

激波加热空气红外辐射的测量

罗军 李红德 李思文

(中国科学院力学研究所)

摘要 在 $\varphi 800\text{mm}$ 低密度激波管的反射激波后, 对高温平衡空气 1μ 附近分子带系辐射再一次进行了测量. 激波管内初始压力取为 $0.1\text{--}1\text{mmHg}$, 测量的温度范围为 $6000\text{--}7500\text{K}$, 相应的标准密度范围 $\rho/\rho_0 \approx 0.016\text{--}0.1$.

$\lambda = 1.04\mu$, 测量的空气辐射比 $\text{N}_2(1+)$ 频带贡献的辐射值约高 2—5 倍, 过量随 P_1 的增加而升高. 过量辐射用 NO 分子密度归一化后对 $1/T$ 作图, 得到一条直线; 而对 N_2 归一化后的作图, 得到与前者平行、随 P_1 降低而从向上向下平移的一组直线, 这是联系空气辐射与氮分子的一种特有的新规律. 它说明, 除了激波管内初始密度维持不变之外, 激波加热空气的近红外辐射与 N_2 分子之间, 并不存在似它与 NO 及纯氮辐射对 N_2 分子那样的相关关系; 揭露出过去激波管关于空气近红外辐射测量中出现的与 NO 假设和否定氮为主要辐射源的观点相矛盾的实验现象——所测强度数据似可用 $\text{N}_2(1+)$ 来说明, 是因密度范围较窄而造成的一种假象. 因而, 测量为论证空气在近红外的主要辐射源为 NO 而不是 N_2 提供了新的实验依据, 并使以往激波管测量中的矛盾统一起来了.

一、引言

由强激波加热的高温空气, 在波长 $0.8\text{--}1.3\mu$ 之间, 有一个较强的分子辐射频带. 最初, 这个近红外带系被全部归因于氮分子第一正系^[1,2], 后来, 激波管测量发现了空气有超出纯氮辐射好几倍的过量辐射存在^[3,4], 这是用 $\text{N}_2(1+)$ 机制难以解释的. 此后, 由于激波管关于空气近红外辐射测量中某些矛盾现象的存在, 曾引起了对它的主要辐射源看法的分歧. Wurster 等根据他们的某些激波管测量结果, 首先提出了 NO 的 Rydberg 态间的跃迁与过量辐射相关的假设^[3,5]. 然而, Keck, Allen 和 Taylor 等^[6]在总结评论当时空气辐射的测量和计算结果时, 仍倾向于坚持辐射仅来自氮的看法. 他们提出了用 $\text{N}_2(1+)$ 辐射加上其它小量辐射可以解释空气测量数据等实验事实作论据, 并给出了用 $\text{N}_2(1+)$ 拟合已有实验数据的 f 数, 而对 Wurster 的 NO 假设及实验依据深表异议. 但他们对过量辐射未提出确切的见解, 人为地假定纯氮中 $\text{N}_2(1+)$ 辐射可能受到某种抑制. 继后, Wray^[4] 等对入射激波的测量又一次证实了空气辐射比纯氮高, 但结果更明显的呈现出与 N_2 合理相关, 而与 NO 辐射相抵触, 恰与 Keck 等的分析吻合, 不过同样难以解释过量辐射的存在. 可见, 以往的激波管测量结果, 对于论证空气近红外主要辐射源来说, 确有矛盾未得统一. 尽管 Wray 后来通过大气电弧的光谱测量, 也确立了辐射主要来自 NO 的看法^[7], 但他对激波管实验中的矛盾并未作出合理的解释, 就是提出 NO 为主要辐射源的 Wurster 等人, 虽进行过反复的测量^[3,5], 也因未弄清空气辐射与 N_2 的真实关系, 不能十分

本文由编委谈锡生同志推荐于 1982 年 11 月 11 日收到、

有力地揭露过量辐射与氮相关的不合理性。并且,至今所有的空气辐射表,包括发表最晚的 Churchill 等人的吸收系数表^[8],对这个带系全部是用 $N_2(1+)$ 机制计算的。

我们在 $\varphi 800\text{mm}$ 低密度激波管的反射激波后,对高温平衡空气的近红外辐射进行了再一次的测量研究。与过去的测量相比,不仅测量范围向低密度方向扩展,而且在论证空气近红外带系辐射源问题上有新的进展。

二、标定与测量系统

对实验激波管及红外辐射测量系统,参考文献[9]已作描述。标定是提高定量测量精度的关键环节,必须注意做好。标定时光路、波长和带宽应保障与实测相同。标准光源使用钨带灯,由国家计量院标定某一特定波长时亮温与电流强度的关系来确定灯在使用中的真实温度。通过单色仪狭缝限制,测量的带宽不超过 0.05μ 。激波管窗口用蓝宝石窗片,并进行了必要的透射率修正。

三、实验结果

实验中激波管初始压力 P_1 分别取为 0.1, 0.5 和 1mmHg ; 入射激波速度约为 $3.6\text{--}5.8\text{km/s}$, 相应的反射激波后的温度达 $6000\text{--}7500^\circ\text{K}$, 标准密度 $\rho/\rho_0 \approx 0.016\text{--}0.1$ 。

测量主要选择两个波长: 1.04μ 和 1.21μ 。在本文测量条件下,这两个波长上除了 NO 和 N_2 可能的辐射外,其它辐射相对说来可以忽略。测量的典型讯号见图 1。

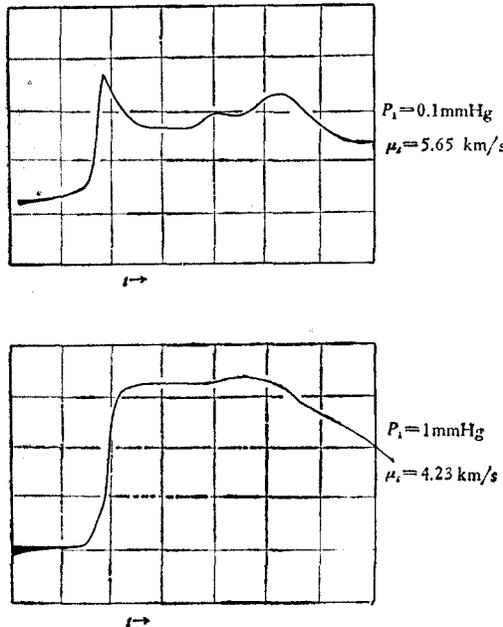


图 1 典型的测量讯号

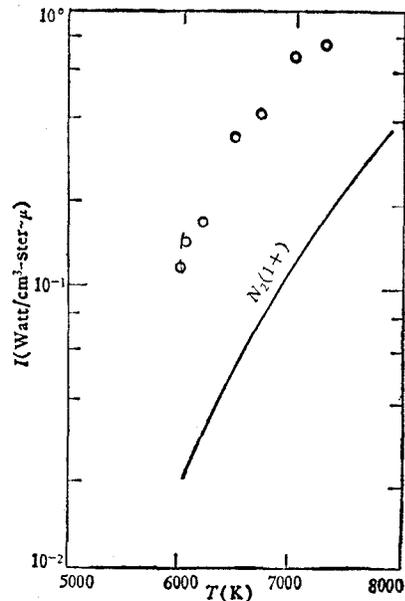


图 2 测量的空气辐射与 $N_2(1+)$ 辐射比较

图 2 是 $P_1 = 1\text{mmHg}$, $\lambda = 1.04\mu$ 时,不同温度下测量的空气辐射与 $N_2(1+)$ 辐射的比较。 $N_2(1+)$ 辐射是用下面公式计算的:

$$\left(\frac{dI}{dVdQd\lambda}\right)_{\Delta\lambda} = \pi r_0 2hc^2 f[x](\varphi)_{\Delta\lambda} \lambda^{-5} \frac{hc}{KT} e^{-hc/KT\lambda_{00}} \quad (1)$$

(1) 式的推导及各量的物理意义请参看文献 [2], $N_2(1+)$ 的跃迁 f 数取 $2.8 \times 10^{-3[10]}$.

由图 2 看出, 测量的空气辐射比按 $N_2(1+)$ 频带计算的辐射约高 5 倍. 当 P_1 降低时, 超过量也有所减小. 在 $P_1 = 0.1-1\text{mmHg}$ 的范围内, 过量辐射约为 $N_2(1+)$ 辐射的 2—5 倍. $\lambda = 1.21\mu$ 时, 超过量更高.

辐射理论指出, 在处于热力学平衡状态的光学薄层气体中, 各粒子对辐射的贡献是简单相加的, 总辐射能与产生跃迁的上能态的粒子数成正比. 对于 x 类粒子的辐射, 可表示为:

$$I = C \left(\frac{n}{n_0}\right)_x e^{-E/KT} \quad (2)$$

式中 n_x 为每立方厘米中 x 类粒子的个数, n_0 为 Loschmidt 常数, E 是跃迁上能态的能量. 因此, 将辐射能对产生辐射的粒子数密度 n_x 作归一化处理取对数, 对温度的倒数作图, 即 $\ln[I/(n/n_0)_x] - \frac{1}{T}$ 图应为一条直线, 其斜率为 $-E/K$. 我们分别假定辐射主要来自 NO 或 N_2 , 将所测辐射能对两种分子各自归一化并作图 (见图 3, 4, 作图时用的是减去 $N_2(1+)$ 贡献后的过量辐射). 很清楚, 对 NO 的作图确实得到一条好的直线, 由直线的斜率求得两个波长上的激发能: $\lambda = 1.04\mu, E = 7.3\text{eV}$; $\lambda = 1.21\mu, E = 6.7\text{eV}$. 与 NO 的能级对照可知, 各有一个 NO 的电子态能级和由它产生的 0—0 振动跃迁的波长与我们的测量相吻合 (见表 1). 可见, NO 是能够产生这些辐射的. 过量辐射与 NO 相关的假设与实验结果相符, 说明它可以成立.

表 1 测量波长及激发能与 NO 能级理论结果比较

跃 迁	$\lambda_{00}(\mu)$	$\lambda_{\text{测量}}(\mu)$	$E_{\text{理论}}(\text{eV})$	$E_{\text{测量}}(\text{eV})$
$F^2 \Delta - c^2 \pi$	1.033	1.04	7.7	7.3
$c^2 \pi - A^2 \Sigma^+$	1.223	1.21	6.5	6.7

现在再看对 N_2 分子归一化的结果. 这时, 实验点明显地分散了, 说明过量辐射与 N_2 的相关与 (2) 式不符. 经进一步分析看出, 这些实验点的分布并不是完全杂乱的, 也大体遵从如下的规律: 随着激波管初始压力的降低, 实验点大致可以用从上到下平移的三条直线 (对应着三个初始压力) 来拟合, 直线的斜率与对 NO 归一化作图时相同. 这是空气近红外辐射与氮相关时所呈现的一种特有的规律. 下面, 我们对此作进一步的分析.

我们看到, 图 3, 4 中, 对两种分子分别归一化的作图, 坐标基本相同, 唯一有变化的是作为纵坐标的归一化辐射能中, 分别含有 NO 和 N_2 两种不同的分子密度. 可想而知, 图中的规律必定是与两种分子密度随温度和压力的变化趋势相关的.

图 5 是以 P_1 作为参数的. 激波管⑥区中 N_2 与 NO 两种分子密度比随温度的变化曲线表明, 相同 P_1 下, 密度比随温度的变化很缓慢, 几乎可以认为二者是线性相关的; 只有当 P_1 改变时, 密度比才发生跳跃式的大变化. 由线性代数可知, 图 3, 4 中所展示的实验规律, 正是由于两种分子密度随温度与压力的变化有着如图 5 所示的独特关系的必然结

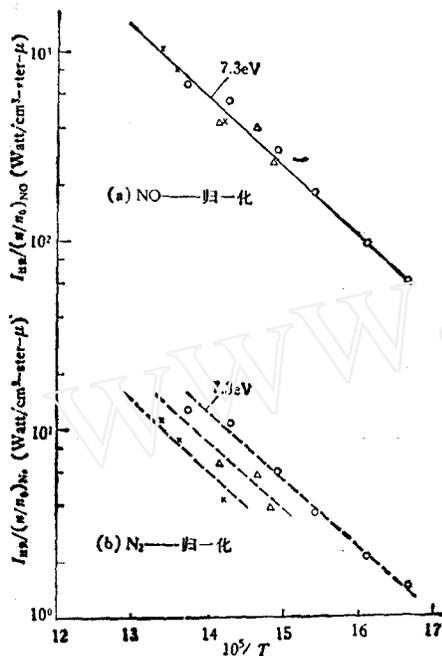


图 3 $\lambda = 1.04\mu$, 归一化辐射与温度的关系

$P_1(\text{mmHg})$	符号
1	○
0.5	△
0.1	×

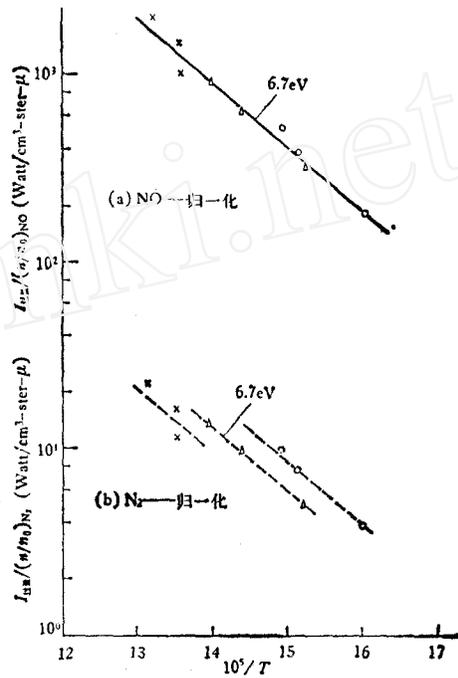


图 4 $\lambda = 1.21\mu$, 归一化辐射与温度的关系

$P_1(\text{mmHg})$	符号
1	○
0.5	△
0.1	×

果。

分析和比较 Wurster^[5] 和 Wray^[4] 的测量结果, 不难看出, Wurster 的结果其实呈现了相似的规律(见图 6 虚线), 然而作者却在这些分散了的实验点之间, 仍然画了一条直线(图 6 实线), 并提出激发能过低的问题作为否定氮辐射的理由。实际上, 抛开了真实的规律而将实验点勉强连成直线, 所得的激发能并不是唯一的。特别是, 它将随测量密度范围的变化而变化, 因而, 也是没有意义的, 不能作为否定氮辐射的可靠依据。Wray 所测得的辐射能对两种分子的依赖关系与我们的结果大致相反: 对 N_2 的归一化

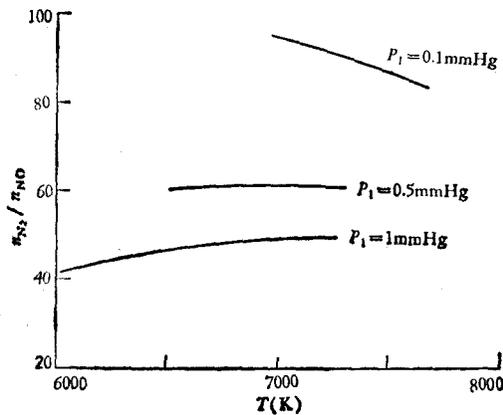


图 5 实验气体中 n_{N_2}/n_{NO} 随温度压力的变化

作图得一条直线, 而对 NO 却有随压力分散的趋势。如果承认 NO 是主要辐射源^[7], Wray 测量的绝对辐射量的大小肯定是有问题的, 然而, 假如由这样的结果反推被测气体中 NO 和 N_2 两种分子密度的关系, 则将与图 5 所示情况相同。可见, 分析比较 Wurster 和 Wray 的测量, 从不同的侧面证明了图

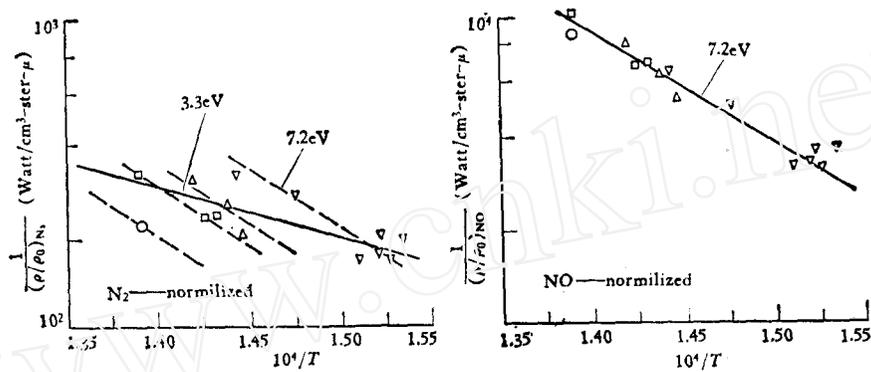


图 6 Wurster 测量结果, $\lambda = 1.03\mu^{[5]}$

$P_1(\text{torr})$: 1, 3, 5, 10

符号: \circ 、 \square 、 \triangle 、 ∇

3、4 实验规律的正确性。不仅如此,同时还直接将这一规律推广到他们所测的更高密度 ($\rho/\rho_0 \approx 1$) 和更低温度 ($T \approx 4500\text{K}$) 范围。

四、讨 论

尽管以往的激波管测量揭示了氮氧共存的空气中近红外辐射比纯氮强这一类基本问题,并因此对氮分子作为空气在近红外的主要辐射源产生了否定的看法,提出了 NO 辐射的假设。然而,正如引言中提到的,却始终未能直接解释 Keck 等在参考文献 [6] 中提出的一个与 NO 假设和否定氮为主要辐射源的观点相矛盾的实验事实,那就是,只要对空气取比纯氮大的“有效” f 数,就能用 $N_2(1+)$ 机制拟合当时的测量数据。现在,我们所测到的实验规律终于把这一矛盾的实质揭穿了,原来这只是在激波管内初始密度维持不变时出现的一种特殊情况,并非普遍规律。图 3、4 表明,只要测量在同一初始密度下进行,那么数据与氮相关时不同温度的实验点将落在一条直线上。这样,看起来辐射与两种分子的相关都与 (2) 式相符。这就表明,这些数据也可用 $N_2(1+)$ 频带来拟合。Keck 等所依据的那些激波管实验大都限制在几个毫米汞的较小密度范围内,实验中所取密度间隔小,加上测量本身的散布,不易识别真实的规律。可是,随着密度范围的扩展,直线位移将愈来愈大,这时不难看出,空气辐射与氮的良好相关已不复存在,Keck 等所列举的情况也就不成立了。这就是说,图 3、4 的规律用 $N_2(1+)$ 频带说明空气辐射,在小密度范围内是成立的,但也仅在这一特定条件下才成立。对于密度范围扩展后的普遍情况,却完全不适应。因而,结论只能是: $N_2(1+)$ 不是空气在近红外的主要辐射机制, N_2 也不是主要辐射源。这样,从这一实验规律出发,排除了空气近红外辐射与 N_2 分子合理相关的假象,理所当然地否定了氮作为它的主要辐射源的可能性。

既然 $N_2(1+)$ 不是主要辐射机制,自然不能用它来正确地计算空气在近红外的辐射量。但根据图 3、4 的规律,抛开机理不谈而单从数量关系来说,如果采用按初始密度修正 f 数的办法(有时波长也有影响), $N_2(1+)$ 倒也有可能近似地实现对这些激波管测量

数据的似合. 不过, 以往 $N_2(1+)$ 机制用于空气计算时, 都取固定的 f 数, 倘若用这些结果与实验直接比较, 必有偏离产生, 并可从图中推论出偏离的变化趋势, 即: 随测量初始密度的降低, 计算值由低转高; 反之, 测量值由高变低. 为了证实这一推论, 将我们不同 P_1 下的测量结果与 Churchill 在相应条件下的计算值进行了比较(见图 7). 图中所显示的变化果然与推论一样. 这个比较一方面又一次验证了规律本身的真实性; 另一方面又直观地表明了对现有空气辐射表中近红外带系计算结果修正的必要性. 本文所测高温空气标准密度变化不过几倍 ($\rho/\rho_0 \approx 0.016-0.1$), 但如图所示, P_1 改变一次, 计算与测量的吻合程度就看得出随之发生一定程度的变化. 辐射表的密度范围比这大得多, 如参考文献 [8] 中, ρ/ρ_0 取为 $10-10^{-6}$, 光谱常数一般在偏高密度端确定, 推广到那么低的密度下, 误差就难以估量了.

图 7 比较结果还有两点值得指出:

1. $P_1 = 1\text{mmHg}$, λ 为 1.04μ 时, 测量与计算结果吻合得相当好, 这不是偶然的. 这一测量条件与过去确定计算 f 数时的测量条件接近, 又是 $N_2(1+)$ 频带 $0-0$ 振动跃迁的波长. 二者吻合说明了这些不同期测量的一致性;

2. $\lambda = 1.21\mu$ 时, 所有测量压力下的实验点都落在计算值之上, 这与以往测量也颇为一致. Wurster 等的实验也发现, 空气在 1.22μ 附近有一个纯氮中缺少的高峰. 作为比较, 图 7 中同时示出了 Wurster 的测量值.

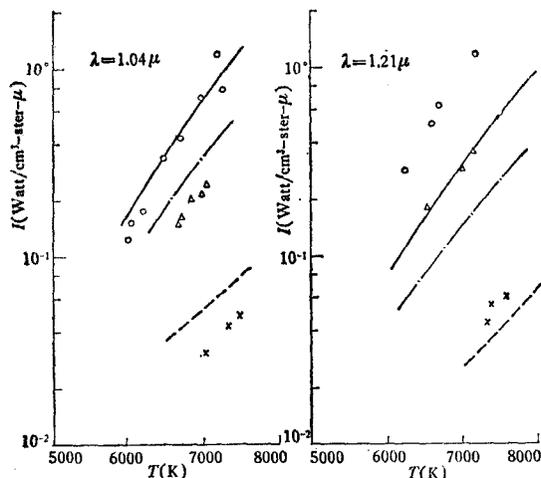


图 7 本文测量结果与参考 [8] 计算比较

$P_1(\text{mmHg})$:	1	0.5	0.1,	1
计算值:	—	---	----	●
测量值:	○,	△,	×	

以上两点可以作为本文测量可靠性的又一方面验证.

综上所述, 本文从实验上揭示了激波加热高温空气辐射所大致遵从的一个特殊规律: 在初始密度不变的特定条件下, 激波管内高温气体中, NO 和 N_2 两种分子密度在不同温度下有近乎线性相关的关系, 使得所测空气近红外辐射相对于 N_2 的归一化和用 NO 归一化时一样, 对温度的倒数呈现线性的依赖关系. 可是, 除此以外, 空气辐射不与氮分子合理相关. 这一规律的发现, 揭露出过去激波管测量数据似能用 $N_2(1+)$ 机制来说明, 是因实验条件限制而产生的一种假象. 并使我们进一步认识到, 空气近红外辐射

全部归因于氮的不合理性, 不仅在于难以解释空气中出现的过量辐射, 而且也在于不能正确反映空气辐射随密度的变化. 因而, 这一测量为论证空气在近红外的主要辐射源为 NO 而不是 N_2 提供了新的实验依据, 并使以往激波管实验中的矛盾统一起来了.

崔季平、竺乃宜同志对本文提出了宝贵的意见; 李连祥、李淑琴、刘玉珍等同志一起完成实验工作, 作者向他们表示衷心感谢.

参 考 文 献

- [1] Wentink, T. Planet, W. Hammerling, P. and Kivel, B., *J. Appl. Phys.*, 29 (1958), 742.
 [2] Keck, J. C. Camm, J. Kivel, B. and Wentink H. M., *Ann. Phys.*, 7 (1959), 1.
 [3] Wurster, W. H., Treanor, C. E. and Thompson, H. M., *J. Chem. Phys.*, 37 (1962), 2560.
 [4] Wray, K. L. and Connolly, T. J., *JQSRT*, 5 (1965), 111.
 [5] Wurster, W. H. and Marrone, P. V., AD-638781.
 [6] Keck, J. C., Allen, R. A. and Taylor, R. L., *JQSRT*, 3 (1963), 355.
 [7] Wray, K. L., *JQSRT*, 9 (1969), 255.
 [8] Churchill, D. R., Armstrong (B. H., Johnston, E. R. and Müller, K. G., *JQSRT*, 6 (1966), 371.
 [9] 罗军、李红德、李思文, 高温空气红外辐射特性探测, 全国第二届激波管会议资料.
 [10] Wurster, W. H., *J. Chem. Phys.*, 36 (1962), 2111.

RECENT MEASUREMENT OF THE NEAR IR RADIATION FROM SHOCK-HEATED AIR

Luo Jun Li Hongde Li Siwen

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

Abstract

Equilibrium radiation of the infrared molecular band near 1μ from shock-heated air is measured. The measurements are performed behind the reflected shock wave. The initial pressure in the shock tube is varied from 0.1 to 1 mmHg and the temperature range covered is from 6000 to 7500K.

The measured radiation of air at elevated temperatures exceeds that from $N_2(1+)$ by a factors 2—5 at $\lambda = 1.04\mu$, and the excess rises with the increase of P_1 . The excess radiation data are normalized with respect to both NO and N_2 . After potting all these normalized data against $\frac{1}{T}$, it is found that a single straight line is obtained for NO-normalized, although a series of straight lines parallel to the former are given for N_2 , which are translated lower with the decreasing of P_1 . These results show that the radiation from shock-heated air in the near IR portion of spectrum are closely correlated with NO rather than N_2 and air excess radiation in this wavelength region does not originate from N_2 but NO. On the other hand, under some test conditions (for example, P_1 is kept constant) the measured intensity data exhibit a seeming dependence on the N_2 concentration since N_2 concentration almost linearly correlates with NO in these cases. That led to an incorrect view in some past literatures, which attributed all of the near infrared radiation emanating from hot air to the $N_2(1+)$ system. The result of the present experiment clarify the relation of radiation in the near IR spectrum of air with NO and N_2 concentration and provide new experimental evidence for the NO hypothesis.