

航空技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AERONAUTICAL LABORATORY

TR-14

電磁流体の圧縮性境界層

須郷道也・小沢五郎

1961年7月

航空技術研究所
NATIONAL AERONAUTICAL LABORATORY

電磁流体の圧縮性境界層

須郷道也・小沢五郎

On Compressible Boundary Layer in Magnetodynamics

by Michiya SUGO & Goro OZAWA

This report shows a similar solution which bases on following assumptions.

1. Boundary layer approximation is to be applied to boundary layer theory in magnetodynamics.
2. Magnetic boundary layer is thicker than that of velocity, i. e., assuming that $Re \gg R_M \gg 1$.
3. Specific heat C_p and Prandtl number Pr are assumed constant, however, Pr is not always one.
4. The product of density ρ and viscosity η is assumed constant.

The author obtains following conclusions.

1. When outer velocity of the boundary layer is constant, there is a similar solution.
2. He can get also the similar solution of the thermal boundary layer.
3. The solution means that the thickness of the boundary layer becomes thinner along the stream under magnetic field.
4. The skin friction decreases when the similar solution is applicable under magnetic field.
5. The heat transfer rate slightly decreases for the upper case, the effect of the magnetic field on heat transfer is very weak.

1. ま え が き

本報告は、次の仮定にもとずいて、電導性流体圧縮性境界層の一相似解を示している。

1. 境界層近似を速度、および磁気境界層に適用している。
2. ただし磁気境界層は速度、温度境界層に比してかなり厚い。つまり $Re \gg R_M \gg 1$ という範囲での議論である。
3. 比熱 C_p とプラントル数 Pr は一定と考えている。ただし Pr は必ずしも 1 ではない。
4. 密度 ρ と粘性係数 η とかたまって積の形になっているものは一定と考える。

以上の仮定にもとずいて、次の結論を得ている。

1. 境界層外流が流れ方向に速度一定とすれば、相似解が存在する。
2. 同じく温度境界層についても、相似解が存在する。
3. 磁場をかけた場合には流れ方向に薄くなっていく境界層の解になる。
4. この場合には磁場をかけることによって摩擦抵抗が減少する。
5. 熱伝導はやはりわずかに減少するが、磁場の影響はごく小さい。

2. 基礎方程式

基礎方程式をベクトル形で書くと、連続、運動、エネルギーの方程式はそれぞれ

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{q}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{q}}{Dt} = \text{div} \mathbf{S} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2.2)$$

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = (\mathbf{q} \cdot \nabla) \mathbf{q} + \tau_{ik} \text{div} \mathbf{q} - \text{div} \mathbf{Q} + \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} \quad (2.3)$$

ここで ρ は密度、 $\mathbf{q} = (u, v)$ は速度ベクトル、 \mathbf{S} は圧力と粘性テンソルの和、 \mathbf{j} は電流密度、 \mathbf{B} は磁束密度、 h はエンタルピー、 p は圧力、 τ_{ik} は粘性テンソル、 \mathbf{Q} は熱流ベクトル、 σ は電気伝導度を意味している。

Maxwell 方程式は

$$\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}, \quad \text{div} \mathbf{j} = 0, \quad \text{rot} \mathbf{E} = 0, \quad \text{div} \mathbf{B} = 0, \quad (2.4)$$

Ohm の法則は

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{q} \times \mathbf{B}). \quad (2.5)$$

ここで \mathbf{E} は電場の強さですべて $M-K-S$ 単位系で記述している。

3. 2次元定常流における境界層近似

速度ベクトル \mathbf{q} について、その x, y 成分を u, v とし、また動粘性係数 ν 、磁気抵抗 ν_m 等について、それぞれの大きさの評価として、

$$u \sim O(1), \quad v \sim O(\delta), \quad x \sim O(1), \quad y \sim O(\delta), \quad \nu \sim O(\delta^2), \quad \nu_m \sim O(\delta)$$

とする。上の ν, ν_m の大きさの評価については、まえがきで述べたように、 $Re \gg R_m \gg 1$ の範囲を扱っていることから、矛盾のない評価といえることができる。

こうすれば、Navier-Stokes および Maxwell, Ohm の方程式について、それぞれ 1 に比して δ の大きさの項を無視すれば

運動方程式は

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial y} \right) - i_z B_y \quad (2.6)$$

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial y} + j_z B_x \quad (2.7)$$

エネルギー方程式は

$$\rho C_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + u \frac{\partial T}{\partial y} \right) = u \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \frac{j_z^2}{\sigma} \quad (2.8)$$

Ohm の法則は

$$j_z = -\frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (2.9a) \quad B_y = B_y(x) \quad (2.9b)$$

上で j , E , B , H 等のサフィックスは各 (x, y, z) 方向の成分を示している。

また2次元定常で磁場は $(x-y)$ 面内のみに存在するとすれば

$$j_x = j_y = 0, \quad E_x = E_y = 0, \quad E_z = \text{const} \quad (2.10)$$

よって Ohm の法則は

$$j_z = \sigma(E_z + uB_y) \quad (2.11)$$

だけが残ってくる。

したがって (2.9a) の $j_z = -\frac{\partial H_x}{\partial y}$ を (2.7) に代入して1回積分すれば

$$p = f(x) - \frac{\mu}{2} H_x^2 \quad (2.12)$$

という形になる。このことは従来の境界層では圧力 p は x のみの関数であるが、電磁流体の境界層では、磁場による圧力の項が残ることを示している。

4. 境界条件

4.1 速度場, 温度場についての境界条件

これらについての境界条件は普通の非電導性流体についてのものと全く同じである。速度場については、物体面における付着条件、速度境界層の外側での速度 u_∞ を与える。つまり

$$y=0 \quad \text{で} \quad u=0, \quad y=\infty \quad \text{で} \quad u=u_\infty \quad (3.1)$$

温度境界層については、壁の温度 T_w , 温度境界層の外側で T_∞ つまり

$$y=0 \quad \text{で} \quad T=T_w, \quad y=\infty \quad \text{で} \quad T=T_\infty \quad (3.2)$$

4.2 電磁場についての境界条件

磁場の y 成分 H_y については, (2.9b) より壁の表面で与えれば, すべての場で決定する。今後は $H_y = \text{一定}$ とする。

H_x については, 飛翔体の中に磁石を埋め込んでいるような場合の問題については磁場は, 物体に固定しており, 外部電場がないとすれば, 誘導電場も生ぜず, したがって, 非定常の Rayleigh 問題における完全導体の表面での境界条件

$$y=0 \text{ で } \frac{\partial B_x}{\partial y}=0 \quad (3.3)$$

をこの場合の表面の条件として用いればよい。これは飛翔体表面が、完全導体であろうと、完全不導体であろうと、同様に成立つと考えられる。

(3.3) は (2.9a) および (2.11) より

$$y=0 \text{ で } j_z=0 \text{ に対応し, したがって至る所で} \\ E_z=0 \quad (3.4)$$

が成立する。

4.3 無限遠での条件

次に運動方程式と, Ohm の法則 (3.4) を用いて, $y=\infty$ においては

$$\rho_\infty u_\infty \frac{\partial u_\infty}{\partial x} = -\frac{\partial p_\infty}{\partial x} - \sigma_\infty u_\infty B_y^2 \quad (3.5)$$

ここで ∞ をつけたのは, 境界層外流における値という意味である。(3.4) と (2.12) より

$$\rho_\infty u_\infty \frac{\partial u_\infty}{\partial x} = -f'(x) - \sigma_\infty u_\infty B_y^2 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{1}{R_M} \frac{H_{x\infty}}{H_y}\right) \quad (3.6)$$

$R_M = u_\infty \times \mu \sigma_\infty \gg 1$ であることから, また $\frac{H_{x\infty}}{H_y} \sim O(1)$ とすれば, (3.6) の右辺の () 中の第 2 項を省略しても, 境界層近似の範囲で矛盾を生じない。

つまり

$$\rho_\infty u_\infty \frac{\partial u_\infty}{\partial x} = -f'(x) - \sigma_\infty u_\infty B_y^2 \quad (3.7)$$

(3.7) は無限遠で与えた式であるが, 境界層内の至る所で $\frac{H_x}{H_y} \sim O(1)$ であり $R_M \gg 1$ ならば, (3.7) における評価は至る所で成立する。

したがって, (2.12) において磁場圧の効果はこうした条件下で省略しうると考えられる。

5. 解 法

運動方程式とエネルギー方程式にそれぞれ von Mises の変換をほどこす。

$(x, y) \sim (x, \psi)$ に変換する。

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} + \rho v \frac{\partial}{\partial \psi} \\ \frac{\partial}{\partial y} = -\rho u \frac{\partial}{\partial \psi} \quad (4.1)$$

ここで流れ関数は, 普通のものとは逆符号になっている。連続の方程式はしたがって, 自動的に満たされている。

すると (2.6) と (2.8) はそれぞれ

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial f}{\partial x} + \rho u \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\eta \rho \frac{\partial u}{\partial \psi} \right) - \sigma u B_y^2 \quad (4.2)$$

$$\rho u \frac{\partial C_p T}{\partial x} = u \frac{\partial f}{\partial x} + \rho^2 v^2 \eta \left(\frac{\partial u}{\partial \psi} \right)^2 + \rho u \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\rho u k \frac{\partial T}{\partial \psi} \right) + \sigma u B_y^2 \quad (4.3)$$

ここで, $C_p = \text{const}$, $Pr = \text{const}$ と仮定する。上に無限遠の条件 (3.7) を入れて無次元化して, 無次元量に * をつけると

$$\rho^* u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} = \frac{M^2}{Re} (1 - \sigma^* u^*) + \frac{1}{Re} \rho^* u^* \frac{\partial}{\partial \psi^*} \left(\eta^* \rho^* u^* \frac{\partial u^*}{\partial \psi^*} \right) \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} \rho^* u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} &= \frac{1}{Re Pr} \rho^* u^* \frac{\partial}{\partial \psi^*} \left(\kappa^* \rho^* \frac{\partial T^*}{\partial \psi^*} \right) + \frac{2\lambda}{Re} \rho^{*2} u^{*2} \eta \left(\frac{\partial u^*}{\partial \psi^*} \right)^2 \\ &+ \frac{2\lambda}{Re} M^2 (\sigma^* u^* - 1) u^* \end{aligned} \quad (4.5)$$

となる。ここで $u_\infty^* = 1$ としている (定数)。

またここで M は Hartmann 数, Re は Reynolds 数, $\lambda = \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2$ で γ は比熱比, M_∞ は境界層外流の Mach 数である。

なお, すべての無次元化は, 境界層外流の値をもとにして行なっている。

(4.4) に $2\lambda u^*$ をかけて, 辺々相加えれば

$$\frac{\partial}{\partial x^*} (T^* + \lambda u^{*2}) = \frac{1}{Re Pr} \frac{\partial}{\partial \psi^*} \left\{ \rho^* \eta^* u^* \frac{\partial}{\partial \psi^*} (T^* + \lambda Pr v^{*2}) \right\} \quad (4.6)$$

$T^* + \lambda u^{*2} = I$ と書いて

$$\frac{\partial}{\partial x^*} I^* = \frac{1}{Re Pr} \left[\frac{\partial}{\partial \psi^*} \left(\rho^* \eta^* u^* \frac{\partial I^*}{\partial \psi^*} \right) + \lambda \frac{\partial}{\partial \psi^*} \left\{ \rho^* \eta^* u^* (Pr-1) \frac{\partial u^{*2}}{\partial \psi^*} \right\} \right] \quad (4.7)$$

(4.4), (4.7) において $\rho^* \eta^* = 1$ と仮定すれば, それ以外の ρ^* については, 状態方程式

$$p^* = \rho^* T^* \quad (4.8)$$

より (4.4) を書きかえると

$$u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} = \frac{T^*}{p^*} \frac{M^2}{Re} (1 - \sigma^* u^*) + \frac{1}{Re} u^* \frac{\partial}{\partial \psi^*} \left(u^* \frac{\partial u^*}{\partial \psi^*} \right) \quad (4.9)$$

また (4.7) は

$$Pr \frac{\partial I^*}{\partial x^*} = \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial \psi^*} \left(u^* \frac{\partial I^*}{\partial \psi^*} \right) + \frac{\lambda}{Re} \frac{\partial}{\partial \psi^*} \left\{ u^* (Pr-1) \frac{\partial u^{*2}}{\partial \psi^*} \right\} \quad (4.10)$$

今境界層の外流において, $u_\infty = \text{const}$ であり, つまり $u_\infty^* = 1$ であるから, (3.7) を無次元化した式から

$$p^* = f^*(x^*) = -x^* + p_0^* \quad (4.11)$$

p_0^* は積分定数で, 境界層上流の適当な値を入れればよい。

(4.9), (4.10), (4.11) と, 速度 u^* や総エンタルピー I^* はすべて $\frac{\psi^*}{\sqrt{p_0 - x^*}} = \xi$ のみの

函数とすれば

$$\frac{\xi}{2} u \frac{du}{d\xi} = \frac{M^2}{Re} T(1-\sigma u) + \frac{1}{Re} u \frac{d}{d\xi} \left(v \frac{du}{d\xi} \right) \quad (4.12)$$

$$Pr \frac{\xi}{2} \frac{dI}{d\xi} = \frac{1}{Re} \frac{d}{d\xi} \left(u \frac{dI}{d\xi} \right) + \frac{\lambda}{Re} (Pr-1) \frac{d}{d\xi} \left(u \frac{du^2}{d\xi} \right) \quad (4.13)$$

上で無次元化した意味の * は省略した。

さらに $-\sqrt{Re} \xi = f(t)$, $u = f'(t)$ というおきかえによって

$$f''' + \frac{t}{2} f'' = -\frac{M^2}{Re} T(1-\sigma t') \quad (4.14)$$

$$I'' + \frac{Pr}{2} I' = 2\lambda(1-Pr) (f''' f' + f''^2) \quad (4.15)$$

$\xi < 0$, $f' > 0$ だから変数の変域は常に $t > 0$ である。

電気伝導度 σ は T のみの函数と考えている。したがって σ も変数 t のみの函数である。

上の方程式の境界条件として、

$$\left. \begin{array}{l} t=0 \text{ で } t'=0, \quad t=\infty \text{ で } f'=1 \\ t=0 \text{ で } T=T_w, \quad t=\infty \text{ で } T=T_\infty \end{array} \right\} \quad (4.16)$$

として、この連立常微分方程式を解けばよい。

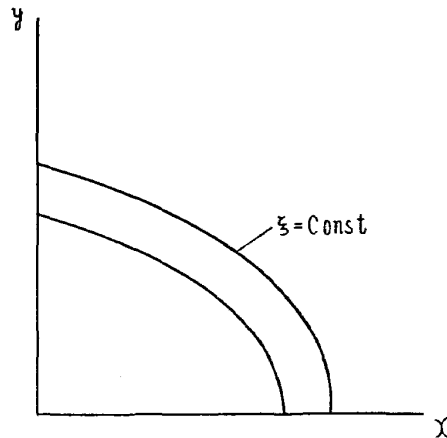


Fig. 1 境界層外縁の形状

上の解はすべて t , すなわち $-\xi = \frac{-\psi}{\sqrt{p_0 - X}}$ のみの函数であることから、 $u = T = \text{const}$ の線を引くと Fig. 1 のようになる。このことは境界層が後にいくほど薄くなっていく解であることを示している。

6. 数 値 計 算

数値計算は、(4.14) と (4.15) を連立させて、当研究所 Datatron 205 計算機を用いて行なった。

方法は Runge-Kutta 法で、境界値問題であるので、初期値 2 個を不定として試行錯誤法で、丁度境界条件を満たす解をさがした。

結果は Fig. 2 および Fig. 3 である。

7. 結 果

結果は f' および I の t についての函数値を求め、これを

$$\sqrt{Re}y^* = \sqrt{p_0^* - x^*} \int_0^t \frac{dt}{\rho^*} = \sqrt{p_0^* - x^*} \int_0^t \frac{T^*}{p^*} dt = \int_0^t \frac{T^*}{\sqrt{p_0^* - x^*}} dt \quad (6.1)$$

の逆変換から、 t と y の関係を求めて、 u^* 、 T^* と $\sqrt{Re}y^*$ との関係を示したのが Fig. 2, Fig. 3 である。

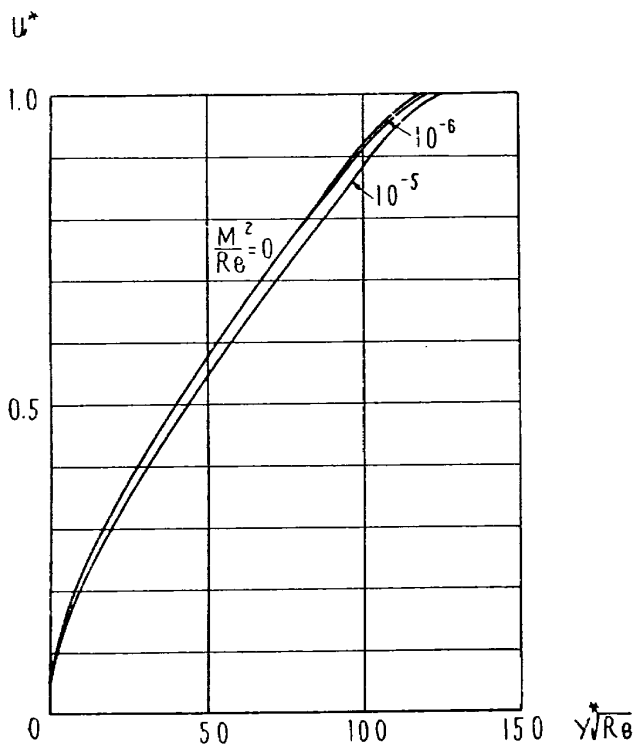


Fig. 2 境界層内の速度分布
 $M_\infty=30, Pr=0.70$

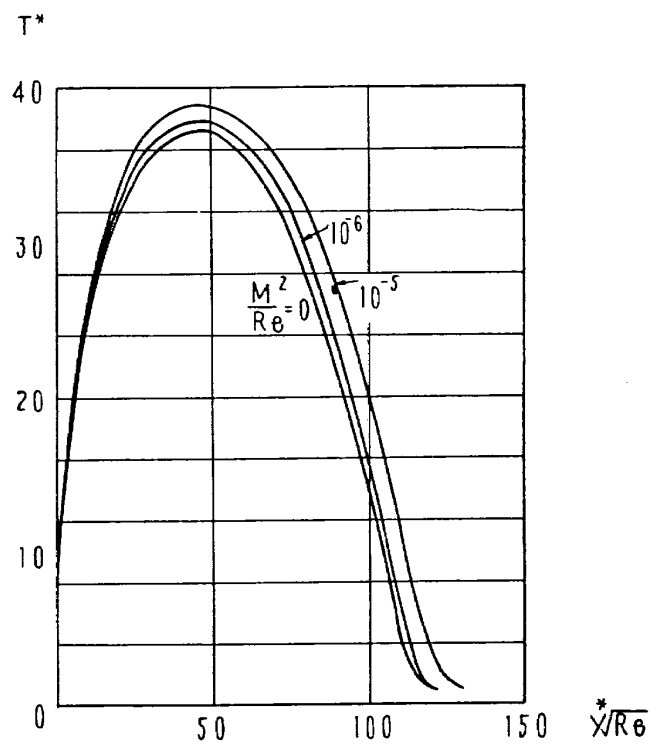


Fig. 3 境界層内温度分布
 $M_\infty=30, Pr=0.70, T_\infty=300^\circ\text{K}, T_w=1200^\circ\text{K}$

ここで $\sqrt{p_0^* - x^*} = 1$ としてある。

いずれも磁場をかけない場合とかけた場合について比較している。

速度については、磁場をかけると、 u の勾配が全般に減ってくることを示している。

温度については壁付近では温度勾配は減少するが、中間および外に向っては、温度が増大する傾向を示す。

しかし壁の近くでの温度勾配の減少はわずかであって、磁場による熱遮断効果はあまり期待できない。

ここで一言断っておくが、磁場が0の場合にはこうした解は物理的に実現しないことは明瞭である。ここで $\frac{M^2}{Re}=0$ の場合を示しているのはあくまで $\frac{M^2}{Re} \neq 0$ の場合との比較のためであって、この比較によって、磁場の強弱による速度、温度の分布の変化の傾向をつかむためである。

あ と が き

本報告は、以上のように磁場が物体に固定されているときの物体まわりの境界層の相似解を示している。摩擦抵抗や、熱伝達係数は磁場の増加とともに減少する傾向を示している。

特に熱伝達係数についての磁場の影響は小さいことがわかった。

実際のロケット等飛翔体中に磁石を積み込むような場合には、まわりの境界について以上のような流体力学的取扱いが成立すると思う。

記 号

ρ : 密度,	p : 圧力,	T : 温度	k : 熱伝導係数
$\mathbf{q}=(u, v)$: 速度ベクトル,	M_∞ : マッハ数		$R_M := \mu\sigma U_\infty L$ 磁気レイノルズ数
\mathbf{S} : 圧力, 粘性テンソル			Re : レイノルズ数
$M := \mu H_\infty L \sqrt{\frac{\sigma}{\eta}}$ ハルトマン数			ϕ : 流れ関数
h : エンタルピー			C_p : 定圧比熱
\mathbf{Q} : 熱流ベクトル			Pr : プラントル数
\mathbf{j} : 電流密度,	\mathbf{B} : 磁束密度		$\lambda := \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2$
σ : 電気伝導度,	μ : 透磁率		[サフィックス]
\mathbf{E} : 電場の強さ			x, y, z : 直交座標の各成分を示す
$\nu_m : (\mu\sigma)^{-1}$ 磁気粘性			∞ : 境界層外流の値
$\nu := \frac{\eta}{\rho}$ 動粘性, η : 粘性係数			w : 壁の上での値
			$*$: 無次元量を示す

文 献

- (1) Z. O. Bleviss, Magnetgasdynamics of hypersonic Couette flow.
J. Aero-Space Sci. 25 (1958) 601—615
- (2) R. C. Meyer, On reducing aerodynamic heat-transfer rates by magneto-hydrodynamic techniques.
J. Aero-Space Sci. 25 (1958) 561—566
- (3) V. J. Rossow, On flow of electrically conducting fluids over a flat plate in the presence of a transverse magnetic field.
NACA Rep. 1358 (1958)
- (4) 今井功, 桜井明, 電磁流体力学
岩波講座 現代物理学

第 1 表 $\frac{M^2}{Re} = 0$ の時の速度, 温度分布

$\sqrt{Re}y^*$	u^*	T^*	$\sqrt{Re}y^*$	u^*	T^*
0	0	4.0000	111.3592	0.9915	3.8742
1.6259	0.0664	12.0739	112.0611	0.9942	3.1724
4.7553	0.1328	19.0332	112.6382	0.9962	2.6212
9.1646	0.1986	24.8734	113.1179	0.9974	2.1944
14.6300	0.2647	29.5941	113.1179	0.9984	1.8688
20.9282	0.3298	33.2048	113.8707	0.9990	1.6239
27.8395	0.3938	35.7299	114.1764	0.9994	1.4423
35.1507	0.4563	37.2134	114.4509	0.9996	1.3095
42.6597	0.5168	37.7211	114.7027	0.9998	1.2137
50.1800	0.5748	37.3422	114.9382	0.9999	1.1457
57.5448	0.6298	36.1870	115.1623	0.9999	1.0980
64.6116	0.6813	34.3839	115.3784	1.0000	1.0650
71.2645	0.7290	32.0733	115.5890	1.0000	1.0425
77.4176	0.7725	29.4005	115.7959	1.0000	1.0274
83.0101	0.8115	26.5078	116.0003	1.0000	1.0174
88.0140	0.8460	23.5272	116.2031	1.0000	1.0109
92.4228	0.8761	20.5742	116.4048	1.0000	1.0067
96.2519	0.9233	17.7433	116.6059	1.0000	1.0040
99.5331	0.9233	15.1059	116.8065	1.0000	1.0024
102.3105	0.9411	12.7105	117.0068	1.0000	1.0013
104.6353	0.9555	10.5842	117.2070	1.0000	1.0008
106.5627	0.9670	8.7359	117.4072	1.0000	1.0004
108.1478	0.9757	7.1600	117.6072	1.0000	1.0002
109.4438	0.9827	5.8404	117.8073	1.0000	1.0001
110.4995	0.9878	4.7541	118.0073	1.0000	1.0001
			118.2073	1.0000	1.0001

第 2 表 $\frac{M^2}{Re} = 10^{-6}$ の時の速度, 温度分布

$\sqrt{Re}y^*$	u^*	T^*	$\sqrt{Re}y^*$	u^*	T^*
0	0	0	112.0020	0.9914	3.9186
1.6256	0.0662	4.0000	112.7117	0.9941	3.2067
4.7548	0.1328	12.0715	113.2948	0.9961	2.6472
9.1656	0.1983	24.8874	113.2948	0.9974	2.2140
14.6355	0.2639	29.6265	114.1872	0.9983	1.8832
20.9426	0.3288	33.2613	114.5378	0.9989	1.6344
27.8680	0.6798	35.8152	114.8453	0.9993	1.4498
35.1993	0.4549	37.3301	115.1210	0.9996	1.3148
42.7379	0.5153	37.8698	115.3737	0.9997	1.2174
50.2880	0.5732	37.5210	115.6099	0.9998	1.1482
57.6913	0.6282	36.3919	115.8343	0.9999	1.0996
64.8011	0.6748	34.6087	116.0507	0.9999	1.0660
71.5004	0.7275	32.3107	116.2615	1.0000	1.0432
77.7007	0.7711	29.6425	116.4685	1.0000	1.0278
83.3423	0.8102	26.7467	116.6729	1.0000	1.0176
88.3931	0.8449	23.7563	116.8757	1.0000	1.0110
92.8463	0.8751	20.7879	117.0775	1.0000	1.0067
96.7162	0.9009	17.9377	117.2785	1.0000	1.0040
100.0342	0.9226	15.2787	117.4791	1.0000	1.0023
102.8438	0.9405	12.8608	117.6795	1.0000	1.0012
105.1965	0.9550	10.7122	117.8797	1.0000	1.0006
107.1474	0.9666	8.8430	118.0797	1.0000	1.0003
108.7250	0.9756	7.2480	118.2798	1.0000	1.0001
110.1323	0.9825	5.9115	118.4798	1.0000	1.0000
111.1323	0.9876	4.8107	118.6798	1.0000	1.0000
			118.8797	1.0000	1.0000

第 3 表 $\frac{M^2}{Re} = 10^{-5}$ の時の速度, 温度分布

\sqrt{Rey}^*	u^*	T^*	\sqrt{Rey}^*	u^*	T^*
0	0	4.0000	135.7933	0.0163	50.0525
0.9862	0.0013	3.8618	145.9829	0.0163	51.8423
2.3447	0.0026	7.7231	156.5297	0.0162	53.6248
4.0754	0.0038	9.5840	167.4323	0.0160	55.3995
6.1783	0.0050	11.4444	178.6890	0.0159	57.1661
8.6532	0.0062	13.3043	190.2981	0.0157	58.9241
11.4999	0.0073	15.1635	202.2580	0.0155	60.6732
14.7185	0.0084	17.0218	214.5668	0.0153	62.4132
18.3086	0.0094	18.8793	227.2226	0.0150	64.1435
22.2701	0.0103	20.7356	240.2236	0.0148	65.8640
26.6028	0.0112	22.5906	0	0	0
31.3062	0.0120	24.4440	1.6225	0.0641	4.0000
36.3803	0.0134	28.1453	4.7516	0.1286	12.0520
41.8244	0.0134	28.1453	9.1791	0.1920	25.0352
47.6382	0.0140	29.9925	14.6958	0.2556	29.9572
53.8212	0.0145	31.8370	21.0922	0.3186	33.8332
60.3728	0.0150	33.6785	28.1601	0.3807	36.6747
67.2924	0.0154	35.5166	35.6948	0.4416	38.5071
74.5792	0.0157	37.3509	43.4985	0.5008	39.3732
82.2324	0.0159	39.1810	51.3839	0.5580	39.3364
90.2513	0.0161	41.0067	59.1785	0.6126	38.4820
98.9348	0.0163	42.8274	66.7292	0.6642	36.9161
107.3819	0.0164	44.6427	73.9058	0.7124	34.7632
116.4915	0.0164	46.4523	80.6044	0.7568	32.1604
125.9624	0.0164	48.2557	86.7494	0.7971	29.2502

\sqrt{Rey}^*	u^*	T^*	\sqrt{Rey}^*	u^*	T^*
92.2934	0.8331	26.1723	121.5564	0.9988	1.7607
97.2159	0.8647	23.0565	121.8857	0.9993	1.5434
101.5209	0.8920	20.0138	122.1776	0.9996	1.3839
105.2324	0.9152	17.1341	122.1776	0.9997	1.2684
108.3898	0.9344	14.4829	122.6872	0.9999	1.1860
111.0436	0.9502	12.1018	122.9182	0.9999	1.1280
113.2499	0.9627	10.0110	123.1396	1.0000	1.0878
115.0675	0.9726	8.2128	123.3542	1.0000	1.0603
116.5538	0.9803	6.0956	123.5643	1.0000	1.0417
117.7631	0.9860	5.4382	123.7713	1.0000	1.0295
118.7446	0.9903	4.4136	123.9763	1.0000	1.0214
119.5420	0.9933	3.5921	123.1800	1.0000	1.0162
120.1930	0.9955	2.9435	124.3829	1.0000	1.0129
120.7291	0.9971	2.4391	124.5853	1.0000	1.0109
127.1765	0.9981	2.0527	124.7873	1.0000	1.0097

既 刊 報 告

TR-1	遷音速風洞測定部に関する予備実験 Preliminary Investigation of N. A. L. Transonic Wind-Tunnel Test-Section	1960年2月	平木一, 石井孝雄 大島信彦
TR-2	遷音速風洞用 22.5 MW 主送風機 I. 模型送風機による性能試験 22.5 MW Main Blower for N. A. L. Transonic Wind Tunnel I. Performance Test of the Model Blower	1960年5月	山内正男, 松木正勝 塩入淳平, 富永守之
TR-3	風洞用角度計の試作実験 An Experiment on Angle Measuring Instruments of Airplane Models in Wind Tunnel Test	1960年8月	小橋安次郎, 長洲秀夫 高島一明, 波木井潔
TR-4	回転円板の強度 Strength of Rotating Discs	1960年9月	佐藤和郎, 永井文雄
TR-5	航空技術研究所 (60 cm×60 cm) 遷音 速フラッタ試験設備の計画と整備試験 Design and Development of N. A. L. 60 cm×60 cm Transonic Blowdown Wind Tunnel for Flutter Testing	1960年12月	中井暎一, 橋爪宏 中村泰治
TR-6	高温歪ゲージの温度特性 Temperature Characteristics of High Temperature Strain Gage	1960年12月	竹中幸彦
TR-7	遷音速風洞の測定部 On the Transonic Test Section	1961年1月	村崎寿満
TR-8	繰返し荷重試験装置の予備試験 Preliminary Study for Development of Repeated Load Testing Rigs for Full-Scale Aircraft Structures	1961年3月	竹内和之, 飯田宗四郎
TR-9	遷音速流小擾乱理論の研究 (I) —非線型補正理論— Studies on the Small Disturbance Theory of Transonic Flow (I) —Non-Linear Correction Theory—	1961年3月	細川 巖
TR-10	喰違い角の大きい減速翼列の研究 Cascade Tests of High Stagger Compressor Blades	1961年3月	松木正勝, 高原北雄 西脇英夫, 森田光男
TR-11	軟鋼円板の回転による降伏 Yielding of Rotating Discs of Mild Steel	1961年4月	佐藤和郎, 永井文雄
TR-12	薄肉開断面梁の自由振動について On the Natural Vibration of Thin- Walled Beams of Open Cross Section	1961年5月	川井忠彦, 埴 武敏
TR-13	衝撃波と境界層の干渉についての 実験的研究 Experimental Results of the Inter- action between Shock Wave and Turbulent Boundary Layer	1961年7月	須郷道也, 伝山幸雄

航空技術研究所報告 14 号

昭和 36 年 7 月 発行

発 行 所 航空技術研究所
 東京都三鷹市新川 700
 電話武蔵野(022)(3)5171(代表)

印 刷 所 笠井出版印刷社
 東京都港区芝南佐久間町1の53
