), 注意到  $\bar{c}_0 \simeq c_0$  及  $c_1/c_0 = (T_1/T_0)^{1/2}$ , 有

$$J(0) = \frac{\left(\frac{n_{N_2}}{n_{O_2}}\right) T_0 c_1^2 \bar{n} Q^* \left(\frac{T_0}{T_1}\right) \exp\left(-\frac{\Theta^* - \Theta_D}{T_0}\right)}{\frac{2}{5} \eta \mu (\mu^2 + 1)^{1/2} k_0 \left(\Theta_D + \frac{1}{2} T_0\right)} \quad (31)$$

由 (31) 可见  $J(0)$  正比于  $p_1$ . 用 (31) 式拟合我们的实验结果, 见图 12 中的实线. 拟合结果:  $\Theta^* = 12.1$  电子伏, 比现存的光谱数据 12.9 电子伏稍小; 氮分子  $X^1\Sigma \rightarrow b^1\Sigma$  的碰撞激发截面  $Q^* = 2 \times 10^{-16}$  厘米<sup>2</sup>, 比氮分子的气动截面  $Q = 5 \times 10^{-15}$  厘米<sup>2</sup> 小一个量级. 按目前测得的  $Q^*$  估计, 碰撞限大致在 10 厘米汞柱左右.

### 参 考 文 献

- [1] Lin, S. C., *J. Geophys. Res.*, **67**, 10(1962), 851.
- [2] Pinegre, M. and Valentin, D., *Proc. 11th. Inter. Symp. on Shock Tubes and Waves* (1977).
- [3] Weessler, G. L., *Hundbuch der Physik*, **XXI**, p. 354.
- [4] Weyman, H. D. and Holmes, L. B., *Phys. Fluids* **12**(1969), 1200.
- [5] Weessler, G. L., *JQSRT* **2**(1962), 383.
- [6] Cook, G. and Metzger, P., *J. Chem. Phys.* **41**(1964), 321.
- [7] Mirels, H., *AIAA J.*, **2**, 1(1964), 84.
- [8] Hoffert, M. I. and Lien, H., *Phys. Fluids*, **10**(1967), 1769.
- [9] Зельдович, Я. Б., Райзер, Ю., П. «激波和高温流体力学现象物理学»上册, 科学出版社 (1979), p. 291.
- [10] Petschek, H. E., and Byron, S., *Annals of Physics*, **1**(1957), 270.
- [11] Kelly, A. J., *J. Chem. Phys.*, **45** (1966), 1723.
- [12] Kivel, B., *JQSRT*, **1**(1962), 509.
- [13] Hertberg, G., *Molecular Spectra and Molecular Structure I, Spectra of Diatomic Molecular* (1955), 553.
- [14] Fowler, R. H. and Guggenheim, *Statistical Thermodynamics* (1956), 497.
- [15] Lin, S. C. and Teare, J. D., *Phys. Fluids*, **6**(1963), 355.
- [16] Wray, K. L., *J. Chem. Phys.*, **37**(1962), 1254, *ARS Preprint* 1975—61.
- [17] 何宇中等, 核聚变与等离子体物理, **2**, 2(1982).
- [18] Camm, J., Kivel, B., Taylor, R. L., Teare, J. D., *JQSRT*, **1**(1962), 53.

## PRECURSOR VACUUM-ULTRAVIOLET RADIATION AHEAD OF STRONG SHOCK WAVES IN SHOCK TUBE

Cui Jiping Fan Bingcheng He Yuzhong

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing China*)

Using a Molybdenum target mounted at the axis in our  $\phi 800\text{ mm}$  low density shock tube as a photon detector to monitor the flux density of the precursor vacuum ultraviolet photon ahead of the shock waves, some useful results are obtained. (1) The photon flux density as a function of the distance ahead of the shock, i.e. the radiation profile, is determined experimentally. A simple model is proposed, in which the illumination by the radiation of high temperature shock waves of finite size and absorption by the gas ahead of the shock waves are considered. The agreement between the experimental results and theoretical estimation based on the simple model are reasonable. (2) The mechanism and the excitation kinetics of the vacuum ultraviolet radiation in argon are investigated. The intensity versus frozen temperature is an Arrhenius plot with an activation energy  $11.4\text{ eV}$  which is just the first excitation state of argon. And the intensity is proportional to the square of the initial pressure. The mechanism which fulfils these experimental facts is the nonequilibrium resonance radiation excited by argon-argon collision. The cross-section coefficient is determined in the present work  $\sigma^* = 1.2 \times 10^{-17}\text{ cm}^2\text{ eV}^{-1}$ . (3) The vacuum ultraviolet radiation produced by strong shock in air is due to the electronic transition  $b'^1\Sigma \rightarrow X^1\Sigma$  of nitrogen molecule. the measured photon flux density versus frozen temperature is an Arrhenius plot with a apparent activation energy  $8.1\text{ eV}$  which contradict to the value  $12.9\text{ eV}$  obtained by molecular spectra. The photon flux density is proportional to the initial pressure. In order to fit these experimental facts, a simple model of the radiative shock front structure is proposed, in which effective thickness of the radiative layer is related to the dissociation relaxation of oxygen. The radiation is nonequilibrium and the control process is the excitation  $X^1\Sigma \rightarrow b'^1\Sigma$  by molecule-molecule collision. then the activation energy  $12.1\text{ eV}$  is obtained and the excitation cross-section of molecular nitrogen is determined in the present work  $Q^* = 2 \times 10^{-16}\text{ cm}^2$