

ISSN 0389-4010
UDC 533.6.071:
541.124

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-874

高温風洞における非平衡現象と窒素酸化物の生成

松崎利一・平林則明

1985年9月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

高温風洞における非平衡現象と窒素酸化物の生成*

松崎 利一** 平林 則明**

Nonequilibrium Effects and Production of NO_x in High Temperature Wind Tunnels

Ri'ichi MATSUZAKI and Noriaki HIRABAYASHI

ABSTRACT

Detailed investigations of nonequilibrium properties in nozzle-flows of an arc-heated wind tunnel and a hypersonic wind tunnel at NAL are performed. In particular, the production of NO_x (NO, NO₂, and N₂O) is estimated in the nozzle-flows. It is shown that the main constituent of NO_x at the exit of the nozzles is NO. However, in the exhaust gases of the arc-heated wind tunnel, the concentration of NO_x is as much as 10,000 ppm at usual conditions of operation; the concentrations of NO and NO₂ are shown to be in the same order. In order to explain the production of NO₂ in the exhaust gases of the arc-heated wind tunnel, oxidation of NO is estimated by taking account of the pressure recovery in a chamber, and the isothermal compression in a rotary pump of the vacuum system. The latter model, termed "compression model", is shown to be able to predict the production of a high concentration of NO₂. In the hypersonic wind tunnel, it is shown that the concentration of NO_x in the exhaust gas is of the order of 100 ppm under usual operating conditions, and the main constituent is inferred to be NO.

1. ま え が き

極超音速領域での空気力学あるいは熱空気力学の試験研究では、風洞ノズルによる気流の急速な膨張を行うために、集合筒状態は必然的に高温高圧状態を保持する必要がある。本報告では高速気流を発生させるために、燃焼による加熱、衝撃圧縮、電氣的加熱など、何等かの手段により集合筒状態を高温に予熱する形式の風洞を高温風洞と呼ぶことにするが、このような高温の集合筒状態にある空気中では、酸素と窒素が部分的に解離しており、その熱平衡状態

ではいわゆるサーマルNOが発生している¹⁾。

高温に予熱された空気はノズルでの膨張、拡散筒や冷却器での圧力回復、排気装置での大気圧への回復等の過程を経て大気中に放出される。その際にその成分が一定比率の酸素と窒素からなる元の空気に回復するかどうかは、前以て明らかなことではない。即ち前記のサーマルNOが、上記の各過程を経て大気中に放出される可能性があり、これがさらに酸化されてNO₂等の窒素酸化物として放出される可能性もある。このような現象の可能性を検討するには、実在気体効果を考慮して、集合筒での熱平衡状態の検討から始めて、ノズルでの化学非平衡な膨張流の特性、圧力回復過程における化学非平衡効果などについて理論的考察を行う必要がある。

* 昭和60年7月29日受付

** 空気力学第一部

本報告では当所に設置されている高温風洞のうちで代表的な装置であるアーク加熱風洞²⁾について、化学非平衡効果とこれにともなう窒素酸化物の生成の可能性について検討を行った結果について主として述べる。極超音速風洞³⁾も、前記の意味で高温風洞と考えられ、類似の考察を並行して進めたので、その結果についても報告する。これらの風洞は後述のように加熱方式や作動条件が異なり、また使用目的も異なるが、高温に予熱された空気を使用する点で共通しており、従ってその理論的考察は同一の方法で並行して進めることができる。

この種の高温風洞について窒素酸化物の生成を考慮した理論的検討はこれまで行われた例がなく、正確な予測は困難であるが、アーク加熱風洞については、非平衡ノズル流の解析により、ノズル出口の気流中にかなりのNOが残存することは前報¹⁴⁾で指摘した通りである。本報告では非平衡ノズル流の特性の解析に加えて、風洞気流が大気圧に回復する過程について簡単なモデル化にもとづく理論的検討を行う。その結果、特にアーク加熱風洞の場合、ノズル出口の気流中に多量に残存するNOがNO₂に転化する様相を明らかにする。極超音速風洞では、予熱があまり高温でない限り、排気ガス中の窒素酸化物の比率はあまり大きくないことを示す。なおアーク加熱風洞では、排気ガスについての実測結果と、前記のモデルによる予測との比較検討を行う。

記号

- a : 音速
- A : ノズル断面積
- C : 圧縮率, 式(26)
- C_p : 定圧比熱
- C_v : 定積比熱
- d : ノズル直径, 換算定数
(503.473K·mol/kcal)
- f : 分配関数
- h : エンタルピ, Planck の定数
- ΔH_f : 生成熱
- k : Boltzmann の定数
- k_f : 順方向反応速度
- k_r : 逆方向反応速度

- K_n : 密度平衡定数
 - K_p : 圧力平衡定数
 - m : 粒子質量
 - \dot{m} : 空気流量
 - M : マッハ数
 - n : 粒子数密度
 - \dot{n} : 粒子生成率 (各成分につき)
 - N : 粒子数
 - p : 圧力
 - Q : 粒子生成率 (各反応につき)
 - R : 普遍気体定数
 - t : 時間
 - T : 温度
 - v : 流速
 - V : 体積
 - x : ノズル軸に沿う座標
 - z : $= \sum \gamma_s$
 - ρ : 密度
 - γ : 単位質量当りの粒子数 ($= n/\rho$)
 - γ_f : $= \sum \gamma_s C_{ps} / \sum \gamma_s C_{vs}$
- 添字
- 0 : プレナム室または集合筒
 - c : ノズル入口
 - * : ノズルスロート
 - e : ノズル出口
 - eq : 化学平衡
 - s : 化学種または成分

2. 高温風洞の運転条件と集合筒状態

2.1 運転条件

当所に設置されている高温風洞は蓄熱式粒状加熱器を用いる極超音速風洞³⁾、重油の燃焼により加熱する高マッハ数風洞⁴⁾、衝撃圧縮加熱により最高 2,000K 程度の高温高圧状態を得るガンタンネル⁵⁾、宇宙開発事業団のアーク加熱風洞²⁾等がある。アーク加熱風洞は空気の加熱に電気アークを用い、これらの風洞中で最も高温となる。

これらの高温風洞はいずれも高い稼動状態にあるが、以下では気流持続時間が比較的長く、作動気体の温度が高いアーク加熱風洞を主たる検討の対象とし、あわせて極超音速風洞についての検討も行う。

表1 高温風洞の運転条件

	アーク加熱風洞 ²⁾	極超音速風洞 ³⁾
加熱方式	直流アーク式	蓄熱式
加熱器	縮流型アーク加熱器	粒状アルミナ加熱器
加熱温度	最高約 7,000K	最高約 1,200℃
集合筒圧力	最高約 1MPa(10ata)	最高 10MPa(100ata)
空気流量	最大 7g/s	最大 23kg/s
作動時間	30分以上	150秒以下

この両装置の運転条件を表1に示す。アーク加熱風洞はよどみ点エンタルピのシミュレーションを主目的とするため、高温、低圧、小流量であるが事実上連続運転が可能である。極超音速風洞の集合筒状態は比較的低温であり、高圧、大流量であるが作動時間は比較的短い。

2.2 集合筒状態

集合筒あるいはプレナム室内の空気は熱平衡状態にあるとし、その組成は次の7成分

O₂, N₂, O, N, NO, N₂O, NO₂ であると仮定する。これにより文献¹⁾で示した一般の三原子気体 AB₂ (A₂, B₂, A, B, AB, AB₂ および A₂B からなる) の平衡状態量および平衡流 (次章 3.2) の計算法がそのまま流用できる。窒素酸化物としては酸化窒素 NO, 亜酸化窒素 N₂O および二酸化窒素 NO₂ の3種類が考慮される。このモデルでは電離成分 (O⁺, N⁺, NO⁺, ... e⁻) が無視されるが、温度 7,000K 以下であり低圧でなければ近似的に許される¹⁾。

温度 T, 圧力 p の集合筒の中のこれら7成分からなる高温空気に対する解離平衡式は

$$\frac{1}{V} \frac{N_0^2}{N_{O_2}} = K_{n0} \tag{1}$$

$$\frac{1}{V} \frac{N_N^2}{N_{N_2}} = K_{nN} \tag{2}$$

$$\frac{N_{O_2} N_{N_2}}{N_{NO}^2} = K_{nNO} \tag{3}$$

$$\frac{1}{V} \frac{N_{O_2} N_{N_2}^2}{N_{N_2O}^2} = K_{nN_2O} \tag{4}$$

$$\frac{1}{V} \frac{N_{O_2}^2 N_{N_2}}{N_{NO_2}^2} = K_{nNO_2} \tag{5}$$

また状態方程式と核種保存式は

$$pV = kT \sum_s N_s \tag{6}$$

$$2N_{O_2} + N_0 + N_{NO} + N_{N_2O} + 2N_{NO_2} = \chi (2N_{N_2} + N_N + N_{NO} + 2N_{N_2O} + N_{NO_2}) \tag{7}$$

但し式(1)~(5)の右辺の K_n は平衡定数で

$$K_{n0} = \left(\frac{\pi m_0 k T}{k^2} \right)^{3/2} \frac{(f_0^e)^2}{f_{O_2}^{in}} \exp(-T_{D_{O_2}}/T)$$

$$K_{nN} = \left(\frac{\pi m_N k T}{k^2} \right)^{3/2} \frac{(f_N^e)^2}{f_{N_2}^{in}} \exp(-T_{D_{N_2}}/T)$$

$$K_{nNO} = \left(\frac{4m_0 m_N}{m_{NO}^2} \right)^{3/2} \frac{f_{O_2}^{in} f_{N_2}^{in}}{(f_{NO}^{in})^2} \exp(+T_{D_{NO}}/T)$$

$$K_{nN_2O} = \left(\frac{8m_0 m_N^2}{m_{N_2O}^2} \right)^{3/2} \left(\frac{2\pi k T}{k^2} \right)^{3/2} \exp(+T_{D_{N_2O}}/T)$$

$$K_{nNO_2} = \left(\frac{8m_0^2 m_N}{m_{NO_2}^2} \right)^{3/2} \left(\frac{2\pi k T}{k^2} \right)^{3/2} \exp(+T_{D_{NO_2}}/T)$$

と定義される。但し V は集合筒の体積, N_s (s = O₂, N₂, O, N, NO, N₂O, NO₂) は全粒子数, m_s は各粒子の質量, h = 6.62619 × 10⁻³⁴ J · s は Planck の定数, k = 1.38062 × 10⁻²³ J/K は Boltzmann の定数, f_s^e は原子 s の電子状態の分配関数, f_sⁱⁿ は分子 s の内部自由度に対する分配関数, χ = (N_{O₂})₁ / (N_{N₂})₁ は常温、常圧の状態での酸素と窒素の粒子数の比率で, χ = 0.21/0.79 = 0.2658 とする。また T_{D₀₂} 等は d = 503.473K · mol/kcal として、成分 s の生成熱を ΔH_f^s (kcal/mol) とすると

$$T_{D_{O_2}} = (2\Delta H_f^{O_2} - \Delta H_f^{O_2})d$$

$$T_{D_{N_2}} = (2\Delta H_f^{N_2} - \Delta H_f^{N_2})d$$

$$T_{D_{NO}} = (2\Delta H_f^{NO} - \Delta H_f^{O_2} - \Delta H_f^{N_2})d$$

$$T_{D_{N_2O}} = (2\Delta H_f^{N_2O} - \Delta H_f^{O_2} - 2\Delta H_f^{N_2})d$$

$$T_{D_{NO_2}} = (2\Delta H_f^{NO_2} - 2\Delta H_f^{O_2} - \Delta H_f^{N_2})d$$

但し生成熱の 0 点は常温常圧 (298K, 1ata) の状態を基準とし, ΔH_f^{O₂} = ΔH_f^{N₂} = 0.0 kcal/mol, ΔH_f^O = 58.989 kcal/mol, ΔH_f^N = 112.5 kcal/mol, ΔH_f^{NO} = 21.46 kcal/mol, ΔH_f^{N₂O} = 20.43 kcal/mol, ΔH_f^{NO₂} = 8.59 kcal/mol を用いる。

集合筒温度と圧力をあたえて式(1)~(7)を用いて7成分の数密度 n_s = N_s/V とその成分比率 χ_s,

$$\chi_s = n_s / \sum_s n_s \tag{8}$$

が計算される。 χ_s はモル濃度に相当する。なお f_s^e の計算に必要な分光学的データおよび ΔH_f° のデータは原子についてはMoore⁶⁾、二原子分子についてはHerzberg⁷⁾、三原子分子についてはJANAF⁸⁾によった。

図1(a), (b)はアーク加熱風洞の作動条件に相当するプレナム室温度 $T_0 = 2,000 \sim 7,000\text{K}$ での成分比率 χ_s の温度による変化を示す。図1(a)はプレナム室圧力 $p_0 = 500\text{kPa}$ (5 ata), 図1(b)は $p_0 = 1\text{MPa}$ (10 ata)の各場合を示す。図からプレナム室では NO_2 , N_2O はごくわずかであるが, NO は O_2 の解離に引続く N_2 の解離と共に生成され, 高温では O も N も高い比率で存在することがわかる。 NO の比率は $3,000 \sim 4,000\text{K}$ でゆるいピークに達している。 NO_2 は T_0 が低い方が多量に生成する傾向がある。高圧の場合の方が NO_x の比率が相対的に高いほかは

圧力による差異は少ない。

図2(a), (b)はより低温の場合で, 極超音速風洞の作動条件に相当して集合筒温度 $900 \sim 1,500^\circ\text{C}$ の場合を, 100°C 毎に計算した結果を示す。図2(a)は $p_0 = 3\text{MPa}$ (30 ata), 図2(b)は 10MPa (100 ata)の各場合を示す。 NO の比率は0.1%前後で, 温度の上昇と共に高率となる。 NO_2 と N_2O はいずれも微量であるが高圧の場合の方がやや比率が高い。但し集合筒で 10MPa にもなることは, 粒状加熱器内でアルミナペブルが浮上するおそれがあるために現用の極超音速風洞では困難である。集合筒内には高温では O もわずかに存在するが, N の比率は 10^{-10} 以下である。

このような集合筒状態にある高温空気がノズルを経て膨張する際の NO_x を含む化学非平衡な気流の解析を次節で行う。

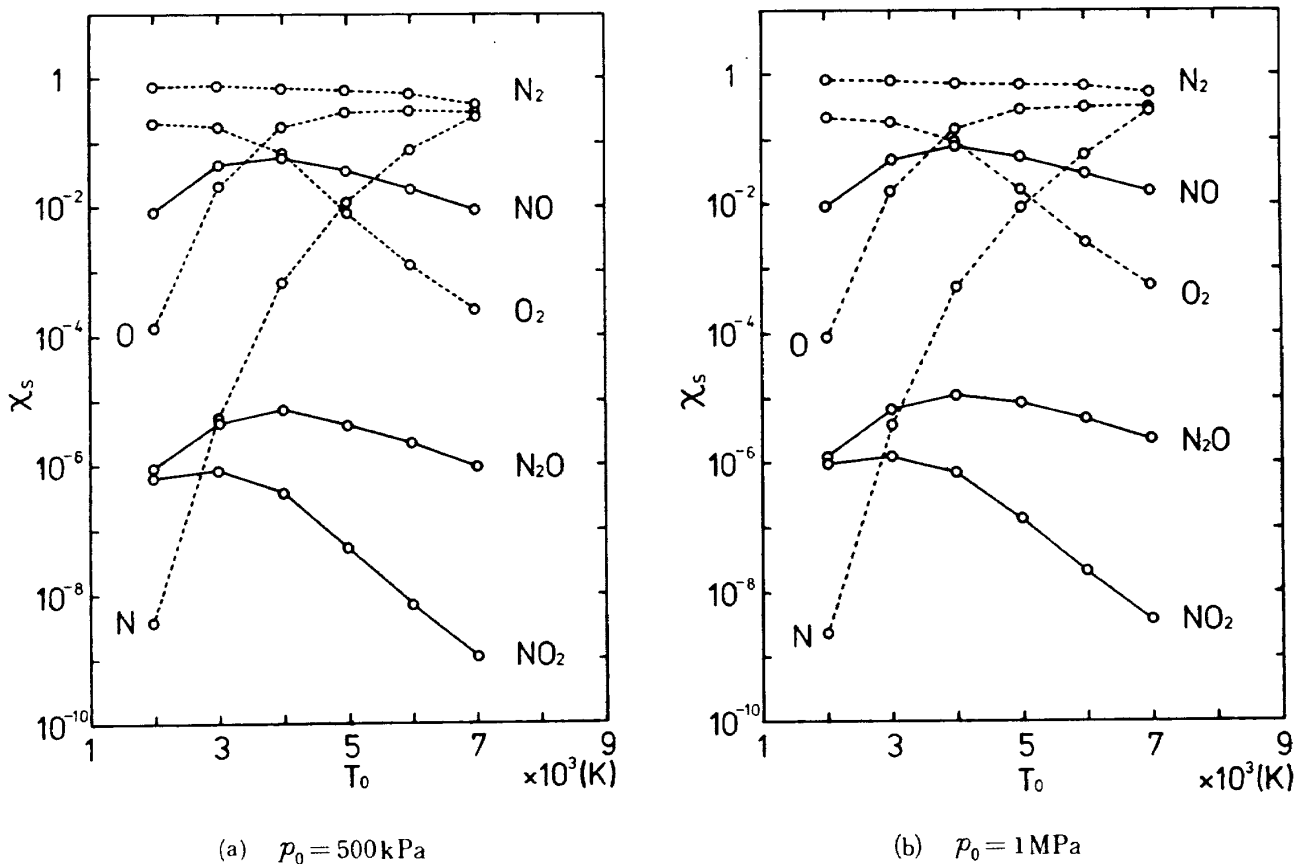


図1 アーク加熱風洞プレナム室の χ_s の T_0 による変化。

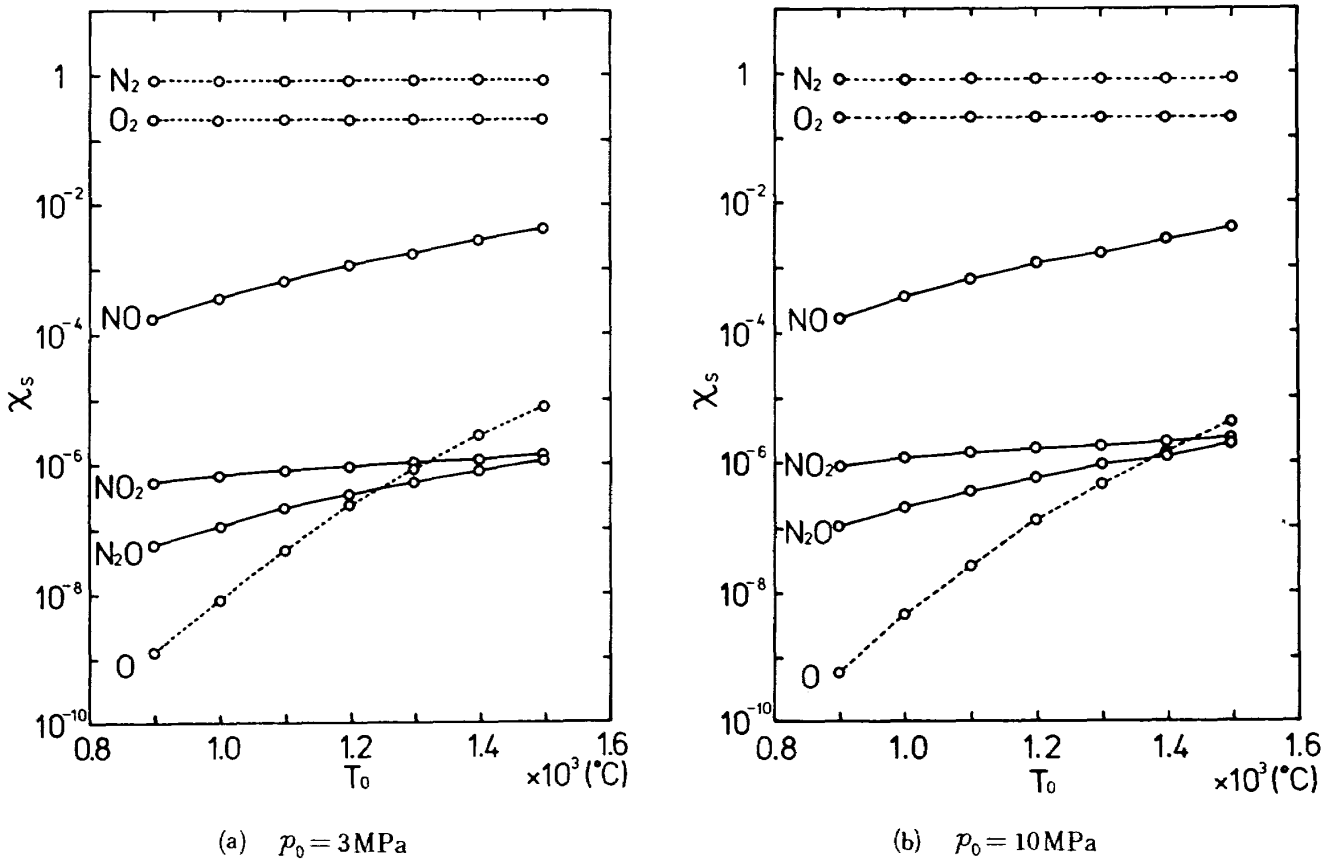


図2 極超音速風洞集合筒内の χ_s の T_0 による変化。

3. 窒素酸化物を含むノズル流

高温風洞における非平衡現象について検討するために、集合筒から測定室までノズルにより気流が膨張する際の化学反応と、化学非平衡または平衡な気流の方程式とその解により得られる χ_s の分布、その他流れの諸量の変化について述べる。

3.1 気流中の化学反応

集合筒状態の空気中の窒素酸化物ではまだ NO_2 は少なく、 NO が大部分であることが明らかとなったので、 NO が O あるいは O_2 で酸化されて NO_2 となる過程を主として、参考資料⁹⁻¹²⁾を参照し、前記の7成分に対して表2に示すような順逆計36通りの化学反応を考慮する。

これらの反応のうち、1~7は O_2 と N_2 の解離再結合反応で、8以下が NO_x の生成に関係する反応である。 NO は十分な O 、 N があれば8、9の逆反応で主として生成される。他方5~7の再結合反応でまず N がなくなる。従って NO の生成は止む。 NO_2

は、もし十分な O があれば12、13の順反応で生成される。これらの反応の速度係数は温度が低下するほど速いが、温度一定で圧力が低下すると逆方向に進む。十分な O がない場合でも、大気圧に回復する過程で、反応14により NO が酸化されて NO_2 となるであろう。但し14の順反応速度係数は12、13と比較してかなり小さい。なおこれらの各過程に対する反応速度係数は前記資料⁹⁻¹²⁾を参考にして表2に示すものを用いた。

なお各反応の順反応の速度係数 k_f は表2に示す逆反応速度係数 k_r から、反応1~11に対して

$$k_{fi} = k_{ri} K_{pi} / (RT) \text{ cm}^3/\text{mol} \cdot \text{s}, \quad i = 1 \sim 9$$

$$k_{fi} = k_{ri} K_{pi} \text{ cm}^3/\text{mol} \cdot \text{s}, \quad i = 10, 11$$

により計算する。また反応13~18の k_r は

$$k_{ri} = k_{fi} / (K_{pi} RT) \text{ cm}^3/\text{mol} \cdot \text{s}, \quad i = 12 \sim 14$$

$$k_{ri} = k_{fi} / K_{pi} \text{ cm}^3/\text{mol} \cdot \text{s}, \quad i = 15 \sim 18$$

により計算する。但し $R = 82.056 \text{ atm} \cdot \text{cm}^3/\text{mol} \cdot \text{K}$ は普遍気体定数、 K_{pi} は圧力平衡定数で

$$K_{p1} = K_{p2} = K_{p3} = K_{p4} = K_{p0} = K_{n0} (kT)$$

$$K_{p5} = K_{p6} = K_{p7} = K_{pN} = K_{nN} (kT)$$

表2 反応速度係数

	反 応	cm ⁶ /mol ² ·s, cm ³ /mol·s	文献
1	O ₂ + O ₂ ⇌ 2O + O ₂	k _{r1} = 2.7 × 10 ¹⁶ /T ^{1/2}	9
2	O ₂ + N ₂ ⇌ 2O + N ₂	k _{r2} = 6.0 × 10 ¹⁵ /T ^{1/2}	9
3	O ₂ + O ⇌ 2O + O	k _{r3} = 7.5 × 10 ¹⁶ /T ^{1/2}	9
4	O ₂ + M ⇌ 2O + M	k _{r4} = 3.0 × 10 ¹⁵ /T ^{1/2} , M = N, NO	9
5	N ₂ + N ₂ ⇌ 2N + N ₂	k _{r5} = 2.72 × 10 ¹⁶ /T ^{1/2}	9
6	N ₂ + N ⇌ 2N + N	k _{r6} = 2.27 × 10 ²¹ /T ^{3/2}	9
7	N ₂ + M ⇌ 2N + M	k _{r7} = 1.1 × 10 ¹⁶ /T ^{1/2} , M = O ₂ , O, NO	9
8	NO + M ₁ ⇌ N + O + M ₁	k _{r8} = 1.0 × 10 ²⁰ /T ^{3/2} , M ₁ = O ₂ , N ₂	9
9	NO + M ₂ ⇌ N + O + M ₂	k _{r9} = 2.0 × 10 ²⁰ /T ^{3/2} , M ₂ = O, N, NO	9
10	NO + O ⇌ N + O ₂	k _{r10} = 6.43 × 10 ⁹ T exp(-3, 147/T)	10
11	N ₂ + O ⇌ N + NO	k _{r11} = 3.1 × 10 ¹³ exp(-168/T)	10
12	O + NO + O ₂ ⇌ NO ₂ + O ₂	k _{f12} = 1.05 × 10 ¹⁵ exp(+941/T)	11
13	O + NO + N ₂ ⇌ NO ₂ + N ₂	k _{f13} = 1.47 × 10 ¹⁵ exp(+941/T)	11
14	2NO + O ₂ ⇌ 2NO ₂	k _{f14} = 2.4 × 10 ⁹ exp(+527/T)	11
15	NO ₂ + O ⇌ NO + O ₂	k _{f15} = 1.0 × 10 ¹³ exp(-302/T)	12
16	NO ₂ + N ⇌ 2NO	k _{f16} = 3.72 × 10 ¹²	12
17	NO ₂ + N ⇌ N ₂ + O ₂	k _{f17} = 1.10 × 10 ¹²	12
18	N ₂ O + O ⇌ 2NO	k _{f18} = 2.51 × 10 ¹³ exp(-13, 543/T)	12

$$K_{p8} = K_{p9} = (K_{p0}K_{pN}K_{pNO})^{1/2} \\ = (K_{n0}K_{nN}K_{nNO})^{1/2} (kT)$$

$$K_{p10} = (K_{pN}K_{pNO}/K_{p0})^{1/2} \\ = (K_{nN}K_{nNO}/K_{n0})^{1/2}$$

$$K_{p11} = (K_{pN}/K_{p0}K_{pNO})^{1/2} \\ = (K_{nN}/K_{n0}K_{nNO})^{1/2}$$

$$K_{p12} = K_{p13} = (K_{pNO}/K_{p0}K_{pNO2}) \\ = (K_{nNO}/K_{n0}K_{nNO2})^{1/2}$$

$$K_{p14} = K_{pNO}/K_{pNO2} = (K_{nNO}/K_{nNO2})/(kT)$$

$$K_{p15} = (K_{pNO2}/K_{p0}K_{pNO})^{1/2} \\ = (K_{nNO2}/K_{n0}K_{nNO})^{1/2}$$

$$K_{p16} = (K_{pNO2}/K_{pN})^{1/2}/K_{pNO} \\ = (K_{nNO2}/K_{nN})^{1/2}/K_{nNO}$$

$$K_{p17} = (K_{pNO2}/K_{pN})^{1/2} = (K_{nNO2}/K_{nN})^{1/2}$$

$$K_{p18} = (K_{pN20}/K_{p0})^{1/2}/K_{pNO} \\ = (K_{nN20}/K_{n0})^{1/2}/K_{nNO}$$

で, K_n については式(1)~(5)で示したものをを用いる。
但し Boltzmann 定数 k はここでは $k = 1.36257 \times 10^{-22}$

atm cm³/K とする。

3.2 化学平衡流および非平衡流の方程式

以下ではノズル内の流れを準一次元流として扱う。
化学平衡流についてはノズルの流路の方向 x に沿う
断面積を A とすると次式が成立つ¹⁾

$$\frac{dv}{dx} = - \frac{1}{1-M_{eq}^2} \frac{v}{A} \frac{dA}{dx} \quad (9)$$

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\gamma M_{eq}^2}{1-M_{eq}^2} \frac{p}{A} \frac{dA}{dx} \quad (10)$$

$$\frac{dT}{dx} = \left[\gamma k z \left(\frac{1}{C_v} - \frac{1}{C_p} \right) \right]^{1/2} \frac{M_{eq}^2}{1-M_{eq}^2} \frac{T}{A} \frac{dA}{dx} \quad (11)$$

但し v は流速, $z = \sum_s \gamma_s$, γ_s は単位質量当りの成分 s の粒子数で, 気流密度を ρ とすると $\gamma_s = n_s/\rho$ である。 γ は等エントロピー指数, M_{eq} は平衡流のマッハ数で $M_{eq} = v/a_{eq}$, $a_{eq}^2 = \gamma p/\rho$ となる。 C_v, C_p はそれぞれ定積および定圧比熱である。前記 7 成分

からなる高温空気に対する γ , C_v , C_p の値は, 式(1)~(7)から γ_s が計算されれば, 巻末の付記により計算される。

化学非平衡流に対しては酸素・水素燃焼生成物の準一次元流の場合¹³⁾と全く同様に次式が成立つ。

$$\rho v \frac{d\gamma_s}{dx} = \dot{n}_s, \quad s = O_2, N_2, O, \dots, NO_2 \quad (12)$$

$$\frac{dv}{dx} = \frac{v}{1-M_f^2} \left[\frac{1}{\rho v} \sum_s \dot{n}_s \left(kT - \frac{\gamma_f - 1}{\gamma_f} h_s \right) - \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} \right] \quad (13)$$

$$\frac{dp}{dx} = -\rho v \frac{dv}{dx} \quad (14)$$

$$\frac{d\rho}{dx} = -\frac{\rho}{v} \frac{dv}{dx} - \frac{\rho}{A} \frac{dA}{dx} \quad (15)$$

但し $M_f = v/a_f$, $a_f^2 = \gamma_f p / \rho$ で, γ_f は次式により定義される。

$$\gamma_f = \frac{\sum_s \gamma_s C_{ps}}{\sum_s \gamma_s C_{vs}}$$

但し $C_{ps} = dh_s/dT$, $C_{vs} = C_{ps} - kT$, h_s は成分 s の粒子 1 個当りのエンタルピーで

$$h_s = 5kT/2 + kT^2 d \ln f_s / dT + h_{s0}$$

と定義される。 h_{s0} は粒子 1 個当りの生成熱である。

温度 T については状態方程式(6)から $p = \rho kT \sum_s \gamma_s$,

これを微分して式(14), (15)を代入して

$$\frac{dT}{dx} = \left(1 - \frac{\rho v^2}{p} \right) \frac{T}{v} \frac{dv}{dx} - \frac{T}{\rho v^2} \sum_s \dot{n}_s + \frac{T}{A} \frac{dA}{dx} \quad (16)$$

により計算してもよい。

式(12)は rate 方程式で右辺の \dot{n}_s は単位時間に単位体積中で化学反応により生成される粒子数をあらわしている。 \dot{n}_s は表 2 の反応 1~18 について

$$Q_1 = k_{f1} n_{O_2}^2 - k_{r1} n_{O_2}^2 n_{N_2}$$

$$Q_2 = k_{f2} n_{O_2} n_{N_2} - k_{r2} n_{O_2}^2 n_{N_2}$$

$$Q_3 = k_{f3} n_{O_2} n_O - k_{r3} n_O^3$$

$$Q_4 = k_{f4} n_{O_2} n_M - k_{r4} n_{O_2}^2 n_M, \quad n_M = n_N + n_{NO}$$

$$Q_5 = k_{f5} n_N^2 - k_{r5} n_N^2 n_{N_2}$$

$$Q_6 = k_{f6} n_{N_2} n_N - k_{r6} n_N^3$$

$$Q_7 = k_{f7} n_{N_2} n_M - k_{r7} n_N^2 n_M,$$

$$n_M = n_{O_2} + n_O + n_{NO}$$

$$Q_8 = k_{f8} n_{NO} n_{M1} - k_{r8} n_N n_{NO} n_{M1},$$

$$n_{M1} = n_{O_2} + n_{N_2}$$

$$Q_9 = k_{f9} n_{NO} n_{M1} - k_{r9} n_N n_{NO} n_{M2},$$

$$n_{M2} = n_O + n_N + n_{NO}$$

$$Q_{10} = k_{f10} n_{NO} n_{NO} - k_{r10} n_{O_2} n_N$$

$$Q_{11} = k_{f11} n_{NO} n_{N_2} - k_{r11} n_{NO} n_N$$

$$Q_{12} = k_{f12} n_{NO} n_{NO} n_{O_2} - k_{r12} n_{NO} n_{O_2}$$

$$Q_{13} = k_{f13} n_{NO} n_{NO} n_{N_2} - k_{r13} n_{NO} n_{N_2}$$

$$Q_{14} = k_{f14} n_{NO}^2 n_{O_2} - k_{r14} n_{NO}^2$$

$$Q_{15} = k_{f15} n_{NO} n_{NO} - k_{r15} n_{NO} n_{O_2}$$

$$Q_{16} = k_{f16} n_{NO} n_N - k_{r16} n_{NO}^2$$

$$Q_{17} = k_{f17} n_{NO} n_N - k_{r17} n_{NO} n_{O_2}$$

$$Q_{18} = k_{f18} n_{NO} n_O - k_{r18} n_{NO}^2$$

とおくと, 次式のように書くことができる。

$$\dot{n}_{O_2} = -Q_1 - Q_2 - Q_3 - Q_4 + Q_{10} - Q_{14} + Q_{15} + Q_{17} \quad (17)$$

$$\dot{n}_{N_2} = -Q_5 - Q_6 - Q_7 - Q_{11} + Q_{17} \quad (18)$$

$$\dot{n}_O = 2Q_1 + 2Q_2 + 2Q_3 + 2Q_4 + Q_8 + Q_9 - Q_{10} - Q_{11} - Q_{12} - Q_{13} - Q_{15} - Q_{18} \quad (19)$$

$$\dot{n}_N = 2Q_5 + 2Q_6 + 2Q_7 + Q_8 + Q_9 + Q_{10} + Q_{11} - Q_{16} - Q_{17} \quad (20)$$

$$\dot{n}_{NO} = -Q_8 - Q_9 - Q_{10} + Q_{11} - Q_{12} - Q_{13} - 2Q_{14} + Q_{15} + 2Q_{16} + 2Q_{18} \quad (21)$$

$$\dot{n}_{NO_2} = Q_{12} + Q_{13} + 2Q_{14} - Q_{15} - Q_{16} - Q_{17} \quad (22)$$

$$\dot{n}_{N_2O} = -Q_{18} \quad (23)$$

但し \dot{n}_s には核種 O と N の保存から次の関係式が成立つはずである。

$$2\dot{n}_{O_2} + \dot{n}_O + \dot{n}_{NO} + 2\dot{n}_{NO_2} + \dot{n}_{N_2O} = 0$$

$$2\dot{n}_{N_2} + \dot{n}_N + \dot{n}_{NO} + \dot{n}_{NO_2} + 2\dot{n}_{N_2O} = 0$$

従って 7 個の \dot{n}_s のうち独立のものは 5 個である。

3.3 ノズルに沿う気流の分布

集合筒あるいはプレナム室での状態量を出発値として, ノズル形状 $A = A(x)$ をあたえ, 式(9)~(11), または式(12)~(16)を用いて, それぞれ化学平衡あるいは非平衡なノズル流を計算する。計算の要領は酸素・水素燃焼生成物の場合¹³⁾と同様であるから省略する。但し今回の計算ではノズルスロートより上流は化学平衡とし, 式(9)~(11)を用いて, スロートで $M_{eq} = 1$ となるよう反復計算した。これによりスロート上流のノズル流の諸量が流量と共に計算される。

スロートより上流を化学平衡と仮定したが, 後の

表 3 ノズル形状

形状	設計マッハ数	A_e/A^*	d_c (cm)	x_c (cm)	d^* (cm)	x_c (cm)	d_e (cm)	近似式
極超音速風洞	コントロール	5	31.8	15.0	-20.4	8.86	282.5	$A/A^* = 1 + \xi^2 + \alpha \xi^3, \xi \leq 0$ $= 1 + \beta_1 \xi^2 + \beta_2 \xi^3, \xi \geq 0$ $\xi = x/x_d, x_d = (A^*/a_2)^{1/2}$ $\alpha = a_3 x_d^3/A^*$, $\beta_1 = b_2 x_d^2/A^*, \beta_2 = b_3 x_d^3/A^*$, $a_2 = 3(A_c - A^*)/x_c^2, a_3 = -2(A_c - A^*)/x_c^3$, $b_2 = 3(A_e - A^*)/x_e^2, b_3 = -2(A_e - A^*)/x_e^3$.
	コントロール	7	149.5	15.0	-32.1	4.09	325.1	$A/A^* = 1 + \xi^2, \xi = x/x_d, x_c \leq x \leq x_e$ $x_d = A^{*1/2}/\pi^{1/2} \tan \theta_N$, $\theta_N = 15^\circ (0 < x \leq x_e)$, $\theta_N = 42^\circ (x_c \leq x \leq 0)$.
アーク加熱風洞	円錐	12	1296 (2025)	3.8	-1.8	0.5 (0.4)	33.5	$A/A^* = 1 + \xi^2, \xi = x/x_d, x_c \leq x \leq x_e$ $x_d = A^{*1/2}/\pi^{1/2} \tan \theta_N$, $\theta_N = 15^\circ (0 < x \leq x_e)$, $\theta_N = 42^\circ (x_c \leq x \leq 0)$.

結果において示されるように、この仮定は、特にアーク加熱風洞に関しては、スロート下流での χ_s 等の分布のオーダーを変えるほどではない。

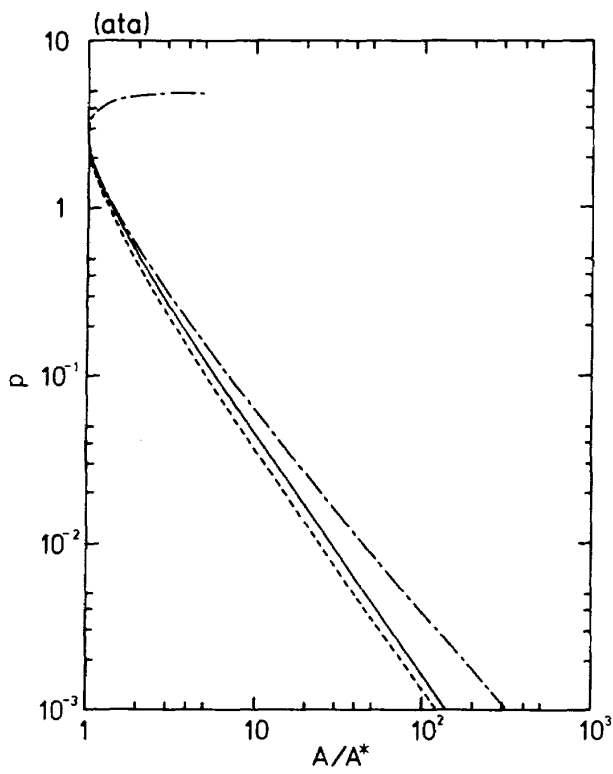
表 3 に計算に用いた極超音速風洞のノズル（設計マッハ数 5 および 7）とアーク加熱風洞ノズル（設計マッハ数は $d^* = 5\text{mm}$ の場合で 12）の諸元と断面積比の近似式を示す。極超音速風洞ノズルの場合はノズル断面積比を軸方向距離 x について三次式で近似し、スロート ($x=0$)、ノズル上流入口 ($x=x_c$) およびノズル出口 ($x=x_e$) で $dA/dx=0$ となるようにした。アーク加熱風洞は円錐ノズル^{2,14)}であり、Bray¹⁵⁾ にならって、スロートで $dA/dx=0$ 、 x が十分大で半頂角が θ_N になるような形で近似した。

図 3 (a)~(d) にアーク加熱風洞ノズルに沿う静圧分布の計算結果を、それぞれ $T_0 = 6,000\text{K}$, $p_0 = 500\text{kPa}$ および 1MPa , $T_0 = 5,000\text{K}$, $p_0 = 500\text{kPa}$ および 1MPa の各場合について示す。実線は化学非平衡の場合、点線が $r=r_0$ の完全凍結流の場合、一点鎖線が化学平衡の場合をそれぞれ示す。 p_0, T_0 の変化に対してはあまり傾向的な差異はなく、スロートを過ぎると間もなく平衡流の状態から離れ、十分大きな A/A^* では完全気体の場合にならざるを得ないことがわかる。但し完全気体の線に接することはなく、これと一定の間隔を保ちつつ、いわば凍結状態で膨張することがわかる。一般に T_0 の低下と共に $r=r_0$ の完全気体との差異が小さくなる。

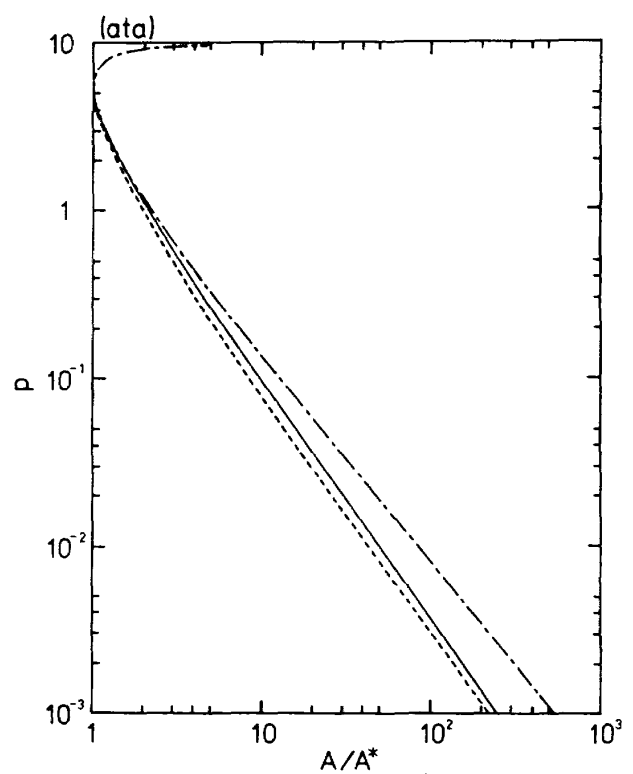
図 4 (a)~(d) はアーク加熱風洞ノズルに沿う気流静温度分布を、前図と同じ各場合について示す。圧力の場合と同様に、温度もスロートを過ぎると間もなく平衡状態から離れ、 A/A^* が大きくなると $r=r_0$ の完全気体の場合にならざるを得ないことがわかる。著者等はさきにアーク加熱風洞の特性予測を化学平衡流の仮定にもとづいて行った¹⁴⁾ が、ノズル出口の気流温度に関しては過大な予測値をあたえていたことになる。

図 5 (a)~(d) に、やはりアーク加熱風洞について、図 3 と同一の各場合について、ノズルに沿う χ_s 分布を示す。 $r=r_0$ の完全気体の場合は $\chi_s = \chi_{s0}$ (一定) であり、各図に短かい点線で示してある。これらの図は多くの χ_s に対する分布の曲線がからみ合っており、一見きわめて複雑な変化を示すようであるが、それぞれの成分についての χ_s に着目すると、総体的に A/A^* が大きくなると χ_s が一定値に近づく傾向があり、化学凍結の状態に近づくことがわかる。即ち平衡流を仮定したのでは、アーク加熱風洞で特に高濃度の NO_x が発生していることを考慮すると、正しい推定はできないことがわかる。その他の諸量、例えばアーク加熱風洞ノズル流の流量については既報¹⁴⁾ の化学平衡にもとづく計算で示したので省略する。

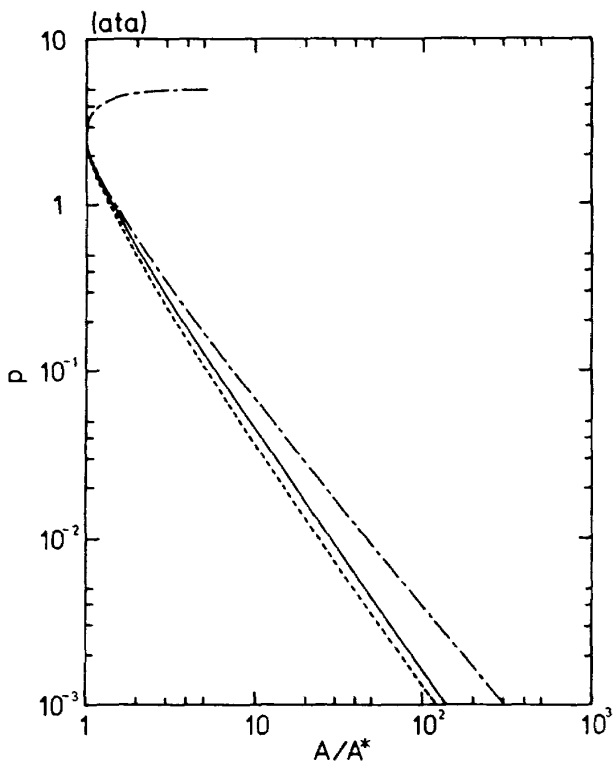
極超音速風洞については、マッハ数 5 および 7 のいずれのノズルについても、ノズルに沿う気流の分布の計算結果は、 $r = 1.4$ の完全気体（より正しく



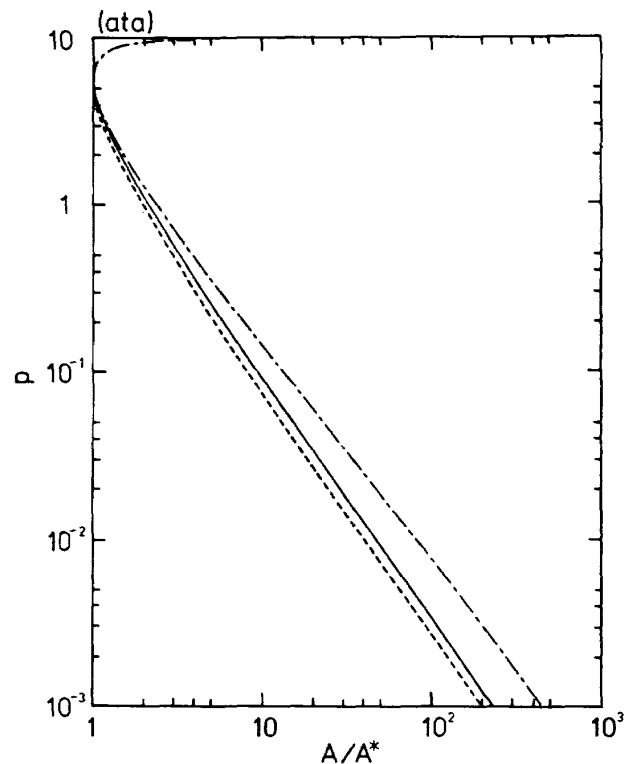
(a) $T_0 = 6,000\text{ K}$, $p_0 = 500\text{ kPa}$



(b) $T_0 = 6,000\text{ K}$, $p_0 = 1\text{ MPa}$



(c) $T_0 = 5,000\text{ K}$, $p_0 = 500\text{ kPa}$



(d) $T_0 = 5,000\text{ K}$, $p_0 = 1\text{ MPa}$

図3 アーク加熱風洞ノズルに沿う圧力分布。点線は $\gamma = \gamma_0$ の完全気体、実線は化学非平衡流、一点鎖線は化学平衡流の各場合を示す。

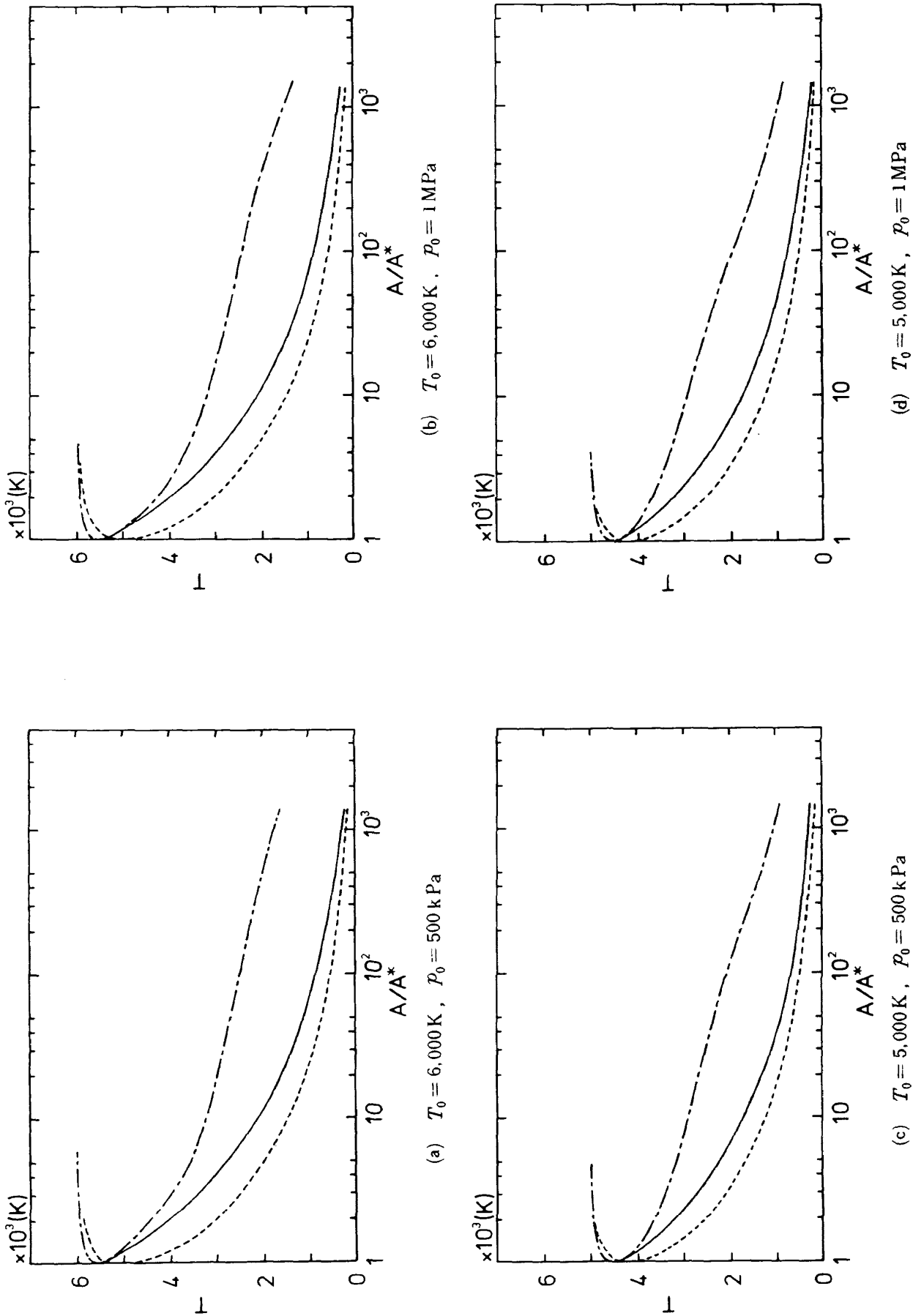
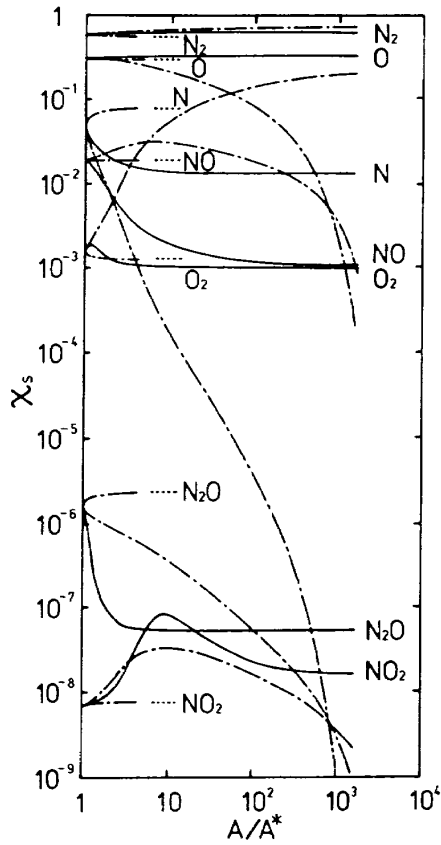
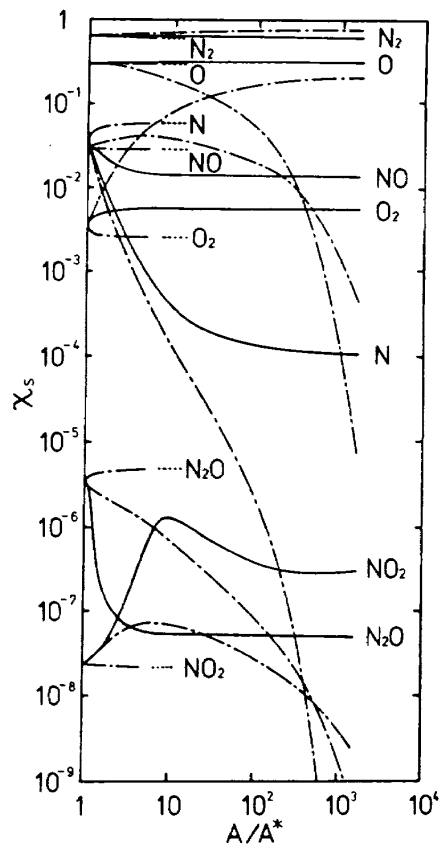


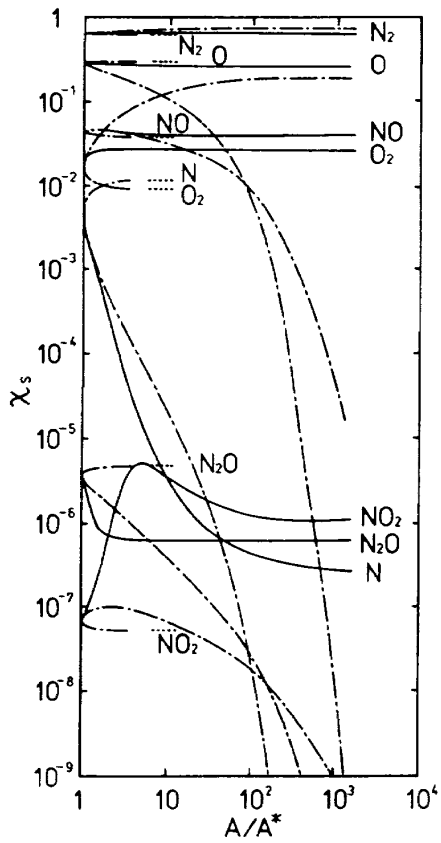
図4 アーク加熱風洞ノズルに沿う温度分布。点線は $\gamma = \gamma_0$ の完全気体、実線は化学非平衡流、一点鎖線は化学平衡流の各場合を示す。



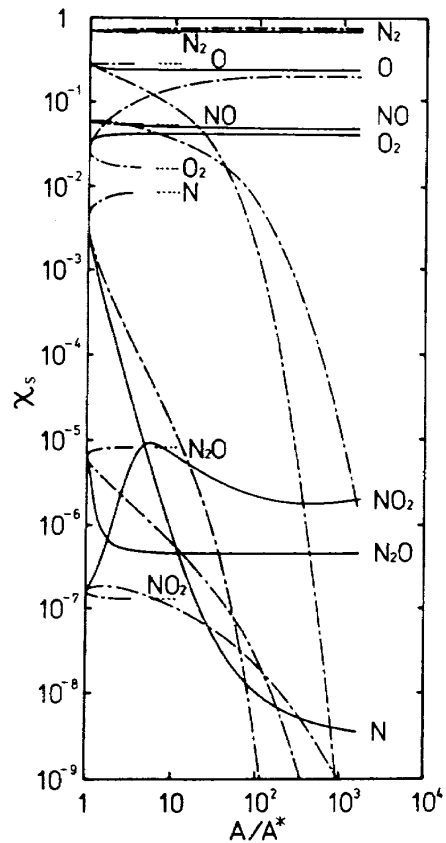
(a) $T_0 = 6,000 \text{ K}$, $p_0 = 500 \text{ kPa}$



(b) $T_0 = 6,000 \text{ K}$, $p_0 = 1 \text{ MPa}$



(c) $T_0 = 5,000 \text{ K}$, $p_0 = 500 \text{ kPa}$



(d) $T_0 = 6,000 \text{ K}$, $p_0 = 1 \text{ MPa}$

図5 アーク加熱風洞ノズルに沿う χ_s の分布。点線は $r=r_0$ の完全気体、実線は化学非平衡流、一点鎖線は化学平衡流の各場合を示す。

は $\gamma = \gamma_0$ の完全気体, $\gamma_0 = 1.42 \sim 1.36$) の場合と大差ないので省略するが, ノズルに沿う χ_s 分布の計算結果を一例だけ, 図 6 に示す。同図は $T_0 = 1,200^\circ\text{C}$, $p_0 = 3\text{MPa}$ で $M = 7$ ノズルの場合である。前述のように非平衡流をスロート下流から始ると仮定したため, 図の実線に示すように, χ_0 は別にして, NO_x については, 直ちに凍結が始ることがわかる。これは必ずしも現実的なことではなく, 極超音速風洞ノズル内の NO_x 分布に関する限り, スロート下流から非平衡流が始るとしたのでは, これらの χ_s をやや低く見積り過ぎる恐れがあることを示す。即ち極超音速風洞ノズルの出口では, NO_x については, 図 6 の実線で示す χ_s より多少大きく, 図 2 に示す χ_{s0} (集合筒内の値) より小さい, ある値となるであろう。正確な値はスロート上流から非平衡流が始るとした計算によらなければわからないが, その差異はオーダーを変えるほど大きくはならないであろうことが, この図からわかる。

図 6 の実線で示される χ_s の, ノズル出口での値については次節でまとめて示すことにし, 参考のために図 7 に極超音速風洞各ノズルの空気流量の p_0 , T_0 による変化を示す。この風洞の最大空気流量は 21kg/s とされており³⁾, $M = 5$, $p_0 = 10\text{MPa}$ の場合は実際には運転することができない。

4. ノズル出口での気流の状態

前節のような化学非平衡ノズル流の計算を, 集合筒またはプレナム室の圧力 p_0 と温度 T_0 を変化させて, 多くの場合をアーク加熱風洞と極超音速風洞について行った。それらのうち, アーク加熱風洞については $p_0 = 500\text{kPa}$ および 1MPa , $T_0 = 2,000 \sim 7,000\text{K}$ (1,000K きざみ), 極超音速風洞については $p_0 = 3\text{MPa}$ および 10MPa , $T_0 = 900 \sim 1,500^\circ\text{C}$ (100 $^\circ\text{C}$ きざみ) の場合についての結果を, χ_s 分布を主として示す。

図 8(a), (b) はアーク加熱風洞の円錐ノズル ($d^* = 0.5\text{cm}$, $A_e/A^* = 1,300$) の場合で, $p_0 = 500\text{kPa}$ および 1MPa の場合をそれぞれ示す。これらをそれぞれ図 1(a), (b) のプレナム室での平衡状態にある χ_s と比較すると, まず特に低温で, O や N の比率が減少しており, また NO_2 が N_2O よりも増大しているこ

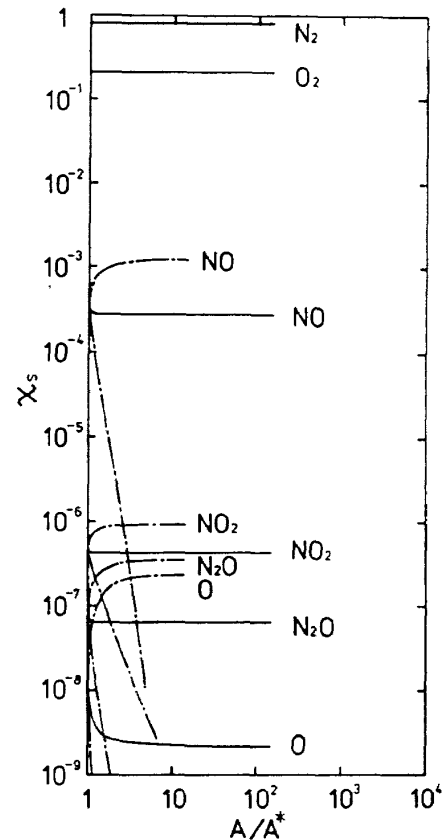


図 6 極超音速風洞ノズルに沿う χ_s の分布。
 $M = 7$, $T_0 = 1,200^\circ\text{C}$, $p_0 = 3\text{MPa}$ の場合。

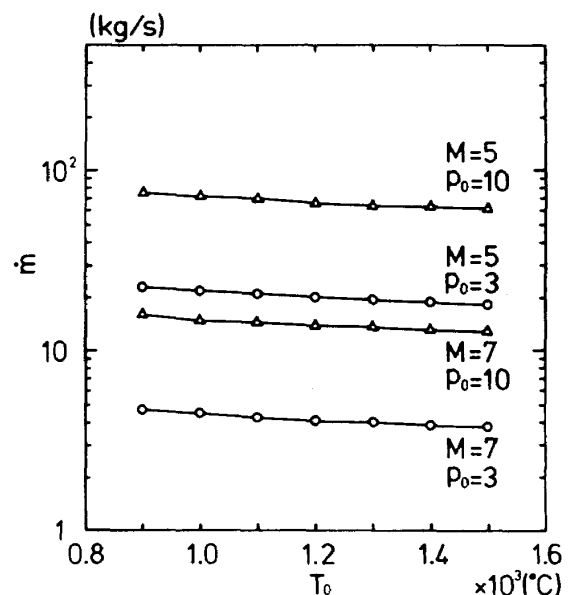


図 7 極超音速風洞の空気流量の T_0 による変化。
 P_0 の単位は MPa 。

とがわかる。また NO_x の T_0 への依存性はプレナム室よりも顕著で, NO_2 は T_0 が約 $3,000\text{K}$ で, NO と N_2O は約 $4,000\text{K}$ で最大に達する。一般に同一の T_0 ならば, p_0 の高い方が NO_x 濃度は高い。しかし NO_2

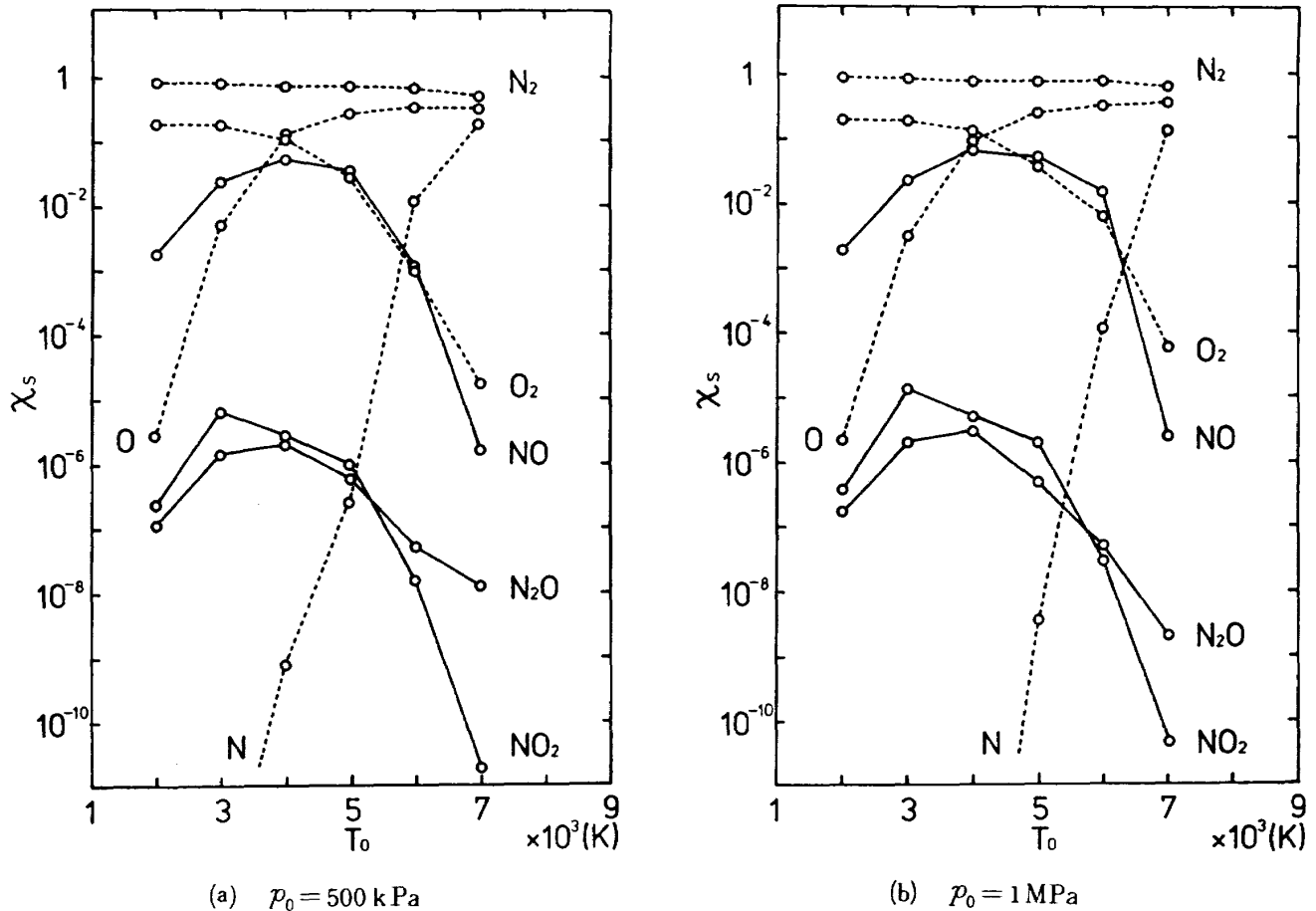


図8 アーク加熱風洞のノズル出口での χ_s の T_0 による変化。

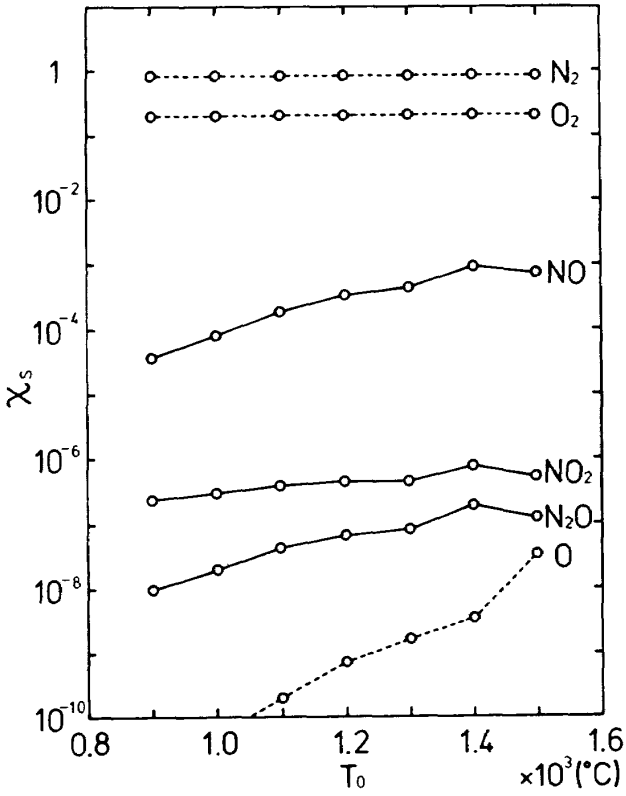
のピーク値はなお10ppm程度であり、少くともノズル出口の気流中には、後述のような高濃度のNO₂はまだ生成されていないことがわかる。しかしNOはOと共に依然として高濃度に流出しており、これらが表2の反応12, 13を通して、いずれNO₂になる可能性は十分考えられる。

図9(a)~(d)は、極超音速風洞ノズルについて、マッハ5ノズルで(a) $p_0 = 3\text{MPa}$ 、(b) $p_0 = 10\text{MPa}$ 、マッハ7ノズルで(c) $p_0 = 3\text{MPa}$ 、および(d) $p_0 = 10\text{MPa}$ の場合を示す。いずれの場合も T_0 の増大と共にNO_x濃度が漸増することがわかる。図2(a), (b)の集合筒状態と比較すると、NOを始めとしてノズル出口の方が多少減少している。 p_0 による差異はあまりないが、 $p_0 = 3\text{MPa}$ でわずかに残存しているOが $p_0 = 10\text{MPa}$ では無くなっている。マッハ数による差異も5と7とでは大差はない。つまり極超音速風洞ノズルの出口ではNO_xの主成分はNOで、その濃度は計算を行った T_0 の範囲では、20~1,000ppm程度である。通常 T_0 は900~1,200℃で運転される³⁾

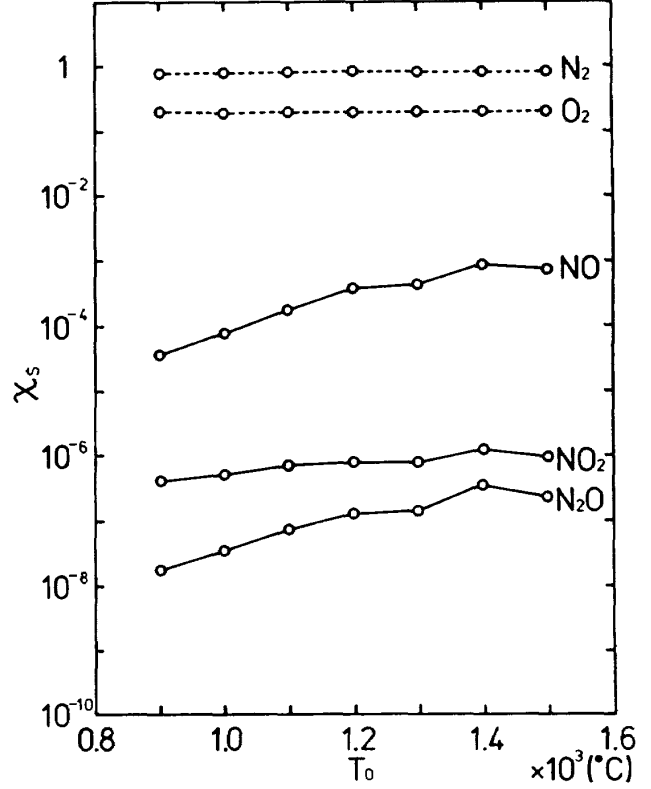
ので、NOはおよそ100~200ppmでノズル出口から排出されると考えられる。

高温風洞の場合のようなサーマルNOの発生と比較するために、例えばジェット燃料の燃焼ガス中のNO濃度の計算結果¹⁶⁾をみると、燃焼圧力3MPa、温度2,600Kにおいて、燃焼器出口でNOのモル濃度は10⁻⁴(100ppm)程度となっている。試作ターボファンエンジンによる実測¹⁷⁾によっても同程度のNO濃度が測定されている。即ちオーダーとしては極超音速風洞ノズルの出口での値と同程度である。

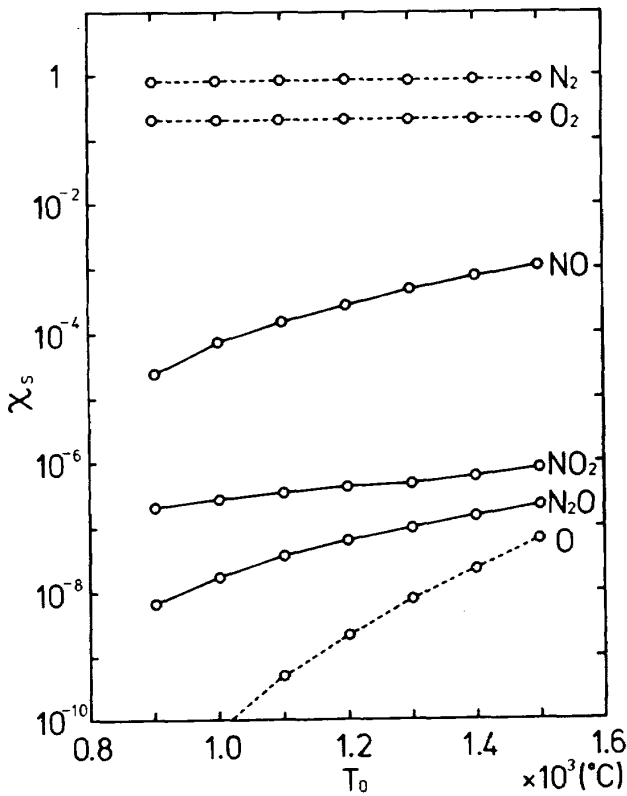
最後に、アーク加熱風洞については、図4でノズルに沿う気流温度分布を示したが、極超音速風洞ノズルについては、ノズル出口での気流温度を、 $T_0 = 900 \sim 1,500\text{℃}$ の場合について図10に参考資料として示す。 $p_0 = 3\text{MPa}$ と10MPaとでは大差はなく、両者は丸の大きさの範囲で一致する。点線は $r = 1.4$ の完全気体の場合を示す。完全気体の場合との差異は、 $T_0 = 1,200\text{℃}$ の場合、マッハ7の場合で数℃、5の場合で10数℃程度である。マッハ7の



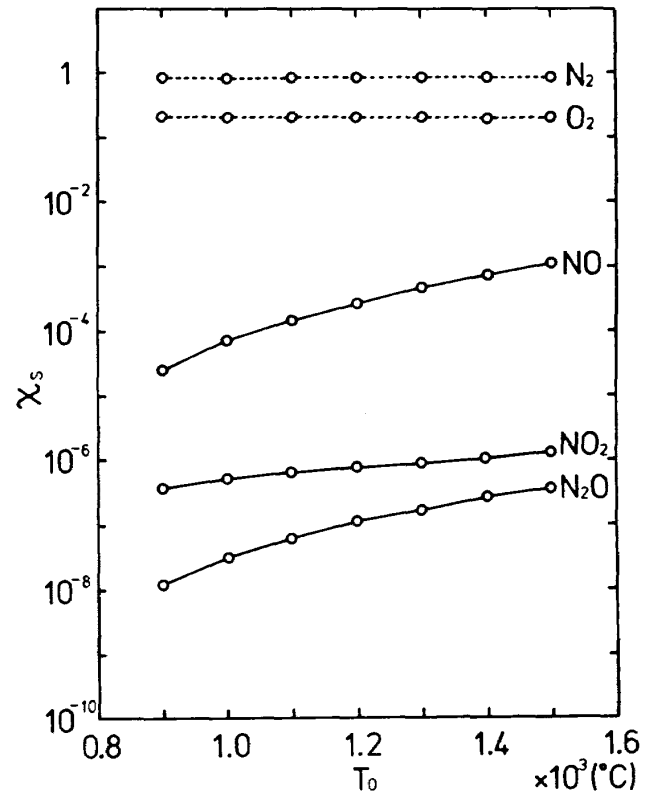
(a) $M=5, p_0=3\text{MPa}$



(b) $M=5, p_0=10\text{MPa}$



(c) $M=7, p_0=3\text{MPa}$



(d) $M=7, p_0=10\text{MPa}$

図9 極超音速風洞のノズル出口での χ_s の T_0 による変化。

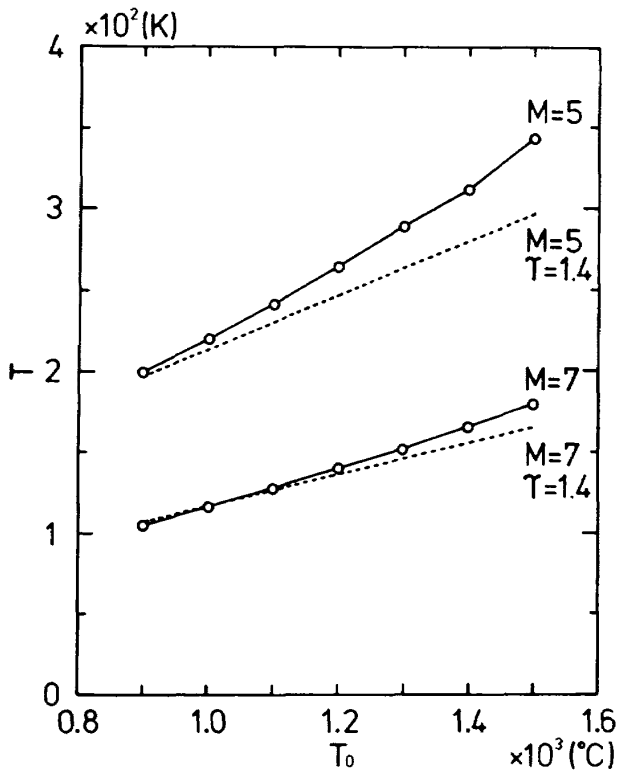


図 10 極超音速風洞のノズル出口での気流温度の T_0 による変化。 $p_0 = 3$ および 10 MPa 。点線は $\gamma = 1.4$ の完全気体，実線は化学非平衡流の場合を示す。

ノズルの方が膨張比が大きく、出口の気流は凍結流の状態に近づき、完全気体の状態量により漸近する。同じ集合筒状態では膨張比が小さい間の方が化学反応効果の大きいことは、これまでの計算結果からも明らかである。なお図 10 でマッハ 7 の場合、低い T_0 で点線と実線が交叉しているのは、実際のノズルの断面積比 A_e/A^* が正しく $M = 7$ に対応しておらず、それよりやや高いマッハ数をあたえ、このため $\gamma = 1.4$ の完全気体の場合の出口気流温度がやや高く見積られるためである（表 3 に示すマッハ 5 ノズルの $A_e/A^* = 31.8$ は、境界層補正を考慮しなければ、 $M = 5.2$ に相当したマッハ 7 ノズルの $A_e/A^* = 149.5$ は $M = 7.5$ に相当する）。

なお極超音速ノズル流についても、式(9)~(11)にもとづいて化学平衡流の場合の計算を何例かおこなった。結果は、全例について計算をしなかったので、図 10 にはプロットされていないが、例えばマッハ 7 のノズルで $T_0 = 1,200 \text{ °C}$ の場合、平衡流では 139.26 K 、非平衡流では 139.18 K となった。極超

音速風洞ノズルの出口気流温度は、厳密にはこの種の計算に境界層補正を行わなければ、正しい値は得られないが、計算を行ったマッハ 5 と 7 のノズルに関する限り、図 10 の実線で示すように完全気体の場合よりやや高く、その状態は $\gamma = \gamma_0 \leq 1.4$ の完全凍結流の状態に近いと結論される。

5. 測定室から排気口までの状態

前節までの理論的検討により、高温風洞測定室のノズル出口では多量の NO_x を含むが、その主成分はなお NO であり、 NO_2 等は少くともノズル出口では微量であることが明らかにされた。

さてアーク加熱風洞でも極超音速風洞でも、測定室から気流の排気口までの装置の構成はほぼ共通している。まず気流は測定室内の吸込筒から拡散筒に導かれる。拡散筒は水冷式で超音速筒と亜音速筒からなり、極超音速の高温気流を、主として散逸過程によりゆるやかに非等エントロピー的に減速しつつ圧力回復をはかる。十分減速された気流はシェルアンドチューブ式の空気冷却器に導かれ、伝熱による冷却と減速によりさらに圧力回復する。その後気流は真空槽に流入し、再びよどみ状態となる。間けつ式で大流量の極超音速風洞では、持続時間を大きくするため、真空槽の体積は $2,000 \text{ m}^3$ 以上であるが、事実上連続で小流量のアーク加熱風洞では 15 m^3 である。それ以後はメカニカルブースタポンプと油回転ポンプを組合せた排気装置により風洞気流の大気中への放出を行う。

以上の過程はノズル出口での低圧の気流が排気装置出口で大気圧に回復する過程であるが、この複雑な迂路を経る気流について正確な理論的扱いは困難である。本報告では風洞気流が大気圧に回復するまでの過程について単純化したモデルを提案し、ノズル出口の気流中に多量に残存する NO が NO_2 に転化する可能性について理論的な検討を行う。

このモデル化とそれによる検討結果について述べる前に、実際にアーク加熱風洞からの排気ガス中の NO_x 濃度の実測について述べる。

5.1 アーク加熱風洞における実測例

図 11 にアーク加熱風洞の排気装置の系統図を示

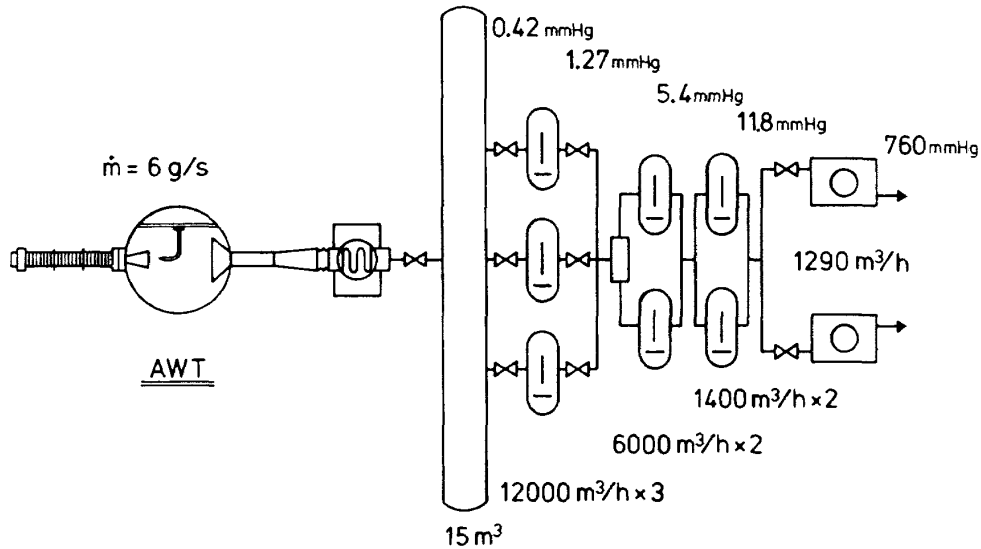


図 11 アーク加熱風洞 (AWT) の排気装置の系統図。空気流量 6g/s の場合の各段の出入口の真空度の推定値を示す。これらは実測値に近い。

す。排気装置は初段 36,000m³/h (12,000m³/h 3 台)、第二段 12,000m³/h (6,000m³/h 2 台)、第三段 2,800m³/h (1,400m³/h 2 台) の各メカニカルブースタポンプと、最終段 1,290m³/h (6,500 l/min, 15,000 l/min 各 1 台) の油回転ポンプから構成されている。図には空気流量 $\dot{m} = 6\text{g/s}$ で作動させた場合の各段の出入口での真空度の推定値を示すが、実測値もほぼこれらに近い値を示している。

アーク加熱風洞の最終段の油回転ポンプから排気される空気はかっ色を呈して刺激臭があり、その濃淡は作動条件によるが、明らかに NO₂ が含有することを示している。この排気ガスをビニール袋に採集し、純窒素ガスにより 1/151 に稀釈したのち、ガス分析装置 (HORIBA LABOCORDER MEXA-2000 S) により分析した。装置の性能により NO の濃度と、NO と NO₂ の合計としての NO_x の濃度が体積百分率として測定された。

図 12 に測定結果を 2 例示す。(a) は空気流量 $\dot{m} = 6\text{g/s}$ 、入力電力 $W = 336\text{kW}$ の場合で、このとき $p_0 = 750\text{kPa}$ 、 $h_0 = 12.2\text{kJ/kg}$ となる。(b) は流量 $\dot{m} = 4\text{g/s}$ 、 $W = 407\text{kW}$ の場合で、このとき $p_0 = 540\text{kPa}$ 、 $h_0 = 14.5\text{kJ/kg}$ となる。なおこのとき T_0 は文献¹⁴⁾の図 3(a) から、(a) の場合 $T_0 = 6 \times 10^3\text{K}$ 、(b) の場合 $T_0 = 6.3 \times 10^3\text{K}$ と推定される。図 12 では記録紙のフルスケールは 50ppm であり、前記の稀釈率を考慮すると、体積百分率は(a)の場合 NO_x = 6,400ppm、

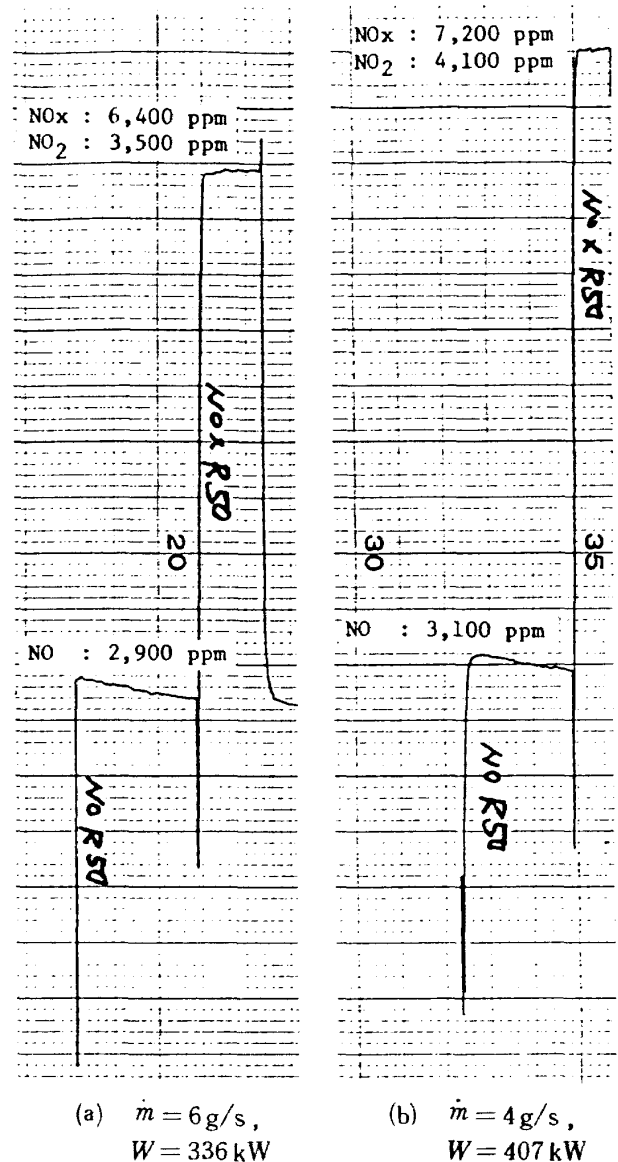


図 12 アーク加熱風洞の排気ガスの分析結果。

NO = 2,900ppm, したがってNO₂ = 3,500ppm, (b)の場合NO_x = 7,200ppm, NO = 3,100ppm, したがってNO₂ = 4,100ppmとなる。より高エンタルピで高温な(b)の場合の方がNO_xの濃度は高い。なお体積分率は同温同圧のもとでモル分率に等しいから, したがって式(8)の成分比率χ_sに等しい。

NO₂の濃度は, アーク加熱風洞の作動条件に依存するが, 排気装置の排気口ではノズル出口での濃度の理論値よりはるかに高い値を示している。これは主として昇圧の過程において, 主として表2の反応12~14により生成されるためと考えられる。以下ではこの昇圧の過程でのNO₂生成を検討するために, 次項以下に示す二つの簡単なモデルを提示する。

5.2 流入モデル

最初のモデルでは, 図11に示す排気装置と空気冷却器との間にある真空槽を考え, ここに反応性の空気が流入するにもなって昇圧する際のNO_x生成を考える。簡単のために途中の拡散筒や冷却器での昇圧や温度降下を無視し, 成分比率χ_sが不変のまま槽内に流入するものとする。即ちこの槽内の入口でχ_s = χ_{se} (ノズル出口でのχ_s)であるとする。またこの真空槽からは流出することがなく, もっぱら流入と化学反応のみにより, 大気圧近くまで昇圧するものとする。

粒子数密度n_sの時間変化を記述する方程式は

$$\frac{dn_s}{dt} = (\dot{n}_s)_r + (\dot{n}_s)_f \quad (24)$$

なる7元連立常微分方程式となる。但し(ḡ_s)_rは単位時間に単位体積中で化学反応により生成される粒子数で, 式(17)~(23)によりあたえられる。また(ḡ_s)_fは単位時間に単位体積中に流入する粒子数でχ_s = χ_{se}と仮定すると, この値は各成分につき一定で

$$(\dot{n}_s)_f = r_{se} \dot{m} / V$$

となる。但しr_{se}はノズル出口での単位質量当りの粒子数, Vは流入する真空槽の体積とする。

式24をRunge-Kutta-Gill法で数値積分する際に, 内部の気体の温度は一定(T = 288K)に保たれると仮定した。流入する気体は十分に減速され常温近くに冷却されているので, この仮定は近似的に許されよう。数値積分は圧力がP = 1気圧に達したとき

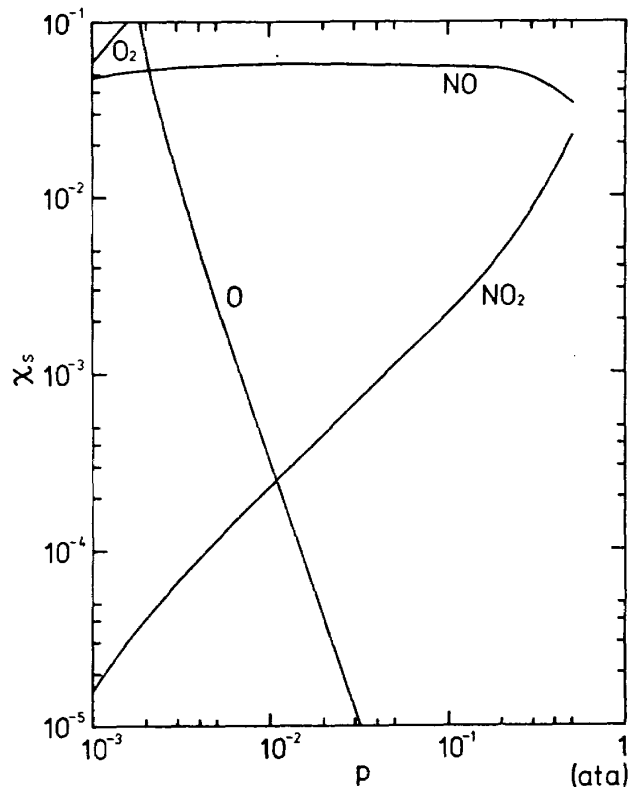


図13 アーク加熱風洞の排気ガスのχ_sの圧力pによる変化。流入モデルによる計算結果。T₀ = 5,000K, p₀ = 1MPaの場合。

に終了させる。圧力Pは状態方程式(6)を仮定し

$$P = \sum_s n_s kT$$

で与えられる。

図13に計算結果の一例を示す。図では横軸にPを, 縦軸にχ_sを示す。なお体積VはP = 1気圧になるまでの計算時間にのみ依存するため, この計算例ではV = 1m³とした。しかしなお計算時間を要し, P = 1気圧に達するに至らなかった。しかしこの図から, 圧力の上昇にもなって急速にχ_Oが減少し, χ_{NO}も減少すると共にχ_{NO2}が急増することが明らかになる。即ち前記の反応12, 13の順方向への進行がNO₂の急増に明らかに寄与していることがわかる。このようなNO₂生成の原因となる圧力上昇は, 真空槽よりも排気装置, 特に最終段の油回転ポンプ内で著しいと考えられるので, 次のモデルは油回転ポンプ内での圧縮による昇圧を考える。

5.3 圧縮モデル

このモデルでは油回転ポンプ内で機械的圧縮を受ける反応性空気の全体積をV, この体積内の全粒子

数を N_s とする。 N_s の時間変化を記述する方程式は

$$\frac{dN_s}{dt} = (\dot{n}_s)_r V$$

となる。 $(\dot{n}_s)_r$ は単位時間に単位体積中で化学反応により生成される粒子数で、再び式(17)~(23)であたえられる。もし反応がなければ $(\dot{n}_s)_r = 0$ 、 $N_s = \text{一定}$ である。さて $N_s = n_s V$ であるから、

$$\frac{dn_s}{dt} = (\dot{n}_s)_r + (\dot{n}_s)_c \quad (25)$$

となる。但し

$$(\dot{n}_s)_c = n_s C, \quad C = -(1/V)(dV/dt)$$

であり、 C は単位時間当りの圧縮率をあらわす。その値は、再び等温的な圧縮による昇圧を仮定して

$$C = -\frac{d \ln V}{dt} = -\frac{\ln(V_2/V_1)}{dt} = \frac{\ln(P_2/P_1)}{dt} \quad (26)$$

により見積ることができる。但し添字 1 および 2 はそれぞれ圧縮前および圧縮後の値を示す。アーク加熱風洞では空気流量 $\dot{m} = 6 \text{ g/s}$ の場合、図 11 に示したように $P_1 = 1,573 \text{ Pa}$ (11.8 mmHg)、 $P_2 = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$ (760 mmHg) であり、また 15,000 l/min の油回転ポンプについて、その 1 回転の周期をとると $dt = 60/360 = 1/6 \text{ s}$ (360 rpm) となる。以上の値から

$$C = 6 \times \ln(760/11.8) = 25.0/\text{s}$$

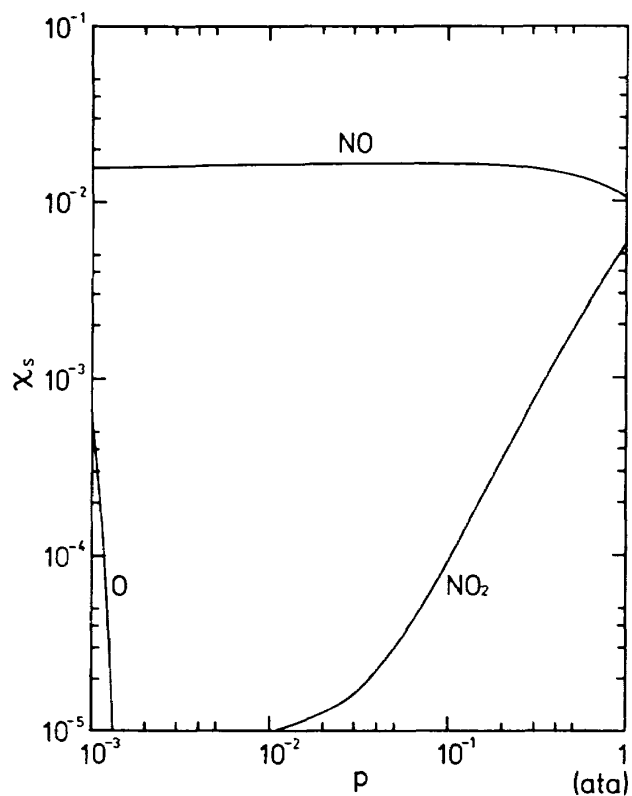
となる。この C の値を用いて式(25)の 7 元連立常微分方程式を式(24)と同様に解く。そして圧力 P が 1 気圧に達したら計算を終了させる。厳密には C の値は定数ではなく、 P_1 の値、したがって空気流量 \dot{m} に依存する。しかしプレナム室圧力 P_0 が一定ならば \dot{m} の値の変化は小さく、 C は近似的に一定とみなすことができる。なお温度は $T = 288 \text{ K}$ (一定) とした。

図 14 (a)~(d) にこのモデルによる計算例を 4 例示す。(a) は $T_0 = 6,000 \text{ K}$ 、 $P_0 = 1 \text{ MPa}$ の場合で、流入モデルの場合と同様に、圧力 P の増大と共に χ_0 が急減し、 χ_{NO} が減少すると共に χ_{NO_2} が急増することがわかる。(b) は $T_0 = 6,000 \text{ K}$ 、 $P_0 = 500 \text{ kPa}$ の場合であるが、 χ_0 が急減し $\chi_0 \approx \chi_{NO_2}$ となると同時に NO_2 の生成が止む。この理由は明らかでないが、 P_0 が低い場合は O_2 による NO_2 の生成(反応 14)が進まないためと考えられる。

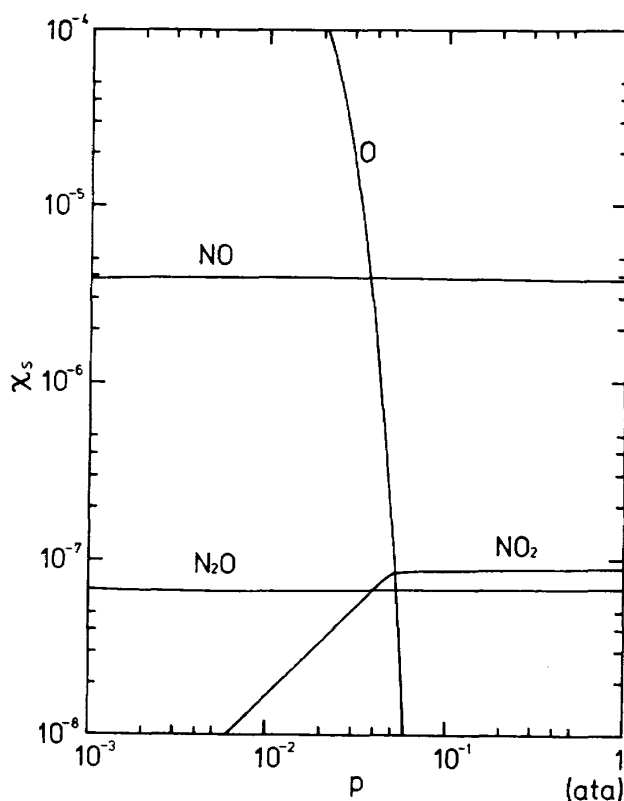
図 14 (c) は $T_0 = 5,000 \text{ K}$ 、 $P_0 = 1 \text{ MPa}$ の場合であるが、 $\chi_0 = 0$ となってもなお NO_2 の生成が続き、 $P = 1$ 気圧近傍で χ_{NO} と χ_{NO_2} が逆転する例である。また図 14 (d) は $T_0 = 5,000 \text{ K}$ 、 $P_0 = 500 \text{ kPa}$ の場合で、この場合も χ_{NO} と χ_{NO_2} が逆転している。これらの逆転現象は図 11 で示した測定結果と定性的に一致している。また NO_x の濃度は運転条件によっては図 12 の各場合よりもさらに高くなり、10,000 ppm (1%) 以上が観測された例もあり、現在の圧縮モデルによる計算結果とオーダー的にも一致している。なお図 14 (d) の場合については、圧縮率 C の値を $C = 50.0$ 、25.0、15.0/s と大幅に変化させた場合の効果を示してある。 C の値が小さい方が、即ち P_1 の値の大きい方が、最初は NO_2 の生成は少ないが、 P の増大と共に NO_2 の急増がより著しい。これも反応 14 により、 O_2 による NO の酸化反応が、 P_1 の大きい方が著しいためと考えられる。

図 15 は極超音速風洞の場合について、マッハ 7 のノズルで $T_0 = 1,200 \text{ }^\circ\text{C}$ の場合について、 $P_0 = 3 \text{ MPa}$ の場合を実線で、 $P_0 = 10 \text{ MPa}$ の場合を点線で示す。計算では極超音速風洞で現用の油回転ポンプ³⁾を考え、 $C = 36.0$ とした。計算結果では、 NO 濃度は P_0 に関係なくほぼ一定で $\chi_{NO} \approx 2.7 \times 10^{-4}$ (270 ppm)、また NO_2 濃度は圧力と共に増大するが、 10^{-5} 以下に留まることを示している。他のいくつかの計算例でも、アーク加熱風洞の場合の図 14 (c)、(d) のように χ_{NO} と χ_{NO_2} が逆転する場合は生じなかった。これらの結果から推測して、極超音速風洞では、計算を行った $T_0 = 900 \sim 1,500 \text{ }^\circ\text{C}$ 、 $P_0 = 3 \text{ MPa}$ および 10 MPa の範囲では、 NO_x の濃度は 10~1,000 ppm、通常の作動条件では 100 ppm 前後であり、その成分は NO であると推定される。

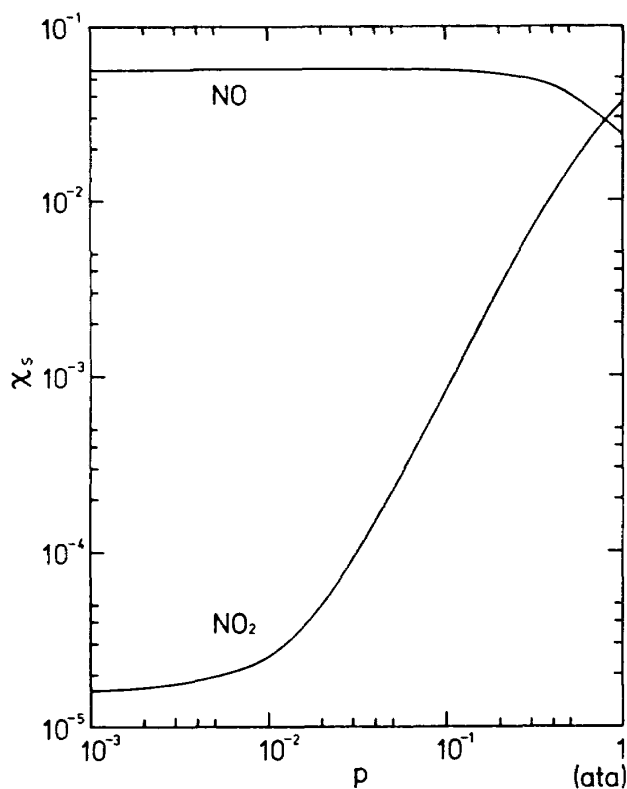
最後に図 16 (a) に、圧縮モデルで $C = 25.0$ とした場合に、 $P_0 = 1 \text{ MPa}$ 、 $T_0 = 2,000 \sim 7,000 \text{ K}$ において NO_x の主要なる成分の濃度の T_0 による変化を示す。各濃度 χ_{NO} 、 χ_{NO_2} 、 χ_{N_2O} はいずれも $T_0 = 4,000 \text{ K}$ 付近でピーク値を示し、特に χ_{NO} と χ_{NO_2} は 10,000 ppm を越え、しかも $T_0 = 4,000 \sim 5,000 \text{ K}$ では χ_{NO_2} が χ_{NO} を上まわっていることがわかる。図 16 (b) も同様に $C = 25.0$ と仮定し $P_0 = 500 \text{ kPa}$ の場合を計算した結果を示す。傾向は前図と類似しているが、 P_0



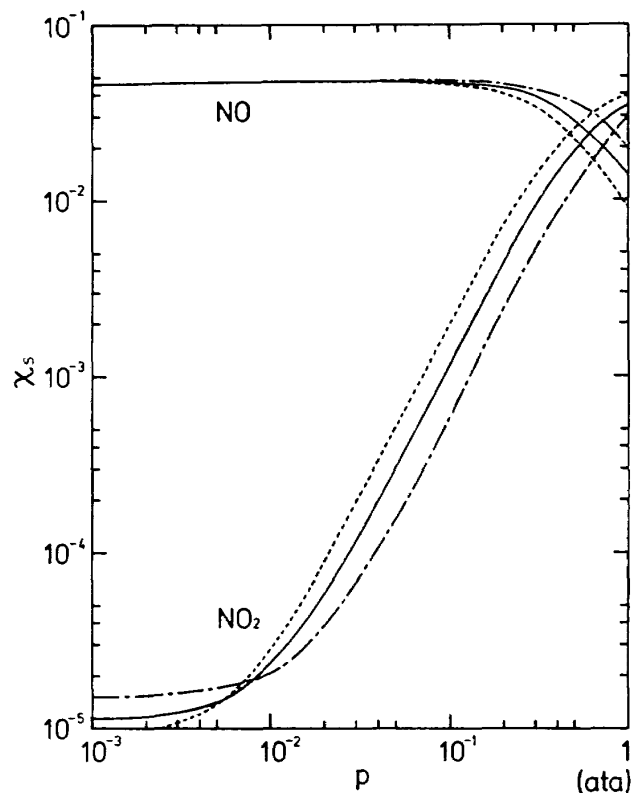
(a) $T_0 = 6,000\text{K}$, $p_0 = 1\text{MPa}$,
 $C = 25.0/s$



(b) $T_0 = 6,000\text{K}$, $p_0 = 500\text{kPa}$,
 $C = 25.0/s$



(c) $T_0 = 5,000\text{K}$, $p_0 = 1\text{MPa}$,
 $C = 25.0/s$



(d) $T_0 = 5,000\text{K}$, $p_0 = 500\text{kPa}$, 点線
 $C = 15.0/s$, 実線 $C = 25.0/s$,
一点鎖線 $C = 50.0/s$

図 14 アーク加熱風洞の排気ガスの x_s の圧力 p による変化。
圧縮モデルによる計算結果。

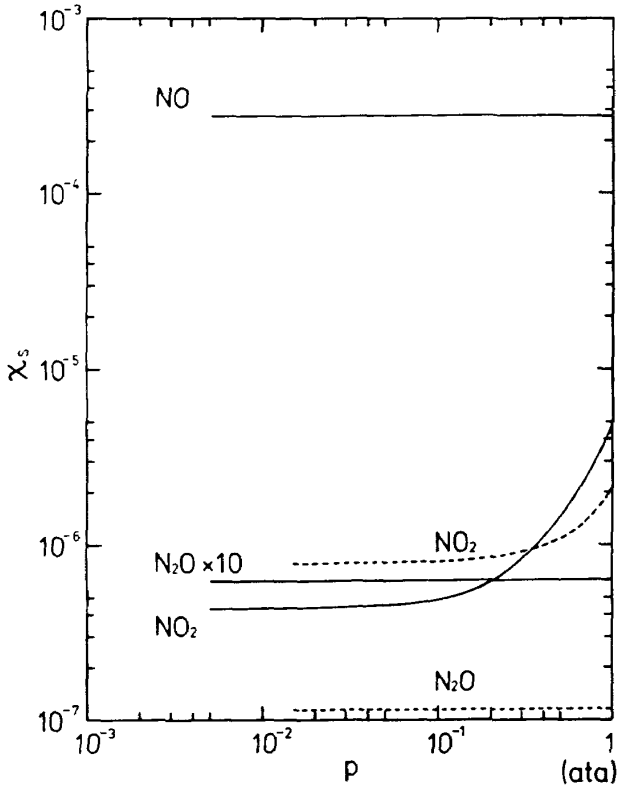


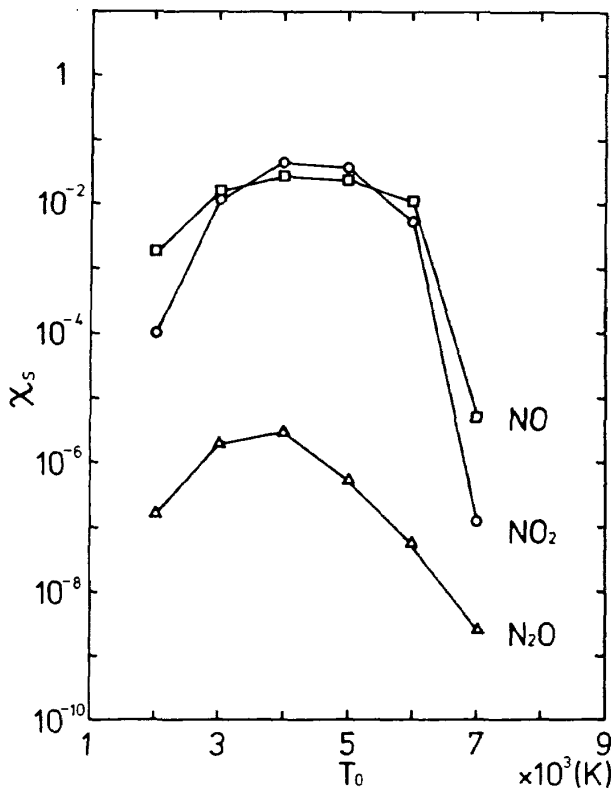
図 15 極超音速風洞の排気ガスの χ_s の圧力 p による変化。圧縮モデルによる計算例。 $C = 36.0/s$, 実線は $p_0 = 3MPa$, 点線は $p_0 = 10MPa$

のより低い(b)の方が $T_0 = 5,000 \sim 6,000K$ の間で χ_{NO} と χ_{NO_2} が著しく低下することがわかる。なおこれらの計算では, p_0 がより小さい場合には式(20)の p_1 もより小さくなると考えられるので, それに相応して C の値もより大きい値を用いるならば, 多少傾向の異なる結果が得られよう。

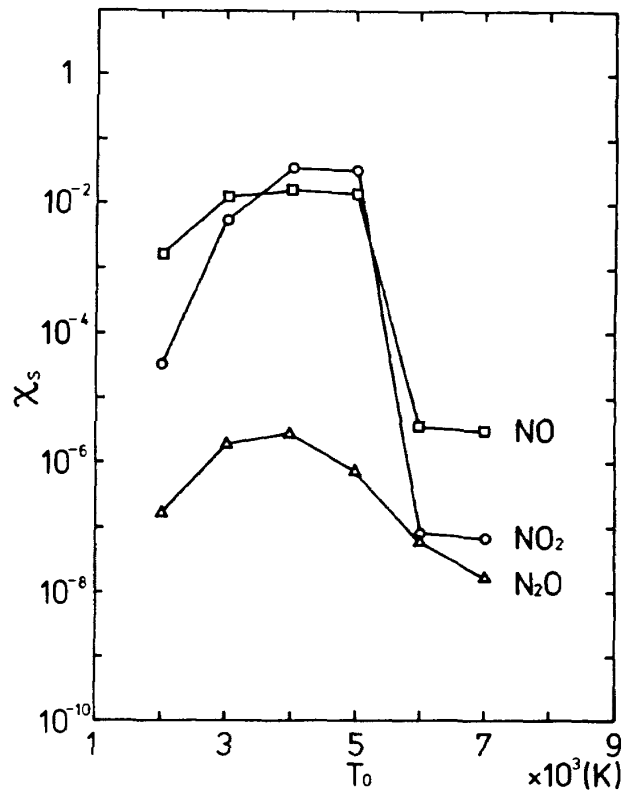
6. あとがき

極超音速領域での空気力学および熱空気力学の試験研究用として当所に設置されている各種の高温風洞のうち, 最も高温で気流持続時間の長いアーク加熱風洞(宇宙開発事業団)について, 7成分(酸素および窒素の分子と原子, 一酸化窒素, 二酸化窒素および亜酸化窒素)からなる高温空気モデルを考え, 化学非平衡性が気流に及ぼす効果を検討し, 同時に風洞運転にともなう窒素酸化物の予測法を示した。同様の考察はより低温で持続時間は短い空気流量の大きい極超音速風洞についても比較のために行った。

- (1) 化学平衡状態にある集合筒あるいはプレナム



(a) $p_0 = 1MPa$



(b) $p_0 = 500kPa$

図 16 アーク加熱風洞の排気ガスの χ_s の T_0 による変化。圧縮モデルによる計算結果。 $C = 25.0/s_0$ 。

室状態の計算を、アーク加熱風洞について $p_0 = 500$ kPa および 1MPa, $T_0 = 2,000 \sim 7,000$ K の範囲で、極超音速風洞について $p_0 = 3$ MPa および 10MPa, $T_0 = 900 \sim 1,500$ °C の範囲で行った。成分比率の T_0 による変化の計算結果を示し、特に NO, NO₂, N₂O の三成分について、アーク加熱風洞では p_0 による著しい差異はなく、 $\chi_{NO} = 10^{-2} \sim 10^{-1}$, $\chi_{NO_2} \leq 11^{-6}$, $\chi_{N_2O} = 10^{-5} \sim 10^{-6}$ であることを示した。同様に極超音速風洞でも p_0 による著しい差異はなく、 $\chi_{NO} = 10^{-4} \sim 10^{-2}$, $\chi_{NO_2} = 10^{-6}$, $\chi_{N_2O} = 10^{-7} \sim 10^{-6}$ の程度であることを示した。

(2) 化学非平衡な準一次元ノズル流の計算を行い、ノズルに沿う気流の諸量の変化をアーク加熱風洞を主として、いくつかの代表的計算例について図示した。化学非平衡状態はノズルスロート直後から開始するとしノズルに沿う圧力と温度の変化を示した。結果は一般に完全気体流と化学平衡流の間にあるが、膨張の初期では化学平衡状態に近いが、ノズル出口付近では完全気体流の状態に漸近することを示す。また粒子の成分比率 χ_s のノズルに沿う変化も示し、平衡流の場合と比較して χ_s が膨張と共に一定値に近づき、凍結状態となることを示した。

(3) ノズル出口での χ_s の T_0 と p_0 による変化の計算結果を図示した。ノズル出口では χ_s は p_0 にあまり依存せず、アーク加熱風洞の場合は $T_0 = 2,000 \sim 7,000$ K の中間において χ_{NO} , χ_{NO_2} および χ_{N_2O} がピークを示し、最大値は $T_0 = 3,000 \sim 4,000$ K において $\chi_{NO} = 5 \times 10^{-5}$, $\chi_{NO_2} = 10^{-5}$, $\chi_{N_2O} = 10^{-6}$ の程度である。極超音速風洞では $T_0 = 900 \sim 1,500$ °C で χ_{NO} 等は T_0 と共に漸増する。 p_0 やマッハ数による大差はなく、 $\chi_{NO} = 10^{-5} \sim 10^{-3}$, $\chi_{NO_2} = 10^{-7} \sim 10^{-6}$, $\chi_{N_2O} = 10^{-8} \sim 10^{-7}$ の程度である。なお極超音速風洞ではノズル出口での気流温度は完全気体流の値よりやや高く、 $r = r_0$ の完全凍結流状態にあることを示唆した。

(4) アーク加熱風洞の排気装置から排出する気体中の NO_x の測定結果を示し、NO と NO₂ の和からなる濃度が体積分率で 6,000 ppm 以上に達することを示した。成分の比率では NO が同程度あるいは NO₂ の方が多いことが明らかにされ、ノズル出口までの非平衡流の解析結果からは、このような多量の NO₂

の生成を説明することができないことを示した。

(5) このような高濃度の NO₂ の生成の原因を解明するため、圧力回復の過程での NO から NO₂ への酸化を考慮し、二つのモデル（流入モデルと圧縮モデル）を提示し、計算を行った。流入モデルでは真空槽への反応性空気の流入にともなう昇圧を考え、昇圧と共に NO が酸化し NO₂ が急増する傾向が明らかになった。昇圧にともなう NO₂ の急増は排気装置の最終段である油回転ポンプ内で著しいと考えられるので、これを考慮した圧縮モデルにより、NO の減少と共に NO₂ が急増することを示した。特にこのモデルでは $\chi_{NO} + \chi_{NO_2}$ は、大気圧付近で最終的に 10,000 ppm を超え、しかも $\chi_{NO_2} > \chi_{NO}$ となる場合があることを示した。これらの結果は前記の高濃度の NO₂ の生成を説明するものと考えられる。

(6) 極超音速風洞では、圧縮モデルを適用しても、ノズル出口での $\chi_{NO} = 10^{-5} \sim 10^{-3}$ の NO が、NO₂ に酸化されるという結論は得られなかった。極超音速風洞では、通常の作動条件では NO_x は 100 ppm 前後であり、その主成分は NO であると考えられる。

なお、アーク加熱風洞の特性の詳細については別に報告¹⁸⁾されている。現在ではアーク加熱風洞には排気ガス処理装置が設置され、高濃度の NO₂ は十分に吸収稀釈されて排出されている。アーク加熱風洞の建設と排気ガス処理装置の設置については宇宙開発事業団の高野晃副主任開発部員に特に尽力していただいた。また 5 章に示す NO_x 濃度の測定については当所航空機公害研究グループの山田秀志技官に協力して頂いた。これらの方々に感謝いたします。

付 記

$$C_v = (\partial e / \partial T)_v = \sum_s C_{vs} \tau_s + \sum_s e_s (\partial \tau_s / \partial T)_\rho,$$

$$C_p = (\partial h / \partial T)_p = C_v + \frac{k \{ z + T (\partial z / \partial T)_\rho \}^2}{z + \rho (\partial z / \partial \rho)_T},$$

$$\tau = d \ln p / d \ln \rho = \frac{C_p}{C_v} \left\{ 1 + \frac{\rho}{z} \left(\frac{\partial z}{\partial \rho} \right)_T \right\},$$

$$z = \sum_s \tau_s,$$

$$e_s = h_s - kT,$$

$$C_{vs} = d e_s / dT,$$

$$(\partial \tau_s / \partial T)_\rho = \tau_s D_s / D,$$

$$(\partial \tau_s / \partial \rho)_T = \tau_s D'_s / D,$$

$$D = 2(bc - a^2),$$

$$a = \tau_{N_0} + 2\tau_{N_2O} + 2\tau_{NO_2},$$

$$b = 4\tau_{O_2} + \tau_0 + \tau_{N_0} + \tau_{N_2O} + 4\tau_{NO_2},$$

$$c = 4\tau_{N_2} + \tau_N + \tau_{N_0} + 4\tau_{N_2O} + \tau_{NO_2},$$

$$D_s = \sum_{j=1}^5 C_j d_{sj}, \quad s = O_2, N_2, O, N, NO,$$

$$N_2O, NO_2$$

$$C_j = d \ln K_{nj}^2 / dT, \quad j = 1, 2, \dots, 5$$

$$d_{02,1} = -2\tau_0 c,$$

$$d_{02,2} = 2\tau_N a,$$

$$d_{02,3} = 2\tau_{N_0} (a - c),$$

$$d_{02,4} = 2\tau_{N_2O} (2a - c),$$

$$d_{02,5} = 2\tau_{NO_2} (a - 2c),$$

$$d_{N_2,1} = 2\tau_0 a,$$

$$d_{N_2,2} = -2\tau_N b,$$

$$d_{N_2,3} = 2\tau_{N_0} (a - b),$$

$$d_{N_2,4} = 2\tau_{N_2O} (a - 2b),$$

$$d_{N_2,5} = 2\tau_{NO_2} (2a - b),$$

$$d_{0,1} = bc - a^2 - \tau_0 c,$$

$$d_{0,2} = \tau_N a,$$

$$d_{0,3} = \tau_{N_0} (a - c),$$

$$d_{0,4} = \tau_{N_2O} (2a - c),$$

$$d_{0,5} = \tau_{NO_2} (a - 2c),$$

$$d_{N,1} = \tau_0 c,$$

$$d_{N,2} = bc - a^2 - \tau_N b,$$

$$d_{N,3} = \tau_{N_0} (a - b),$$

$$d_{N,4} = \tau_{N_2O} (a - 2b),$$

$$d_{N,5} = \tau_{NO_2} (2a - b),$$

$$d_{NO,1} = \tau_0 (a - c),$$

$$d_{N_0,2} = \tau_N (a - b),$$

$$d_{N_0,3} = bc - a^2 - \tau_{N_0} (b + c - 2a),$$

$$d_{N_0,4} = \tau_{N_2O} (3a - 2b - c),$$

$$d_{N_0,5} = \tau_{NO_2} (3a - b - 2c),$$

$$d_{N_2O,1} = \tau_0 (2a - c),$$

$$d_{N_2O,2} = \tau_N (a - 2b),$$

$$d_{N_2O,3} = \tau_{N_0} (3a - 2b - c),$$

$$d_{N_2O,4} = bc - a^2 - \tau_{N_2O} (4b + c - 4a),$$

$$d_{N_2O,5} = \tau_{NO_2} (5a - 2b - 2c),$$

$$d_{NO_2,1} = \tau_0 (a - 2c),$$

$$d_{NO_2,2} = \tau_N (2a - b),$$

$$d_{NO_2,3} = \tau_{N_0} (3a - b - 2c),$$

$$d_{NO_2,4} = \tau_{N_2O} (5a - 2b - 2c),$$

$$d_{NO_2,5} = bc - a^2 - \tau_{NO_2} (4c + b - 4a),$$

$$C_1 = 3/2T + T_{d_{O_2}}/T^2 + 2d \ln f_{O_2}^e / dT$$

$$- d \ln f_{O_2}^{in} / dT,$$

$$C_2 = 3/2T + T_{d_{N_2}}/T^2 + 2d \ln f_N^e / dT$$

$$- d \ln f_{N_2}^{in} / dT,$$

$$C_3 = T_{d_{N_0}}/T^2 + 2d \ln f_{N_0}^{in} / dT$$

$$- d \ln f_{O_2}^{in} / dT - d \ln f_{N_2}^{in} / dT,$$

$$C_4 = -3/2T + T_{d_{N_2O}}/T^2 + 2d \ln f_{N_2O}^{in} / dT$$

$$- d \ln f_{O_2}^{in} / dT - 2d \ln f_{N_2}^{in} / dT,$$

$$C_5 = -3/2T + T_{d_{NO_2}}/T^2 + 2d \ln f_{NO_2}^{in} / dT$$

$$- 2d \ln f_{O_2}^{in} / dT - d \ln f_{N_2}^{in} / dT,$$

$$D'_s = \sum_{j=1}^5 C'_j d_{sj}, \quad s = O_2, N_2, O, N, NO,$$

$$N_2O, NO_2$$

$$C'_1 = C'_2 = -1/\rho,$$

$$C'_3 = 0,$$

$$C'_4 = C'_5 = +1/\rho.$$

これらの表示は文献¹⁾に示した三原子気体に対する一般的表示を、NO_xを含む高温空気の場合に適用したに過ぎない。なお低温で酸素のみが解離している場合については

$$(\partial \tau_{O_2} / \partial T)_\rho = - \frac{\tau_{O_2} \tau_0}{(4\tau_{O_2} + \tau_0)} C_1,$$

$$(\partial \tau_0 / \partial T)_\rho = \frac{2\tau_{O_2} \tau_0}{(4\tau_{O_2} + \tau_0)} C_1,$$

$$(\partial \tau_{O_2} / \partial \rho)_T = \frac{\tau_{O_2} \tau_0}{(4\tau_{O_2} + \tau_0) \rho},$$

$$(\partial \tau_0 / \partial \rho)_T = - \frac{2\tau_{O_2} \tau_0}{(4\tau_{O_2} + \tau_0) \rho},$$

$$\begin{aligned}
 (\partial \gamma_{N_2} / \partial T)_\rho &= (\partial \gamma_N / \partial T)_\rho = (\partial \gamma_{NO} / \partial T)_\rho && \text{(付表 1)} \\
 &= (\partial \gamma_{N_2O} / \partial T)_\rho = (\partial \gamma_{NO_2} / \partial T)_\rho = 0, \\
 (\partial \gamma_{N_2} / \partial \rho)_T &= (\partial \gamma_N / \partial \rho)_T = (\partial \gamma_{NO} / \partial \rho)_T \\
 &= (\partial \gamma_{N_2O} / \partial \rho)_T = (\partial \gamma_{NO_2} / \partial \rho)_T = 0.
 \end{aligned}$$

分配関数とその計算のためのデータ⁶⁻⁸⁾を以下に示す。

$$f_s^e = \sum_{n=0}^{\infty} g_n^s \exp(-\epsilon_n^s / kT), \quad s = O, N$$

$$\begin{aligned}
 f_s^{in} &= \sum_{n=0}^{\infty} \{1 - \exp(-\nu_n^s / kT)\}^{-1} \\
 &\times \frac{(1 + \beta_n^s T) T}{(hc/k) B_n^s \sigma^s} g_n^s \exp(-\epsilon_n^s / kT), \\
 & \quad s = O_2, N_2, NO \text{ (付表 2)}
 \end{aligned}$$

但し $hc/k = 1.43882 \text{ cm} \cdot \text{K}$, c は光速。

$$\begin{aligned}
 f_{N_2O}^{in} &= \frac{1}{\sigma} \frac{T/T_r}{\{1 - \exp(-\omega_1/kT)\} \{1 - \exp(-\omega_2/kT)\}^2 \{1 - \exp(-\omega_3/kT)\}}, \\
 f_{NO_2}^{in} &= \frac{1}{\sigma} \frac{(T/T_r)^{3/2}}{\{1 - \exp(-\omega_1/kT)\} \{1 - \exp(-\omega_2/kT)\} \{1 - \exp(-\omega_3/kT)\}}.
 \end{aligned}$$

付表 1 ($s = O, N$)^{6,8)}

n	g_m^O	$\epsilon_n^O (\text{cm}^{-1})$	g_n^N	$\epsilon_n^N (\text{cm}^{-1})$
0	5	0.0	4	0.0
1	3	158.5	6	19223
2	1	226.5	4	19231
3	5	15867.7	5	28840
4	1	33792.4	2	83285.5
5	5	73767.81	4	83317.3
6	3	76794.69	6	83366
7	15	86628	2	86131.4
8	9	88630	4	86223.2
9	5	95476	6	88109.2
10	3	96226	4	88153.4
11	30	97420	2	93582.4
12	15	97488		
13	400	105000		

付表 2 ($s = \text{O}_2, \text{N}_2, \text{NO}$)^{7,8)}

	n	g_n	$\epsilon_n (\text{cm}^{-1})$	$B_n (\text{cm}^{-1})$	$\nu_n (\text{cm}^{-1})$	$\beta_n (K^{-1})$
O_2 $\sigma = 2$	0	3	0.0	1.4378	1556.22	1.497×10^{-5}
	1	2	7882.39	1.4179	1483.5	1.717×10^{-5}
	2	1	13120.908	1.39133	1404.79	1.992×10^{-5}
	3	3	35713.0	1.05	774.0	5.855×10^{-5}
	4	1	36210.0	0.8158	616.418	9.856×10^{-5}
	5	3	49363.1	0.814	684.36	4.635×10^{-5}
N_2 $\sigma = 2$	0	1	0.0	2.001	2330.7	0.846×10^{-5}
	1	3	47756.5	1.434	1432.6	1.744×10^{-5}
	2	6	59313.5	1.6288	1705.2	1.446×10^{-5}
	3	1	59584.0	1.472	1504	1.523×10^{-5}
	4	2	68956.6	1.626	1666.43	1.524×10^{-5}
	5	6	88984.1	1.8161	2000.94	1.207×10^{-5}
NO $\sigma = 1$	0	2	0.0	1.6957	1876.09	1.196×10^{-5}
	1	2	120.9	1.6957	1875.69	1.196×10^{-5}
	2	2	44138	1.9870	2342.34	0.806×10^{-5}
	3	4	45440	1.1194	1022.47	2.503×10^{-5}
	4	4	52373	1.955	2347	0.2×10^{-5}
	5	2	53292	1.9917	2281	0.811×10^{-5}
	6	4	60802	1.9772	2341.9	0.867×10^{-5}

付表 3 ($s = \text{N}_2\text{O}, \text{NO}_2$)⁸⁾

	g_n	$\omega_1 (\text{cm}^{-1})$	$\omega_2 (\text{cm}^{-1})$	$\omega_3 (\text{cm}^{-1})$	$T_r (K)$
N_2O $\sigma = 1$	1	1276.5	589.2	2223.7	0.6059
NO_2 $\sigma = 2$	2	1357.8	756.8	1665.5	1.1054

文 献

- 1) 松崎利一, 平林則明; 高温気体の比熱と等エントロピー指数に対する解析的表示とその応用, 航技研報告 TR- 671 (1981)
- 2) 航空宇宙技術研究所, 宇宙開発事業団; 共同研究成果報告書, 回収技術の研究, 昭和56年度 (1982)
- 3) 極超音速風洞建設グループ; 50cm 極超音速風洞の計画と構造, 航技研報告 TR- 116 (1966)
- 4) 平木 一, 清水福寿, 橋本 登; 高マッハ数風洞について(I), 航技研資料 TM- 1 (1961)
- 5) 和田 勇, 曾我国男, 井上安敏; 航技研ガンタンネルの構造と特性及びその応用, 航技研報告 TR- 556 (1978)
- 6) C. E. Moore; Atomic Energy Levels, NBS Circular 467 (1949)
- 7) G. Herzberg; Spectra of Diatomic Molecules, 2nd ed. D. Van Nostrand Co. (1950)
- 8) D. R. Stull and H. Prophet; JANAF Thermochemical Tables, 2nd ed. NSRDS-NBS37 (1971)
- 9) S. W. Kang, W. L. Jones, and M. G. Dunn; Theoretical and Measured Electron-Density Distributions at High Altitudes, AIAA Journal Vol.11 (1973), pp.141-149
- 10) 疋田 強; 窒素酸化物の反応化学, 窒素酸化物防止技術 (別冊化学工業 17 - 14), 化学工業社 (1974), pp.31-40
- 11) 日本化学会編; 環境汚染物質シリーズ, 窒素酸化物, 丸善 (1974), pp.75-97
- 12) 日本化学会編; 化学便覧 (改訂 2 版) 基礎編 II, 丸善 (1975), p.1016
- 13) 松崎利一, 平林則明; 酸素・水素燃焼生成物の非平衡ノズル流, 航技研報告 TR- 508 (1977)
- 14) 松崎利一, 平林則明; アーク加熱風洞の特性予測, 航技研資料 TM- 540 (1985)
- 15) K. N. C. Bray; Atomic Recombinations in a Hypersonic Wind-Tunnel Nozzle, J. Fluid Mech. Vol.6 (1959), pp.1-32
- 16) 相波哲朗; 航空用ガスタービン燃焼器における排気制御の研究(II) - 燃焼ガスの化学平衡計算と NO 濃度の計算, 航技研資料 TM- 273 (1975)
- 17) 鈴木邦男, 斉藤 隆, 山田秀志, 平田 宏; 航空用ガスタービン燃焼器における排気制御の研究(III) - NO_x の測定結果, 航技研資料 TM- 274 (1975)
- 18) 松崎貴至, 平林則明, 渡辺光則, 伊藤哲一, 高野 晃, 高塚 均; 450kW アーク加熱風洞の特性(I), 航技研資料 TM- 545 (1985)

航空宇宙技術研究所報告 874号

昭和60年9月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺東町7丁目44番地1
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182

印刷所 株式会社 東京プレス
東京都板橋区桜川2-27-12
