

大迎角翼型回りの遷音速流の数値解析

信 太 良 文* 桑 原 邦 郎**

Computation of Flow around NACA0012
Airfoil at High Angle of Attack

by

Yoshifumi SHIDA

The Institute of Computational Fluid Dynamics

Kunio KUWAHARA

The Institute of Space and Astronautical Science

ABSTRACT

Transonic flow around an NACA0012 airfoil at high angle of attack is simulated by solving the two-dimensional Navier-Stokes equations. The block pentadiagonal matrix scheme is employed. Periodic phenomena of shock-wave vortex interaction are observed. For comparison, computation of subsonic flow has been done. Small vortices are observed between the leading edge and the center of the chord.

1. 緒 言

近年の電子計算機の発達は著しく、数多くの流れ場が数値的に解析されている。定常状態の数値計算では Euler 方程式に基づいて、全機まわりの流れも解析されるようになってきた。¹⁾非定常計算においても、ダイナミック・ストールの計算²⁾⁻⁶⁾が、いくつかなされている。非定常計算では渦の剝離が見られ、その運動は興味深いものであった。しかし、いずれの計算も非圧縮性あるいは Mach 数 0.3~0.4 のもので衝撃波の発生しない領域のものであった。衝撃波と渦との相互作用を研究したものはほとんどない。本論文では、衝撃波と渦との相互作用を観察することを目的とする。本論文では、迎角15度の翼 NACA 0012 に Mach 0.8 の一様流があたった場合を考える。前方から剝離してくる渦と後方に立つ衝撃波の干渉

が予測される。

2. 支配方程式と数値計算法

支配方程式としては、二次元の圧縮性 Navier-Stokes 方程式を一般座標系で表現したものをを用いる。

$$\partial_x Q + \partial_\xi M + \partial_\eta N = 0$$

ここで

$$M = E - 1/\text{Re } R, \quad N = F - 1/\text{Re } S$$

$$Q = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad E = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x P \\ \rho v U + \xi_y P \\ (e + P)U - \xi_t P \end{bmatrix}$$

$$F = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x P \\ \rho v V + \eta_y P \\ (e + P)V - \eta_t P \end{bmatrix}$$

$$U = \xi_t + \xi_x u + \xi_y v, \quad V = \eta_t + \eta_x u + \eta_y v$$

* 計算流体力学研究所

** 宇宙科学研究所

$$R = \frac{1}{J} (\xi_x R' + \xi_y S'), \quad S = \frac{1}{J} (\eta_x R' + \eta_y S')$$

$$R' = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ R_4 \end{bmatrix}, \quad S' = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ S_4 \end{bmatrix}$$

$$\tau_{xx} = (\lambda + 2\mu) u_x + \lambda v_y$$

$$\tau_{xy} = \mu (u_y + v_x)$$

$$\tau_{yy} = (\lambda + 2\mu) v_y + \lambda u_x$$

$$R_4 = u \tau_{xx} + v \tau_{xy} + \alpha \partial_x a^2$$

$$S_4 = u \tau_{xy} + v \tau_{yy} + \alpha \partial_y a^2$$

$$a^2 = r(r-1) \left(e/\rho + \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right)$$

$$\alpha = k P_r^{-1} (r-1)^{-1}$$

以上で、 μ は粘性率、ストークスの関係 $\lambda + \frac{2}{3}\mu = 0$ を用いている。 k は熱拡散率、 P_r はプラントル数、 r は比熱比で 1.4 である。

数値計算は、ブロック五重対角行列反転法⁶⁾を用いて行う。ブロック五重対角行列反転法は、近似因数分解法⁷⁾を基礎として精度を上げた方法である。

支配方程式は次のように差分近似される。

(1) 時間差分を三点後退差分により二次精度で近似する。

(2) 対流項を次のように四次精度で中心差分する。

$$\frac{\partial F}{\partial x} \sim \delta_x F = \frac{-F_{j+2} + 8(F_{j+1} - F_{j-1}) + F_{j-2}}{12(\Delta x)}$$

$$+ O(\Delta x^4)$$

(3) 粘性項は通常の二次精度の中心差分で近似する。

(4) 四階の数値粘性項を陰的部分(左辺)と陽的部分(右辺)の両方に付け加える。

以上の差分近似の後、近似因数分解法を使うと数値計算に使う最終的な式は以下のようになる。

$$\begin{aligned} & \left(I + \frac{2}{3} \Delta t \delta_\xi A^n - \frac{2}{3} \Delta t \text{Re}^{-1} \delta_\xi C^n + \varepsilon J \right. \\ & \quad \left. + \varepsilon J^{-1} (\nabla_\xi \Delta_\xi)^2 J \right) \cdot \left(I + \frac{2}{3} \Delta t \delta_\eta B \right. \\ & \quad \left. - \frac{2}{3} \Delta t \text{Re}^{-1} \delta_\eta D^n + \varepsilon J^{-1} (\nabla_\eta \Delta_\eta)^2 J \right) \Delta Q^n \\ & = -\frac{2}{3} \Delta t (\delta_\xi E^n + \delta_\eta F^n - \text{Re}^{-1} (\delta_\xi R^n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + \delta_\eta S^n) - \varepsilon (J^{-1} (\nabla_\xi \Delta_\xi)^2 J) Q^n \\ & - \varepsilon (J^{-1} (\nabla_\eta \Delta_\eta)^2 J) Q^2 - \frac{1}{3} \Delta Q^{n-1} \end{aligned}$$

ここで

$$\Delta Q^2 = Q^{n+1} - Q^n$$

$$A = \frac{\partial E}{\partial Q}, \quad B = \frac{\partial F}{\partial Q}, \quad C = \frac{\partial R^\xi}{\partial Q}, \quad D = \frac{\partial S^\eta}{\partial Q}$$

ここで、 R^ξ は R において η 微分を 0 とおいたもの、 S^η は S において ξ 微分を 0 とおいたものである。

ε は通常 $\beta \Delta t / \Delta x$ (但し、 $\beta = O(0.1 \sim 0.01)$) のようにおくが、今回のシミュレーションは運動が過激であるため、数値的に安定な解を得るためには $\beta = 1$ にせざるを得なかった。

3. 計算結果

ここでは、迎角 15 度の NACA0012 をすぎる流れを取り扱う。Mach 数は 0.8、Reynolds 数は 10^6 とする。計算格子は C タイプのグリッドを代数的に作ったものを使用する。最小メッシュ幅は $0.1/\sqrt{\text{Re}}$ にとってある。格子の大きさは 321×80 である。

図 1, 2, 3, 4 に翼弦長および一様流の速度 (Mach 0.8) で規格化した無次元時間 8.8 から 14.4 までの、等速度ベクトル図、等密度線図、等マッハ線図および等圧力線図を無次元時間 0.8 で掲げる。いずれの図からも一定の周期性があることがわかる。また、その周期の間に渦と衝撃波の干渉があることも想像できる。

およそ一周期をより詳細に時間間隔をとった等密度線図を図 5 に示す。細長い渦ときれいに衝撃波が同時に存在する状態から、渦がしだいに太くなり、やがて渦がもり上がって衝撃波が後方に押しやられていく状態、新しい衝撃波が前方にできて、渦を後方に押していく状態が次々と観察される。

図 6 に翼表面の圧力係数分布を示し、図 7 に揚力係数の時間変化を示す。きれいな周期性が認められる。

比較のため、Mach 0.3 で他の条件を同じにした計算を行った。等密度線図を図 8 に速度ベクトル図を図 9 に示す。このときは、四階の数値拡散の係数 β は 0.1 である。細かい渦が翼先端より剝離し、大きくなりながら後流に流されていくのが観察される。

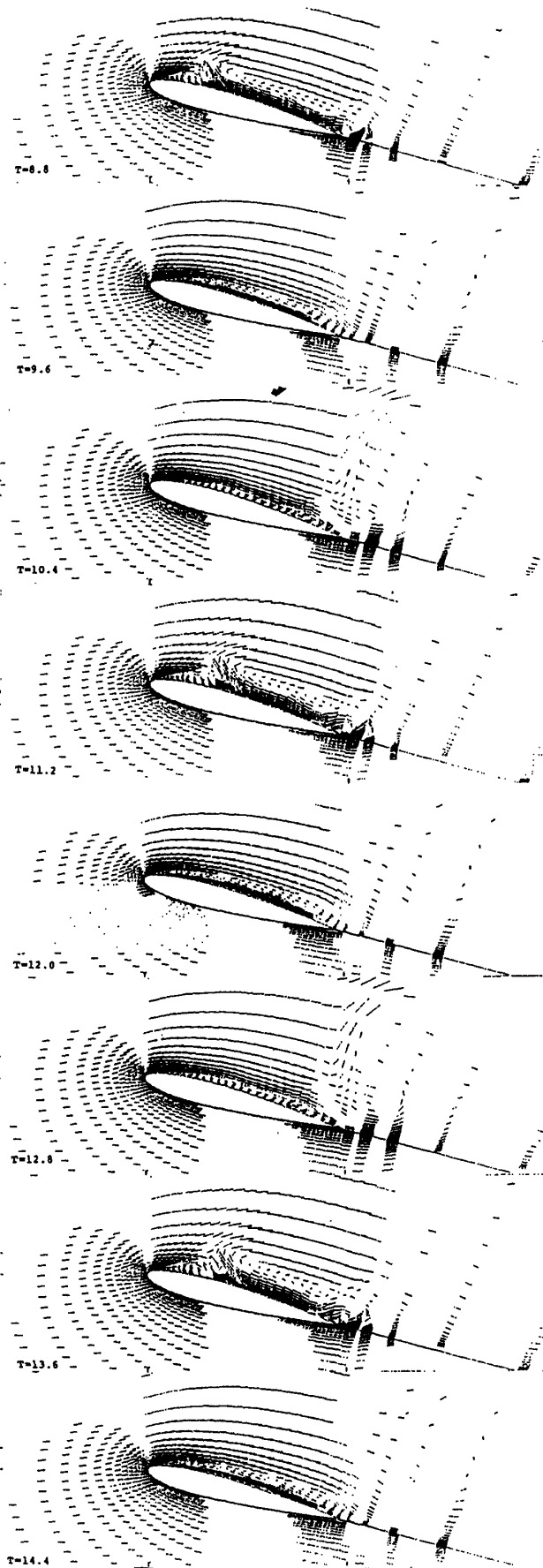


図1 速度ベクトル分布(マッハ0.8)

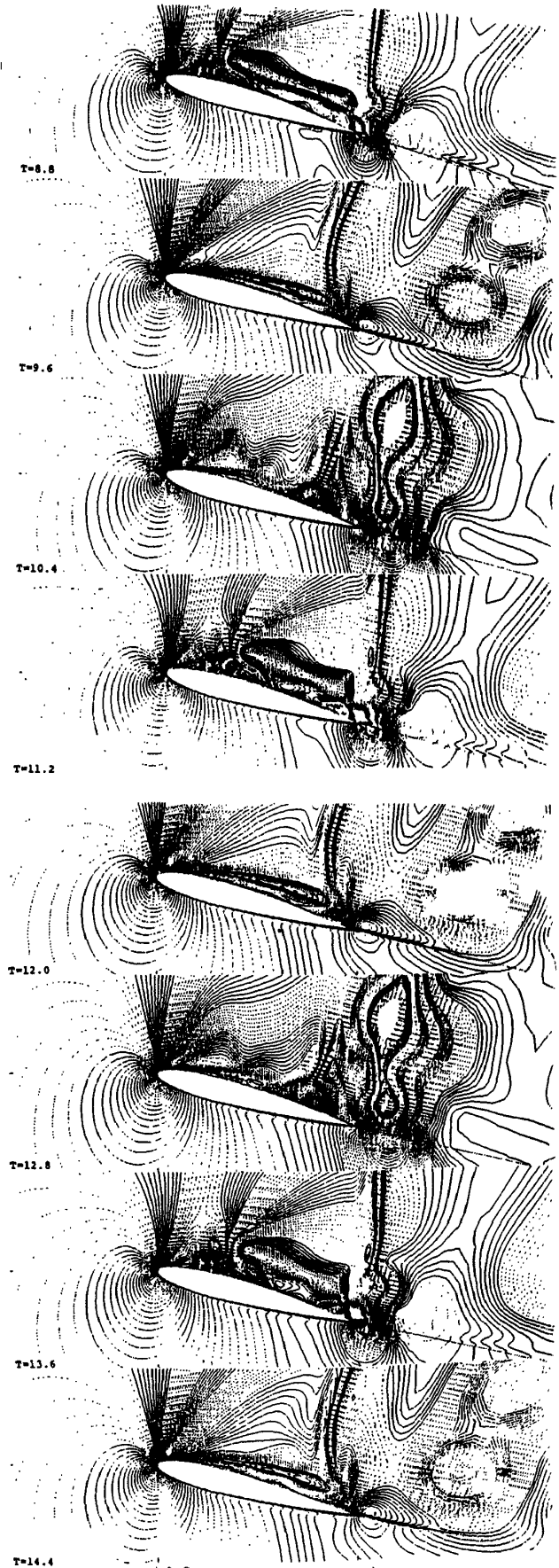


図2 等密度線図(マッハ0.8)

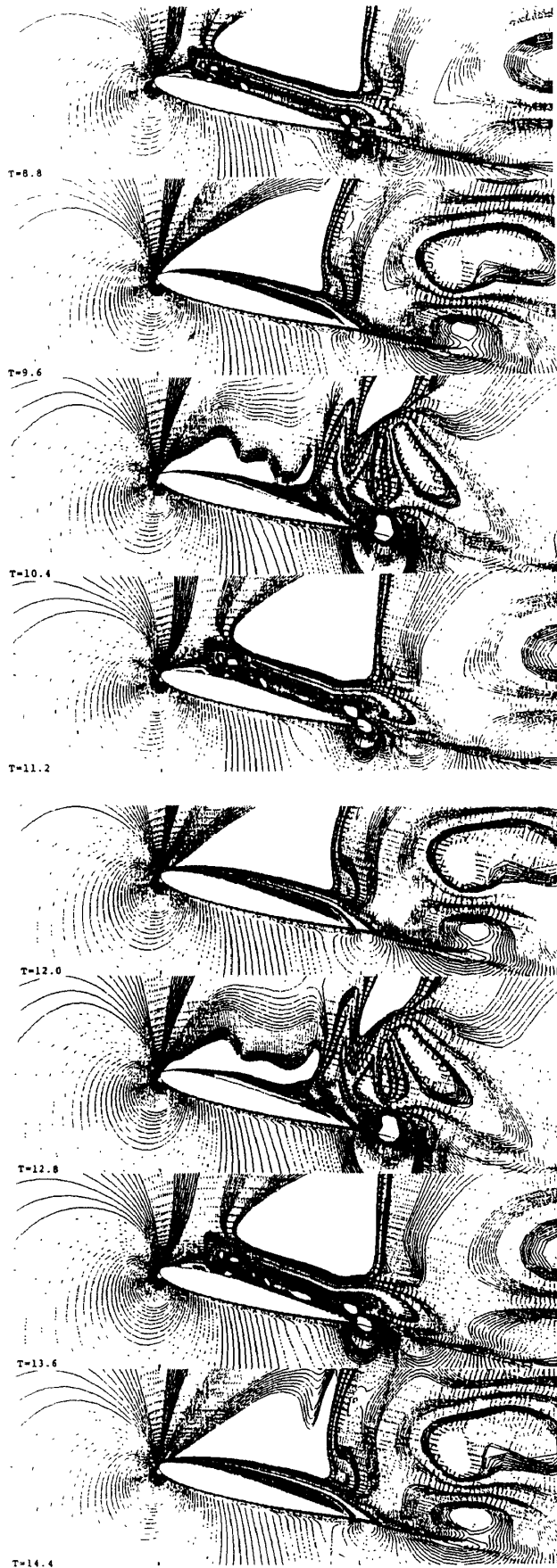


図3 等マッハ線図(マッハ0.8)

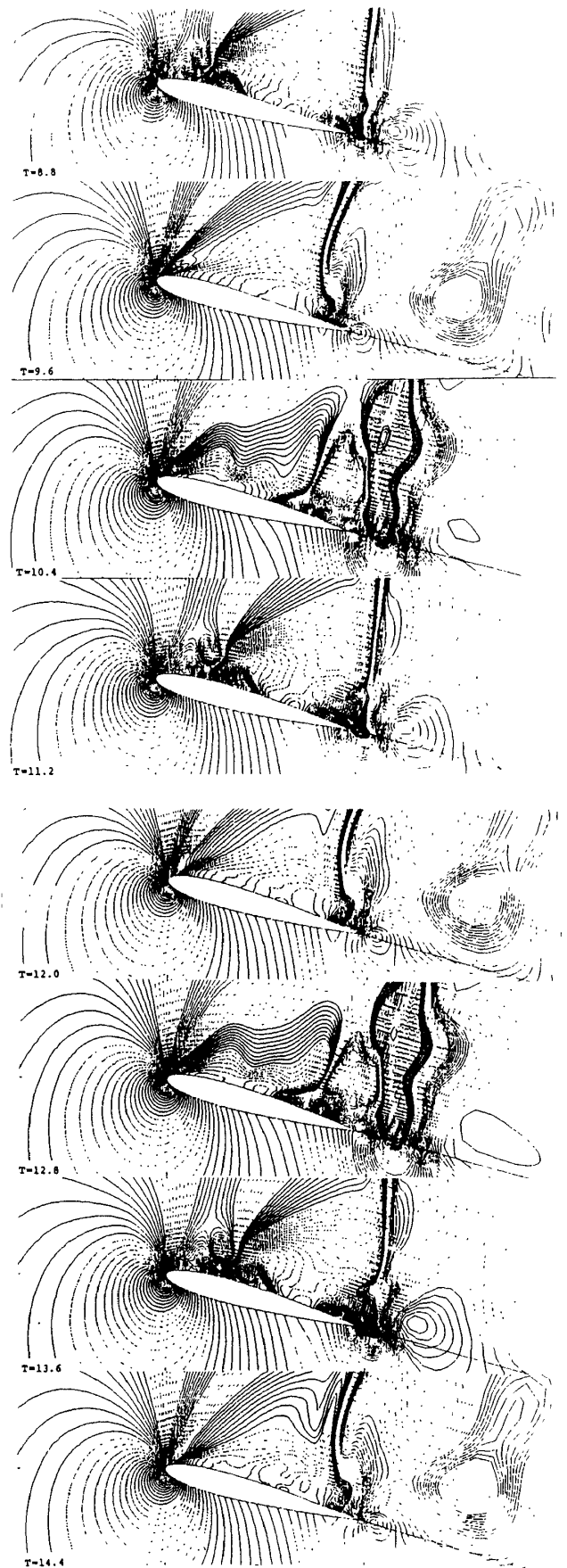


図4 等圧力線図(マッハ0.8)

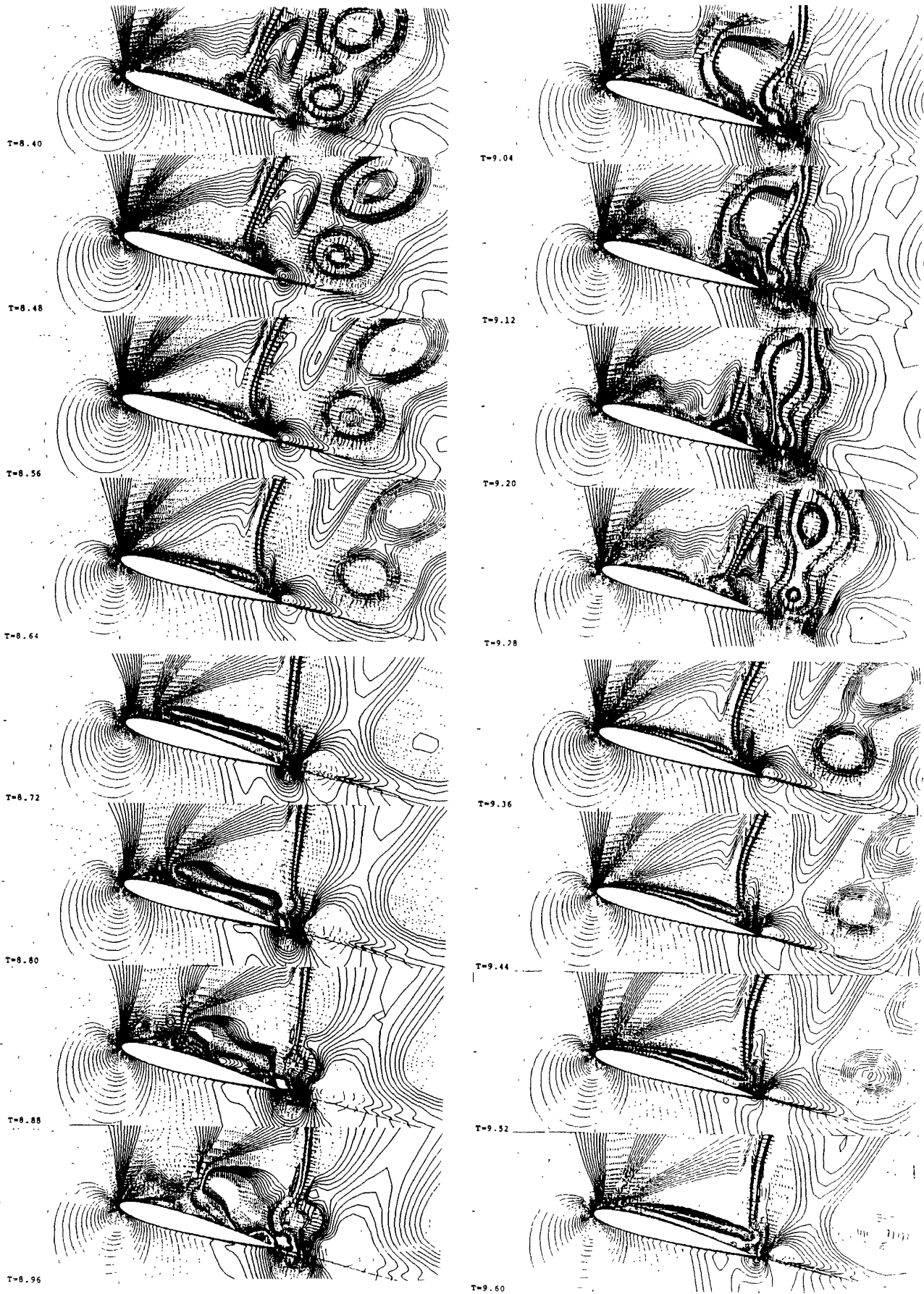


図5 等密度線図(マッハ0.8詳細)

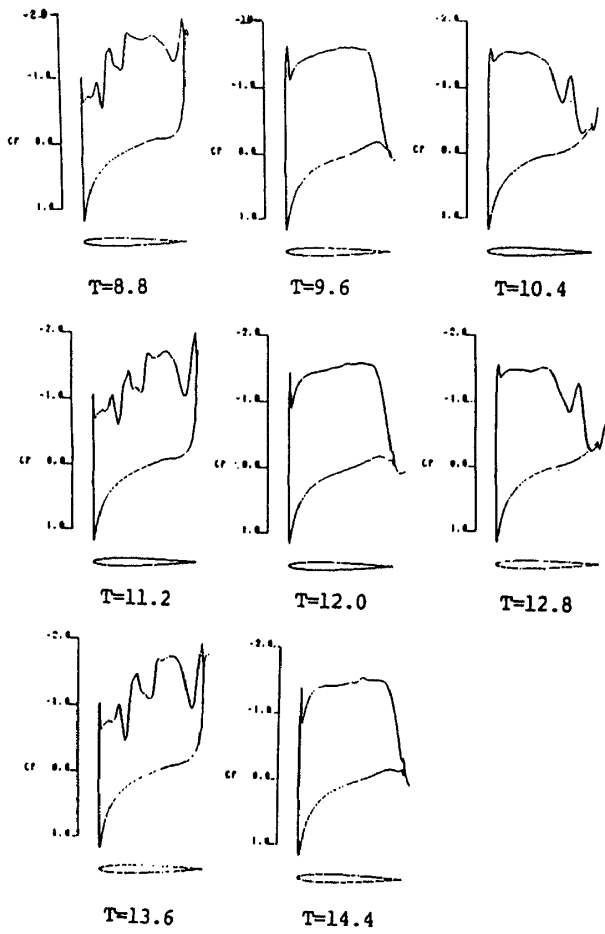


図 6 圧力係数分布 (マッハ 0.8)

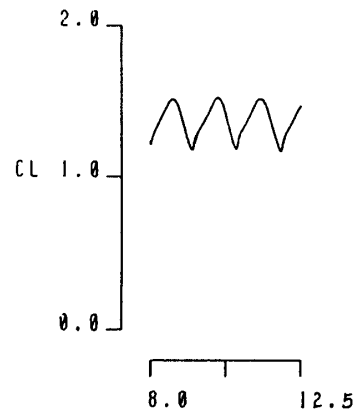


図 7 揚力係数の時間変化 (マッハ 0.8)

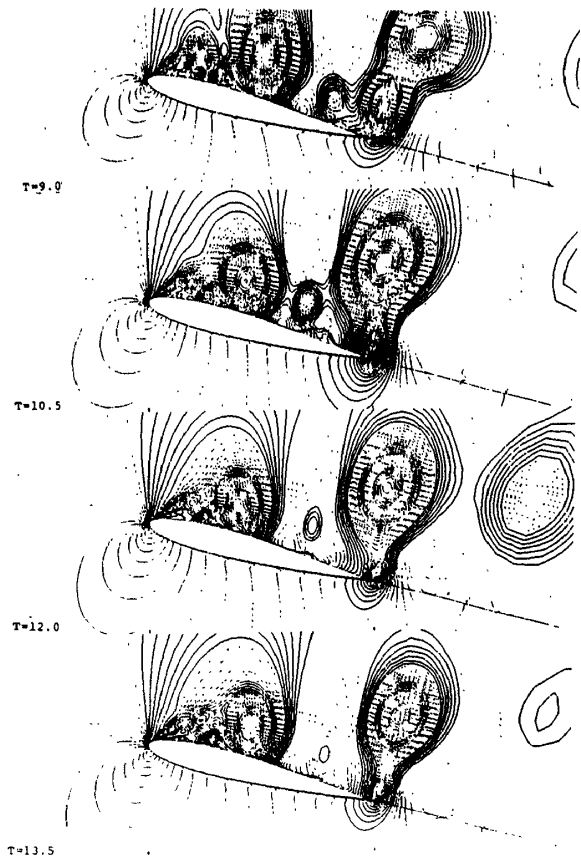


図 8 等密度線図 (マッハ 0.3)

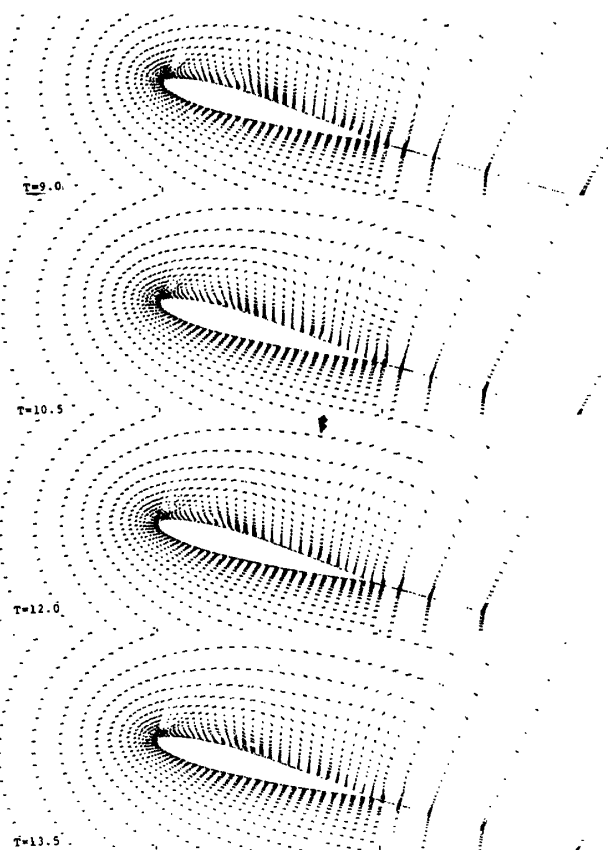


図 9 速度ベクトル分布 (マッハ 0.3)

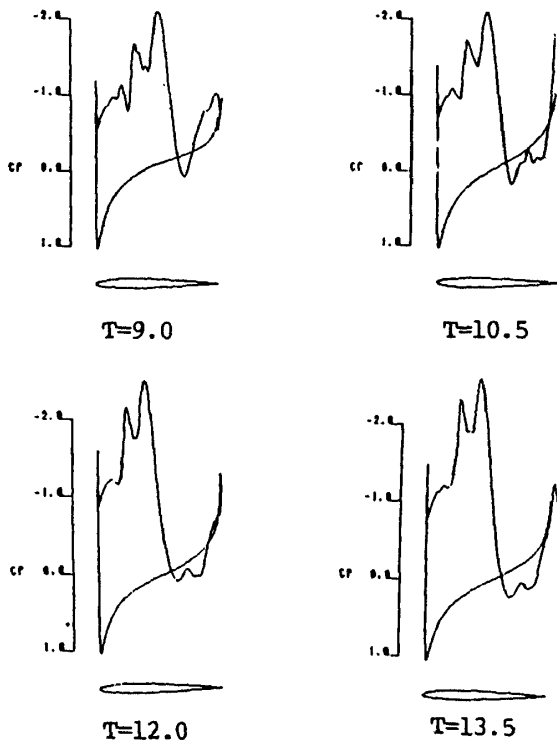


図10 圧力係数分布 (マッハ 0.3)

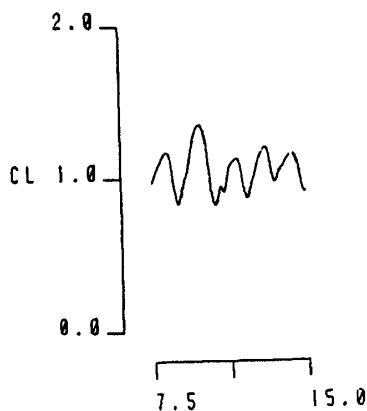


図11 揚力係数の時間変化 (マッハ 0.3)

Mach 0.3 のときの翼表面の圧力係数分布を図 10 に、揚力係数の時間変化を図 11 に示す。完全にきれいな周期運動になっていないことが Mach 数の高い場合と異なっている。

4. 結 論

衝撃波と渦の干渉するような現象として、Mach 0.8 の一様流が、迎角 15 度の NACA0012 翼にあたっている流れ場を数値計算によって解析した。きれいな周期運動が観察された。比較として計算した Mach 0.3 の流れ場では完全な周期運動は観察されなかった。

参 考 文 献

- 1) Sawada, K., and Takanashi, S., AIAA Paper 87-0455, 1987.
- 2) Ono, K., Kuwahara, K., and Oshima, K., Proceeding of 7th ICNMF, Springer Verlag 1981.
- 3) Metha, U.B., AGARD Paper 23, 1977.
- 4) Tassa, Y., and Sankar, N.L., AIAA Paper 81-1289, 1981.
- 5) Ono, K., AIAA Paper 85-0128, 1985.
- 6) Shida, Y., Kuwahara, K., Ono, K. and Takami, H., AIAA Journal, Vol. 25, No. 3, pp. 408-413, 1987.
- 7) Beam, R.M., and Warming, R.F., Journal of Computational Physics, Vol. 22, pp. 87-110, 1976.

