

第三届全国激波管 激波学术讨论会

论 文 集

(上)

中国力学学会

中国气动研究会

1984年4月于昆明

PDG

前 言

激波管是上世纪末出现的一种实验设备。它的基本理论及实验技术在第二次世界大战后获得了重大的进展。尤其从五十年代以来,已发展成为多才多艺的多用途的实验工具。

我国从五十年代末开始激波管研究工作。在激波管基本技术以及高超声速流动、高温气体性质、结构物抗爆、传感器动态标定等领域的研究工作中已作出显著的成果,一批研究技术人才茁壮成长。

中国力学学会于1978年11月4日至12日在安徽合肥召开了我国首届激波管学术经验交流会。国内29个单位的105位代表参加了会议。会上宣读并讨论的报告共70篇。这次会议由中国科技大学承办。

为了活跃学术思想,加强学术交流,会议商定在中国力学学会属下成立激波管专业组。该专业组于1979年经中国力学学会批准正式成立。

第二届激波管学术交流会由气动中心五所承办,于1981年4月25日至28日在四川安县召开,从这届会议开始,由中国力学学会

与空气动力学研究会联合主办。出席这次会议的共有25个单位71位代表。会议收到报告53篇。

第三届激波管与激波学术讨论会由云南大学承办，预定1984年4月8日~14日在云南昆明举行。除特邀报告外，共收到报告66篇。

参加前二届会议的报告，均为单份装订，由会议代为散发。由于印刷规格参差不齐，保管及使用均不方便。为此本届会议对报告的印刷规格及篇幅作出统一规定，并集中装订成册。由于受时间限制，对报告的内容来不及审定。使用本文集的读者对有兴趣的或希望作进一步讨论的问题，请直接与作者联系。

本文集由云南大学熊烨同志组织装订。对所有参加装订的同志致谢。

俞 鸿 儒

1984年2月

第三届全国激波与激波管学术讨论会论文集目录

熊 烨等:	高温空气可见光区连续辐射的分析报告	A 1
崔季平等:	激波管中前驱真空紫外辐射的轮廓和吸收	A 2
李红德:	激波管研究高温气体的非平衡辐射特性	A 3
陈力超:	在激波管中高温气体红外辐射研究	A 4
罗 军等:	高温气体近红外辐射的激波管研究	A 5
范秉诚等:	空气真空紫外辐射激发动力学	A 6
崔季平等:	高温氩气真空紫外辐射激发动力学	A 7
竺乃宜等:	用微波条纹干涉仪测定激波管中的电子密度	A 8
张志成:	平板边界层中离子密度分布的激波管实验研究	A 9
熊 烨等:	用谱线相对强度法测量反射激波后的温度	A 10
田兴时:	氮分子第一正带系的及维加法—开普兰带系的振子强度	A 11
田兴时:	分子轨道理论中的一些近似计算	A 12
王诚洪等:	非均匀凝聚炸药冲击波起爆的数值模拟	A 13
洪明苑:	激波加热在核聚变等离子体中的作用和问题	A 14
韩惠霖:	平面电磁激波理论	A 15
范毓润:	动压标定激波管中 SF_6 真实气体效应计算	A 16
李红德等:	氢 Balmer 系 H_β 等发射线轮廓中心凹陷的实验研究	A 17
杜锡鑫:	流体网格法的某些特性的探讨及其在尘埃—气体激波管流动, 皮托压力的计算中的应用	B 1

曹亦明等:	激波管的数值模拟	B 2
赵国英等:	含灰气体经过头激波后的松弛现象	B 3
林建民 :	灰尘负载率及激波强度对激波结构的影响	B 4
刘育魁 :	爆格结构及其在工业安全中的应用	B 5
牛广有 :	烟板法研究马赫反射三波点轨迹	B 6
黄文生等:	平面激波经下降台阶后的马赫效应	B 7
韩肇元等:	弱运动激波与尖锥头激波斜相互作用的实验研究	B 8
韩肇元等:	双驱动激波风洞波系计算及双波斜相互作用流场 参数计算	B 9
庄逢青 :	平面强爆震波对运动薄物体的绕射	B 1 0
谷嘉华等:	激波与射流边界的相互作用以及扰动在激波波面 上的传播	B 1 1
张 平等:	激波管内可变比热比气体激波参数计算和分析	B 1 2
王继海 :	气体中两冲击波的分叉和分解	B 1 3
孙清和 :	多次冲击压缩的最优匹配	B 1 4
孙清和 :	均涡介质中的击波及其传播	B 1 5
徐乃新 :	同向冲击波的相互作用	B 1 6
俞鸿儒等:	扩张激波管流动实验研究	B 1 7
熊 烨等:	双膜激波管研制报告	B 1 8
范良藻 :	标定激波管的激波前沿构造和毫微秒传感器	B 1 9
程冠华 :	对变截面动压标定激波管的一些研究	B 2 0
魏传礼等:	火药气体动压标定激波管研究	B 2 1

郑世纲 :	激波管所致动物(狗)冲击伤的病理解剖学观察	B 2 2
黄志澄 :	关于激波干扰	B 2 3
廖继卿 :	浅谈试验巷道中的煤尘爆炸及传播	B 2 4
徐 彬 :	爆轰波胞格结构实验观察中的几个问题	B 2 5
乐嘉陵等:	$2H + O_2$ 爆轰波后壁面热交换测量	C 1
王中东等:	激波诱导的高温氦气层流边界层	C 2
徐立功等:	方形激波管壁面边界层转换现象的实验研究	C 3
李静美等:	在激波风洞中转换现象的观察和转换雷诺数的测量	C 4
唐贵明 :	用激波风洞进行缝隙流研究	C 5
宋红生 :	激波风洞中底部流动实验分析	C 6
练元华 :	激波风洞中粒子—激波干扰的实验研究	C 7
李颂辉 :	激波风洞中试验技术的某些进展	C 8
赵梦熊 :	FD-20 炮风洞运行时的振动问题	C 9
杨先振 :	激波风洞大喉道喷管校测结果与分析	C 1 0
肖林奎等:	JF4B 高超声速脉冲风洞高雷诺数状态的调试	C 1 1
王喜荣 :	高超声速轴对称型面喷管变 M 数喉道型面拟合设计	C 1 2
杨祖清 :	流场显示技术在激波风洞中的应用评述	C 1 3
何宝培 :	炮风洞应变天平的设计和使用	C 1 4
李仲发 :	用薄膜电阻温度计作探测元件测激波速度	C 1 5
杨镇坤 :	铂膜电阻温度计的工艺与检验	C 1 6

王世芬	: 高超音速炮风洞总温测量用的热电偶	----- C 1 7
陆懋苓	: 激波管式发动机喷流模拟装置	----- C 1 8
王叶青	: 氢氧双管式发动机喷流设备中的电破膜技术	----- C 1 9
张晚清	: 用于脉冲风洞测量阻尼导数的刀承一刀口方案	----- C 2 0
√ 严松元	: 应用于激波管的高速数据采集系统	----- C 2 1
马大源	: 激波风洞中的多用数据放大器	----- C 2 2
√ 翟曼玲	: 电缆线延迟特性的实验分析	----- C 2 3
√ 郑永熙	: DC-1型高压小型电磁阀的研制	----- C 2 4

高温空气可见光区连续辐射分析报告

熊 焯

陈永康

(云南大学物理系)

摘 要:

的实验

在激波马赫数约为7条件下,观察到高温空气在 $5800\text{\AA}$ 至 $6400\text{\AA}$ 范围内的一较强连续辐射。连续辐射的机理是离解复合及简单分子的复合。 $T_e \simeq 11500\text{K}$ 。

(一) 引言

高温空气辐射问题是一项应用较广的重要研究课题。它对于大气传输、再入飞行、等离子体辐射诊断以及热空气对光的吸收和辐射均具有头等重要意义。过去对温度低于 15000K 的空气辐射已作了充分的研究。〔1〕—〔5〕对于连续和准连续吸收的有:热空气中 N_2 、 O_2 、 N_2^+ 、 NO 、 NO_2 等分子中的分子跃迁; O_2 、 N_2 、 NO 、 O 、 N 、 O^+ 等粒子的光电吸收; O^+ 、 N^+ 、 NO^+ 、 O_2^+ 、 N_2^+ 等离子场中的自由—自由跃迁; O 、 NO 等的自由—束缚跃迁。他们的工作多在紫外及可见区, $4400\text{\AA}$ 至 $5300\text{\AA}$ 可见区的连续辐射是 O 原子的自由—束缚跃迁。Wentink等人⁶⁻⁸测量了高温空气的红外辐射。1—2微米的辐射主要贡献是分子带系,2微米以上连续辐射主要是电子在中性原子、分子场中的自由—自由散射辐射。最近李红德等人⁹用激波管和辐射计又测量了高温空气的光谱辐射系数。

本文利用激波管进行高温空气辐射特性的实验研究。在 $M \simeq 7$, $5800\text{\AA}$ 至 $6400\text{\AA}$ 范围内观察到一较强的连续辐射,该辐射向紫向衰减,峰值波长 $\lambda_{\max} \simeq 6240\text{\AA}$ 。经分析,辐射机理是离解复合及简单分子的复合。

(二) 实验装置与方案

我们的激波管由内径为48毫米的无缝钢管制成,管的内壁镀铜。

高压段长560毫米，低压段长1860毫米，二者之比为1:3.3。激波管低压段端头的正面装有石英观察窗、侧面装有三个相隔为200毫米的观察窗，第一个观察窗距端头100毫米。为了记录激波速度，距端头200、550及780毫米处分别装有三个压力传感器。

驱动气体为 H_2 ，试验气体为空气或空气加入适量的 A_r 气。低压段的漏气率为 1.6×10^{-3} 毫·升/秒。隔膜为纯铝片，厚约0.4~0.5毫米。

由端头观察窗透出的辐射，经透镜聚焦后，用 Q—24 中型石英摄影仪摄谱，天津感光胶片厂红快型光谱记录辐射，M ϕ -2 型测微光度计测光，铁谱线内插法定波长。15 通道计时器测速。

实验时先拍摄纯空气的辐射，此时的 $P_1 = 14 \text{ kg/cm}^2$ ， $P_2 = 15.3$ 毫， $M = 6.98$ 。再拍摄空气加入适当 A_r 气的辐射，此时的 $P_1 = 14 \text{ kg/cm}^2$ ， $P_2 = 10$ 毫（空气）+ 21 毫（ A_r 气）， $M = 6.28$ 。

(三) 实验结果与分析

1. 连续辐射

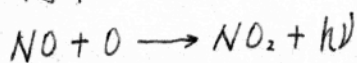
图1及图2是纯空气及空气加入适当 A_r 气的连续辐射。二者在 $5800\text{\AA}$ 至 $6400\text{\AA}$ 范围内均出现较强的相同连续谱。图2中连续谱上的4条原子线分别是 Na 原子锐线系第二条谱线 $6160\text{\AA}$ (5^2S-3^2P)， Li 原子漫线系第一条谱线 $6103\text{\AA}$ (3^2D-2^2P) 及 Na 原子主线系第一对双线 5890 及 $5896\text{\AA}$ (3^2P-3^2S)。其它的原子线是 Al 、 Fe 、 Ca 。

图3是连续辐射的强度分布，它向紫向衰减。

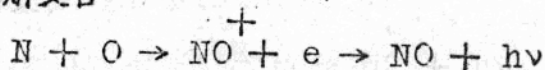
2. 辐射机理

按产生连续辐射的四种机理^[1]，结合我们五区实验温度近6600 K的条件，我们认为热空气在 $5800\text{\AA}$ 至 $6400\text{\AA}$ 范围内的连续辐射有两种机理。

(2) 简单3子复合



(1) 离解复合



为了验证此机理, 我们在 $P_1 = 16 \text{ kg/cm}^2$, $P_2 = 9 \text{ (O}_2\text{)} + 8.5 \text{ (N}_2\text{)}$ $M \simeq 7$ 条件下拍摄了它的光谱, 结果图 4 与热空气辐射的完全相同。

3. 电子温度

在高温等离子体中, 连续辐射主要是在电子与离子的碰撞过程中发射出来, 连续谱强度峰值所对应的波长:

$$\lambda_{\max} = \frac{6200}{k T_e}$$

按图 3 $\lambda_{\max} = 6254 \text{ \AA}$

相应的电子温度 $T_e \simeq 1150 \text{ K}$

图 3、高温强度 $\log$

空气可见光 1.7

区连续辐射 1.6

的强度分析 1.5

1.4

1.3

0.520 590 606 610 620 630 640 65

波长 (微米)

参 考 文 献

[1] J. Keck, B. Kivel and T. Wentink, Annals of Physics N. Y. 7. 1 (1959)

[2] S. S. Penner, «Quantitative Molecular Spectroscopy and Gas Emissivities Chapter XIV. (Pergamon Press 1959)

- [3] R. M. Nerem and G. H. Stikford, AIAA, NO. 3, 517, (1967)
- [4] J. Keck, J. Camm and B. Kivel, J. Chem Phys 28, 723 (1958); Avco Research Report 8 (1957)
- [5] J. E. Nealy and K. V. Haggard, "A Shock-Tube study of Radiation Behind Shock Waves in CO_2 " (Proceedings of the Ninth international Shock tube Symposium P330 1973)
- [6] T. Wentink, W. Planet, P. Hammerling and B. Kivel, J. Appl. Phys, 29, 742 (1958)
- [7] Breene R. G. Jr et al, JQSRT, V. 1, 2, 273 (1962)
- [8] 罗 军 李红德 李思文, 《高温空气红外辐射特性探测》 (中国科学院力学研究所, 1981.)
- [9] 李红德 罗 金 李思文, 《高温空气光学性质的激波管实验研究》 光学学报 V. 1. 3. NO. 4: 380 (1983)
- [10] J. N. Bradley《Shock Waves in Chemistry and Physics》Chap. IX (London, Methuen & Co LTD, 1962)
- [11] E. Bauer, JQSRT, V. 1, 9, 499 (1969)
- [12] 项志遵 俞昌旋 《高温等离子体诊断技术》 § 3. 2. 3 (上海科学技术出版社 1982)



图 1、高温空气可见光区连续辐射谱



图 2、高温空气加入适当 Ar 气的连续辐射谱



图 4、氧、氮混合气体的连续辐射谱

激波管中前驱真空紫外辐射的轮廓和吸收

崔季平 范秉诚 何宇中

(中国科学院力学研究所)

一 引言

激波波前存在着随距离变化的电离。这是由两部分因素造成的。第一是由于真空紫外辐射的照度分布；第二是因为激波运动，由于激波位置的不同，波前气体在不同时刻受到的照射不同而产生的电离的积累。对于光辐射，我们提出一个模型，即分为几何衰减和吸收衰减两部分。几何衰减是由于辐射场几何空间的变化引起的辐射通量随距波前距离的变化，吸收衰减是由波前介质的吸收引起的，是纯粹物理的原因。

早期关于轮廓的研究存在着较大的混乱。Lederman和Wilson^[1]认为辐射场的衰减纯由吸收引起的，因而不得不考虑用比实际大得多的吸收截面。Holmes和Weyman^[2]认为他们测到的早期光电子随距激波距离的衰减是光电离所引起的，而实际上他们测的是光发射效应。后面我们可以看到，本文的模型可以解释他们的结果。

二 光通量分布模型

设激波后气体发光层的厚度为 L ，管壁的反射系数为 0 ，吸收系数也为 0 ，则在激波管中轴线上一点，其距激波面的距离为 Z ，该点的

辐射通量 $J(\zeta)$ 为：
$$J(\zeta) = \frac{I}{2} [(1+\zeta^2)^{1/2} + (1+(\zeta_0+\zeta)^2)^{1/2} + \zeta_0] R \quad (1)$$

其中 $\zeta_0 = \frac{L}{R}$ ， $\zeta = \frac{Z}{R}$ ， R 为激波管的半径， I 为体发射强度，见图1。

在 ζ_0 小的情况下展开，化成平面源问题。

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

在 ζ 小时，准确到 ζ 的一次，(2)式与 $\frac{I}{2} R \zeta_0 \exp(-\zeta)$ 一致，其半衰距离 $\zeta_{1/2}^* = 0.69$ ，或者按(1)式，考虑有限厚度的影响，

$$J(\zeta)\Big|_{\zeta_{1/2}} = \frac{1}{2} R [1 + \zeta_0 - (1 + \zeta_0^2)^{1/2}] \cdot \left[1 - \frac{\zeta_0}{(1 + \zeta_0 - (1 + \zeta_0^2)^{1/2})(1 + \zeta_0^2)^{1/2}} \zeta + \dots \right] \quad (3)$$

准确到 ζ 的一次项，与下面的指数衰减式一致。

$$J(\zeta)\Big|_{\zeta_{1/2}} = \frac{1}{2} R [1 + \zeta_0 - (1 + \zeta_0^2)^{1/2}] \exp\left(-\frac{\zeta_0}{(1 + \zeta_0 - (1 + \zeta_0^2)^{1/2})(1 + \zeta_0^2)^{1/2}} \zeta\right) \quad (4)$$

其半衰距离 $\zeta_{1/2}^* = 0.69 [1 + \zeta_0 - (1 + \zeta_0^2)^{1/2}] (1 + \zeta_0^2)^{1/2} \zeta_0^{-1}$ (5)

函数 $G_1(\zeta_0) = \zeta_0 / [1 + \zeta_0 - (1 + \zeta_0^2)^{1/2}] (1 + \zeta_0^2)^{1/2}$ 在 $\zeta_0 = 1$ 时有极大值 1.207，在 ζ_0 大和 ζ_0 小的两端均为 1，在我们对 Ar 的实验条件下， ζ_0 在 1.5 与 2 之间，对应的 $G_1 = 1.17$ ，这样定出的 $\zeta_{1/2}^* = 0.59$ 。我们称 $\zeta_{1/2}^*$ 为几何半衰距离。

以下我们引入吸收影响。先考虑辐射层为薄层的情况

$$J(\zeta) = \frac{1}{2} L \int_0^{\zeta} (z^2 + r^2)^{-3/2} \exp(-\sqrt{z^2 + r^2} / \Lambda_a) r dr \quad (6)$$

其中 Λ_a 为吸收系数的倒数，有长度量纲，称为光子自由程，对(6)式积分得：

$$J(\zeta) = \frac{1}{2} L \left[\exp(-\zeta\sigma) - \zeta(\zeta^2 + 1)^{1/2} \exp(-\sigma(\zeta^2 + 1)^{1/2}) \right] - 2\pi L \sigma \left\{ \ln(\zeta^2 + 1)^{1/2} / \zeta + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n \cdot n!} [\sigma^n (\zeta^2 + 1)^{n/2} - \sigma^n \zeta^n] \right\} \quad (7)$$

$J(\zeta) \sim \zeta$ 以 σ 为参数的计算值见图 2 和图 3，其中 σ 为吸收系数。

在 σ 、 ζ 小的情况下，将(7)式展开取到 ζ 和 σ 的一次项得，

$$J(\zeta) = \frac{1}{2} L [1 - (1 - \sigma \ln \zeta) \zeta] \quad (8)$$

考虑到 $\sigma \ln \zeta$ 随 ζ 的变化不大，（在 ζ 不是很小的情况下），于是可以

$$写成 J(\zeta) \approx \frac{1}{2} L \exp[(\sigma \ln \zeta - 1) \zeta] \quad (9)$$

由(9)式，当 $\sigma = 0$ 时， $\zeta_{1/2} = \zeta_{1/2}^* = 0.69$ ，与(3)式的结果一致。考

虑到 $\ln \zeta$ 随 ζ 的变化慢，取中值 $\bar{\zeta}$ 则有， $\sigma = (\zeta_{1/2} - \zeta_{1/2}^*) / (\zeta_{1/2} \ln \bar{\zeta})$ (10)

取 $\bar{\zeta} = 0.2$ ， $\ln \bar{\zeta} = -1.6$ ，那末 $\Lambda_a = R \times 1.6 \zeta_{1/2} \times [\zeta_{1/2}^* - \zeta_{1/2}]^{-1}$ (11)

实际上，我们用(7)式在 ζ 的一段范围内作 $\log(J(\zeta)/J(0)) \sim \zeta$ 图上求 $\zeta_{1/2}$ ，（见图 3）。这样做的结果见图 4。由图 4 可见，用(10)式和(7)式，两者之间只有小的差别，这是因为在(10)式中取 $\ln \bar{\zeta} = -1.6$ ，保证了(10)式是实际问题的一个简单而较准确的近似。

三 实验结果

实验在 $\varnothing 800$ 毫米的激波管上进行。激波管抽空到 5×10^{-6} torr, 漏率小于 5×10^{-5} torr/min。由停止抽气到破膜不超过5分钟, 以保证激波管内所充气体的纯度。所用气体是北京氧气厂生产的瓶装纯氧, 纯氧和纯氮, 纯度为99.98%, 激波速度由一台五通道微秒计时器测量, 单次运行, 激波速度不均匀度为4%。

在距膜片1.4米处的管子轴心附近安装测量探头两个。探头是直径为2毫米和7.8毫米的钨靶, 探头外接负偏压, 用一取样电阻, 测光子轰击钨靶给出的光电流。

对于不同压强下, 不同激波速度下测得的 $J(\zeta)/J(0)$ 对 ζ 作图, 见图5, 6, 7。由图可见, $J(\zeta)/J(0) \sim \zeta$ 与激波速度无关。对于氧气, $J(\zeta)/J(0) \sim \zeta$ 的曲线与在 $\zeta_0 = 1$ 时的(1)式相比, 符合相当好。起始压力改变5倍, 没有多大变化。在 $\zeta < 0.4$ 的情况下, $J(\zeta)/J(0)$ 随 ζ 近似呈负指数下降。求得 $\zeta_{1/2} = 0.64 \pm 0.03$ 。这比不考虑吸收时的理论值 $\zeta_{1/2}^* = 0.59$ 只稍大。我们把[2]的结果也拿来比较, 见图9, 求得其 $\zeta_{1/2}^* = 0.61$ 。尽管其管径为3.8 cm, 也符合(1)式的规律。

对于空气 $P_1 = 1.9 \times 10^{-2}$ torr, 8.9×10^{-2} torr和 8.4×10^{-1} torr以及 $\text{Ar} + \text{O}_2$, $P_1 = 1.38 \times 10^{-1}$ torr, 其中 $P_1(0) = 4.8 \times 10^{-3}$ torr, 在 $\log(J(\zeta)/J(0)) \sim \zeta$ 图上求 $\zeta_{1/2}$, 然后按(10)和(11)式求 σ 和 σ_{eff} 的结果, 如下表。表中每组数据都是在各状态下多次实验的算术平均值。使用(11)式时必须事先知道几何衰减距离 $\zeta_{1/2}^*$ 对空气, $\zeta_{1/2}^*$ 取理论值0.69。对于空气 $P_1 = 1.9 \times 10^{-2}$ torr的一组数据, 其实测 $\zeta_{1/2} = 0.63$, 与几何衰减 $\zeta_{1/2}^*$ 相距太近, 用(11)式处理引起较大误差, 故舍去。对于Ar中含氧的情况, 几何衰减距离用实测值 $\zeta_{1/2}^* = 0.64$, 仍用(10)式处理求 σ 。因使用的是实测 $\zeta_{1/2}^*$,

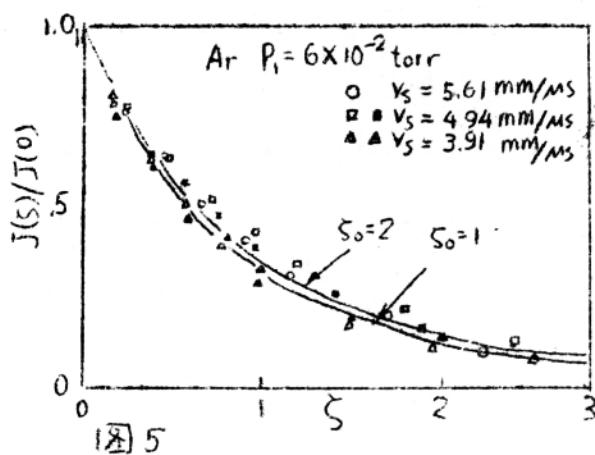
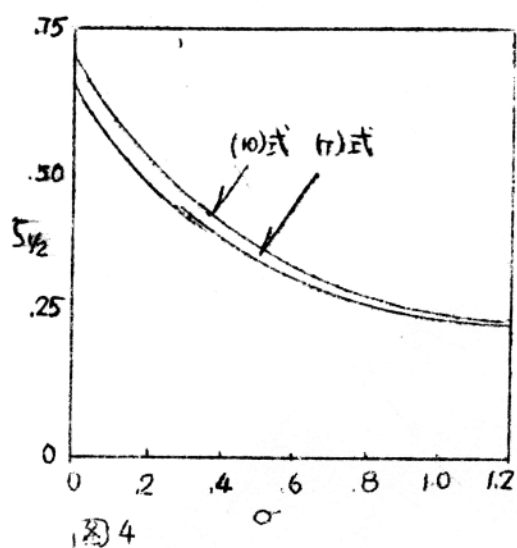
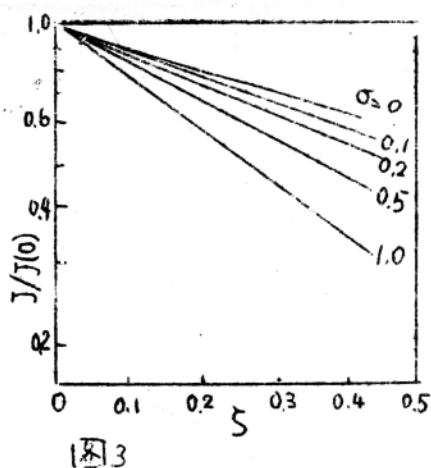
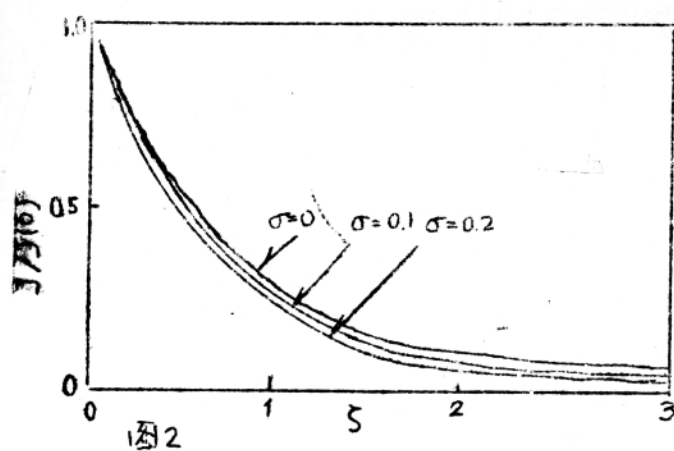
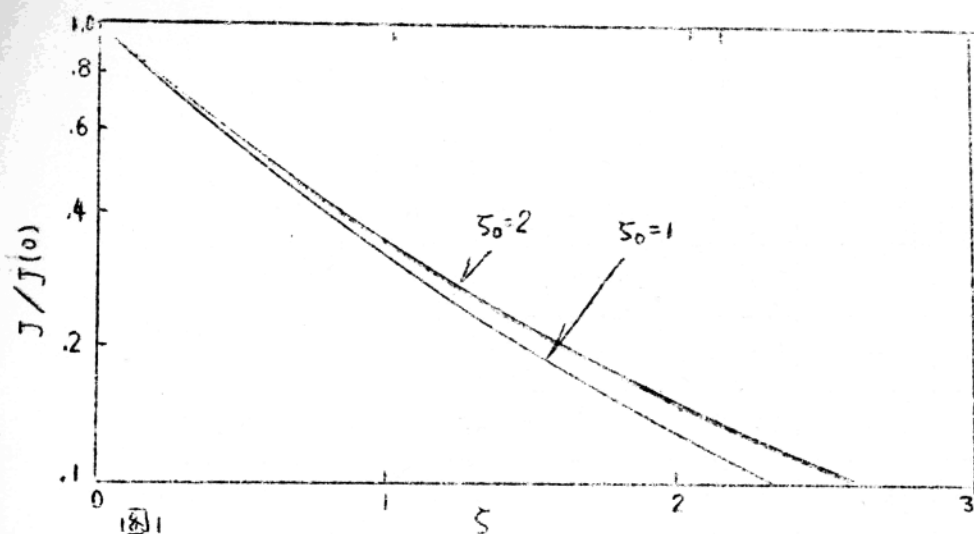
故此组数据保留。

气体	P_1 (torr)	$P_1(O_2)$ (torr)	$z_{1/2}$ (cm)	$\zeta_{1/2}$	σ	Λ_0 (cm)	备 注
Ar	1.3×10^1	—	254 ± 14	0.635	—	—	求出
Ar	6.0×10^2	—	26 ± 1.1	0.65	—	—	$\zeta_{1/2}^* = 0.64 \pm 0.03$
Ar + O ₂	1.3×10^1	4.8×10^{-3}	24 ± 1	0.60	0.03	1300	用 $\zeta_{1/2}^* = 0.64$ 实验值
Air	1.9×10^2	3.8×10^{-3}	25 ± 2	0.63	—	—	用 $\zeta_{1/2}^* =$
Air	8.9×10^2	1.87×10^{-2}	23 ± 1	0.58	0.12	310	0.69
Air	8.4×10^1	1.76×10^{-2}	19 ± 1	0.48	0.28	140	(理论值)

将光子自由程 Λ_0 用吸收截面表示, $\Lambda_0 = (Q_{O_2} n_{O_2})^{-1}$ 。故可以从 $\lg \Lambda_0 \sim \lg(P_1(O_2))$ 图上求 Q_{O_2} , (见图8)。结果求得 $Q_{O_2} = 3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$, 与 Weissler [3] 及 Cook [4] 的测定结果一致。

参 考 文 献

- [1] S. Lederman D. S. Wilson AIAA J 5 (1967) 70
- [2] L. B. Holmes, H. D. Weyman Phys Fluids 12
12 (1969) 1200
- [3] G. L. Weissler JQSRT 2 (1962) 383
- [4] G. Cook P. Metzger J. Chem. Phys 41 (1964) 321



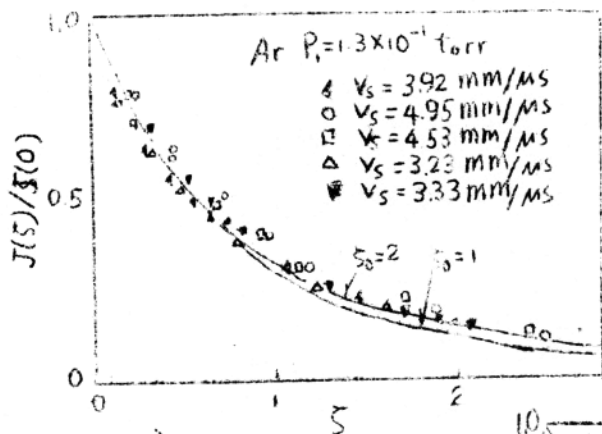


图6

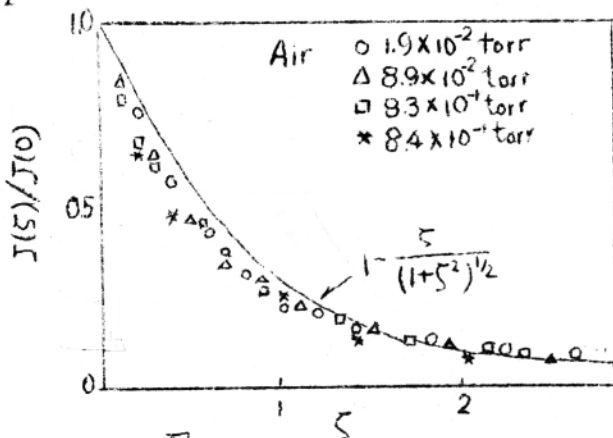


图7

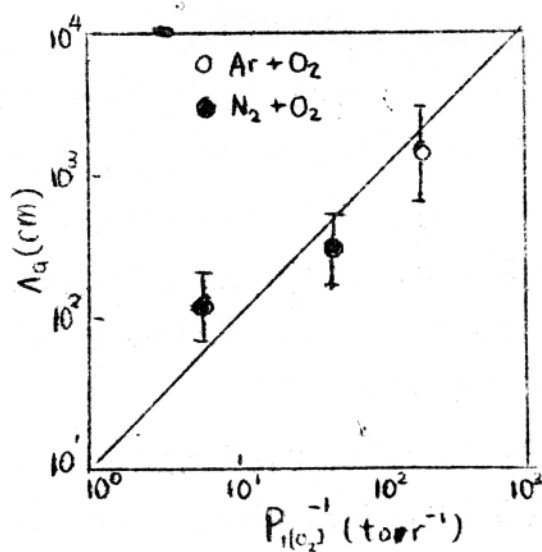


图8

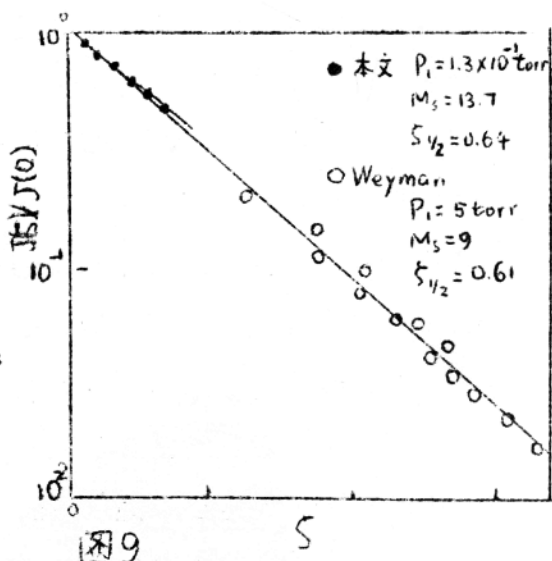


图9