

<論 文>

부분 포물형 Navier-Stokes 방정식을 이용한 비압축성 이차원 박리유동 계산

강 동 진* · 최 도 형**

(1987년 4월 27일 접수)

Calculation of Two-Dimensional Incompressible Separated Flow Using Parabolized Navier-Stokes Equations

Dong Jin Kang and Do Hyung Choi

Key Words: Partially Parabolic(부분 포물형), Navier-Stokes Equations(Navier-Stokes 방정식)
Separation Bubble(박리기포), Incompressible(비압축성)

Abstract

Two-Dimensional incompressible laminar boundary layer with the reversed flow region is computed using the partially parabolized Navier-Stokes equations in primitive variables.

The velocities and the pressure are explicitly coupled in the difference equation and the resulting penta-diagonal matrix equations are solved by a streamwise marching technique. The test calculations for the trailing edge region of a finite flat plate and Howarth's linearly retarding flows demonstrate that the method is accurate, efficient and capable of predicting the reversed flow region.

1. 서 론

박리기포를 수반하는 유동은 실제응용에 자주 나타나는 까닭에 오래 전부터 많은 연구자들의 관심을 끌어왔다. 유동현상 또한 단순하지 않아서 해석에 많은 노력이 요구되며 특히 층류박리(laminar separation) 후에 천이(transition)를 거쳐 난류로 제부착하게 되는 유동은 그중 가장 복잡한 경우라 하겠다. 이같은 유동은 박리기포가 외부 비점성 유동장의 압력분포에 영향

을 미치고 다시 이 압력분포에 의해 벽면 근처의 경계층유동이 변화되고 하는 상호작용 때문에 일상 사용하는 것처럼 비점성유동계산과 경계층계산을 따로 분리하여 생각할 수가 없다.

이 경우에 쓰이는 해석방법중 가장 많이 쓰여온 방법은 트리플덱(triple deck)이론에 배경을 둔 IBL(interacting boundary layer) 방법이라고 생각되는데, 이 방법은 외부 비점성 유동장과 박리기포간의 상호영향을 경계층 계산법과 포텐셜 유동(potential flow) 계산법에 적절히 반영시켜 실제현상에 가까운 해를 얻는다^{1,2}. 특기할 사항은 경계층 계산시 유동방향으로 진행해가며 해를 구하게 되는데 특이점인 박리점을 지나

* 한국과학기술원 기계공학과

** 정희원, 한국과학기술원 기계공학과

며 계산할 수가 없기 때문에 바리기포를 지날 때는 배계 두께 δ^* 를 주고 속도분포를 구하는 소위 역(inverse) 계산방법에 의존하게 된다. 그러나 이 방법은 바리기포가 작을 경우 또는 표면곡률이 작을 때에만 효과적이라고 볼 수 있어 만족스럽다고는 볼 수 없다.

이에 대하여 아무 근사법도 도입하지 않고 바로 Navier-Stokes 방정식의 해를 구하는 방법을 생각할 수 있는데 최근 급속한 컴퓨터의 발전으로 이에 관한 해법도 많이 발전되고 있다^(3,4,5). 가장 큰 단점은 방정식이 타원형(elliptic)인 까닭에 해를 구하는 데 많은 시간과 기억용량을 필요로 한다는 것이다. 이를 피하기 위해, 유동특성상 완전 Navier-Stokes 방정식을 필요로 하지 않는 경우, 유동방향의 속도에 관한 확산항을 무시하여 부분 포물형(partially parabolic) 또는 준 타원형(semi-elliptic) Navier-Stokes 방정식이라 불리우는 다소 단순화된 방정식의 사용에 많은 관심을 가지게 되었다^(6,7,8).

부분 포물형 방정식이 완전 Navier-Stokes 방정식보다 더 유리한 점은 계산시간이 많이 단축된다는 점 이외에도 하류의 경계조건으로 압력에 관한 경계조건만이 필요하다는 점을 들 수 있다. 실제로 하류경계가 멀리 떨어져 있지 않아서 속도 경계조건을 정확히 할 수 없는 경우라도 포물형 조건만 갖추었다면 이 부분 포물형 방법이 매우 효과적인 방법이라고 볼 수 있다. 이 방법의 가장 어려운 점은 비압축성 유동의 경우 그 수렴이 느리다는 것인데, 그 원인은 타원형 성질을 지닌 압력성분의 수렴이 느리기 때문이다. 많은 연구자들이 이 수렴속도를 개선하기 위해 노력하고 있으나^(9,10), 이들에 대한 객관적인 평가가 되어있지 않아 가장 우월한 방법이 어떤 것인지 또한 아직 확실하지 않다.

본 논문에서는, 익형 위에 발생하는 바리기포 주위 유동해석에 목적을 두고, 원시변수(primitive variable)를 사용한 부분 포물형 Navier-Stokes 방정식을 사용하여 총류유동에 관한 간단한 기본계산을 통해 비교적 바리기포가 큰 외부유동(external flow)에도 부분 포물형 방정식이 적용될 수 있음을 보이고자 한다. 수치해법은 Galpin 등⁽¹¹⁾이 이차원 관류동(channel flow)에 완전 Navier-Stokes 방정식의 해법으로 사용한 CELS(coupled equation line solver) 방법을 부분 포물형 방정식에 적합하게 수정하여 사용하였다.

2. 해석방법

2.1 지배방정식

이차원 직교 율좌좌표계(body-fitted coordinate sy-

stem)에서 원시변수에 기초한 완전 Navier-Stokes 방정식으로부터 유동방향의 확산항을 무시하여 부분 포물형 Navier-Stokes 방정식을 얻는다. 본 연구에 사용된 연속방정식과 운동량 방정식은 (ξ, η) 좌표계에서 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\text{연속 방정식 : } \frac{1}{h_1 h_2} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} (h_2 U) + \frac{\partial}{\partial \eta} (h_1 V) \right] = 0 \quad (1)$$

운동량 방정식 :

$$\begin{aligned} & \left[U - \frac{1}{R_c} (k_{21} - k_{11}) \right] \frac{\partial U}{\partial \xi} + \left[V - \frac{1}{R_c} (k_{12} - k_{21}) \right] \\ & \frac{h_1}{h_2} \frac{\partial U}{\partial \eta} - \frac{1}{R_c} \frac{h_1}{h_2^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \eta^2} \\ & + (h_1 k_{12} V) U - \frac{h_2}{R_c} \alpha U = - \frac{\partial p}{\partial \xi} + h_1 k_{21} V^2 + \frac{h_1}{R_c} \\ & \left[\frac{2k_{12}}{h_1} \frac{\partial V}{\partial \xi} - \frac{2k_{21}}{h_2} \frac{\partial V}{\partial \eta} + \beta V \right] \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \left[U - \frac{1}{R_c} (k_{21} - k_{11}) \right] \frac{h_2}{h_1} \frac{\partial V}{\partial \xi} - \left[V - \frac{1}{R_c} (k_{12} - k_{21}) \right] \\ & \frac{\partial V}{\partial \eta} - \frac{1}{R_c} \frac{1}{h_2} \frac{\partial^2 V}{\partial \eta^2} \\ & + (h_2 k_{21} U) V - \frac{h_2}{R_c} \alpha V = - \frac{\partial p}{\partial \eta} + h_2 k_{12} U^2 + \frac{h_2}{R_c} \\ & \left[\frac{2k_{21}}{h_2} \frac{\partial U}{\partial \eta} - \frac{2k_{12}}{h_1} \frac{\partial U}{\partial \xi} - \beta U \right] \end{aligned} \quad (3)$$

여기서 h_1, h_2 는 좌표변환계수(scale factors)를 나타내고

$$\begin{aligned} k &= \frac{1}{h_1^2} \frac{\partial h_1}{\partial \xi} & k_{12} &= \frac{1}{h_1 h_2} \frac{\partial h_1}{\partial \eta} \\ k_{21} &= \frac{1}{h_1 h_2} \frac{\partial h_2}{\partial \xi} & k_{22} &= \frac{1}{h_2^2} \frac{\partial h_2}{\partial \eta} \\ \alpha &= -(k_{12}^2 + k_{21}^2) \\ \beta &= \frac{1}{h_1} \frac{\partial k_{12}}{\partial \xi} - \frac{1}{h_1} \frac{\partial k_{21}}{\partial \eta} \end{aligned}$$

이다.

또 U, V 와 ξ, η 는 각각 특성속도 U_∞ 와 특성길이 L 로 무차원화 된 변수들이고

$$R_c = \frac{U_\infty \cdot L}{\nu} \text{이다.}$$

2.2 격자계 및 유한 차분법

물리적으로 불합리한 압력분포(checker-board pattern)가 해의 일부로 끼어 드는 것을 방지하기 위해 Fig. 1에 보인 것과 같은 엇갈림(staggered) 격자계를 사용하였다. 차분 방정식은 대류(convection) 항을 제외한 모든 항을 중앙차분(central differencing)으로 대류항은 수치계산의 안정성을 위해 후진차분(backward differencing)을 사용하여 얻었다. 이때 비선형 항의 계수를 나타내기 위해 필요한 경우에는 주위 격자에서 값의 산술평균을 취하였으며 바리가 있을 경우 U 성분속도

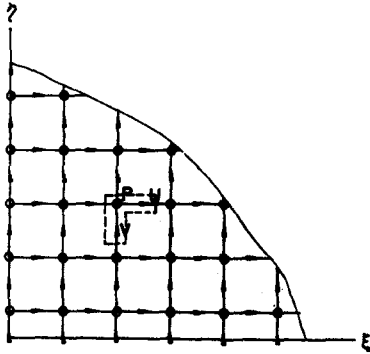


Fig. 1 Staggered grid formation

가 음(-)이 되는 곳에서는 FLARE⁽¹¹⁾ 근사법을 써서 비선형항의 계수중 U 를 0이라 가정하였다.

2.3 압력-속도 커플링(Coupling)

본 연구에서는 안정되게 수렴속도를 증진시키는 방법으로 서론에서 언급한 바와 같이 Galpin⁽⁶⁾등 이차원 관(channel) 유동 해석시 완전 Navier-Stokes 방정식에 사용한 방법을 부분 포물형 방법에 맞게 수정하여 사용하였다. 자세한 과정은 참고문헌⁽⁶⁾에 기술되어 있으므로 여기서는 간단한 개요만 기술하고자 한다. 먼저 연속방정식과 ξ 방향 운동량방정식으로부터 각각 U 와 P 의 V 에 관한 차분 관계식을 구하여, 이들을 η 방향 차분 방정식에 대입하여 유동방향인 방향으로 진행 해가며 해를 구하고 차례로 U 와 P 를 구하게 되며 이 과정은 해가 수렴될때까지 반복적으로 수행한다. 압력-속도 커플링(coupling)을 해석적으로 해주어 간접적인 커플링 방법인 SIMPLE 또는 SIMPLER 방법에 비해 더 적극적인 방법이라 볼 수 있다.

2.4 경계조건

Fig. 2에서와 같이 계산영역에서 지배방정식이 부분 포물형인 관계로 경계조건이 다음과 같이 필요하게 된다. 속도 경계조건은 하류 경계면을 제외한 3면에서 필요하고 하류 경계면에서는 압력 조건만이 필요하게 된다. 따라서 상류에서는 U 성분 속도분포와 $V_i=0$ 의 조건을 주고 벽면을 따라서는 $U=V=0$, 바깥 비점성 영역엔 포텐셜 유동 등으로부터 주어지는 속도분포를, 그리고 하류경계면에는 $P_i=0$ 의 조건을 자라 주었다. 이 조건중 $V_i=0$ 는 연속방정식에 포물형 가정($U_{\xi\xi}=0$)을 적용해 얻을 수 있는데 이 조건대신 V 값 자체를 주는것은 수치적으로 불안정하여 옳은 해가 구해지지 않을 수도 있게 된다⁽¹²⁾.

2.5 반복계산과정

본 계산방법은 다음의 과정을 거쳐 수렴된 해를 얻는다.

- (1) 경계조건과 초기추측치(initial guess)를 준다.
- (2) 연속 방정식과 ξ 방향 운동량 방정식으로부터 U 와 P 의 V 에 관한 차분 관계식을 얻는다.
- (3) (2)에서 얻은 식들을 η 방향 운동량 방정식에 대입하여 V 에 관한 Pentadiagonal 방정식을 얻는다.
- (4) (3)의 연립 방정식의 해, 즉 V 를 구한다.
- (5) 연속 방정식과 ξ 방향 운동량 방정식으로부터 각각 U 와 P 를 구한다.
- (6) 비선형 항의 계수를 새 값으로 수정해가며 과정(4)와 (5)를 1~3번 반복 계산한다.
- (7) 과정(2)~(6)을 상류 경계로부터 하류 경계까지 수행한다.
- (8) 수렴여부를 조사하여 계산 종결여부를 결정한다.

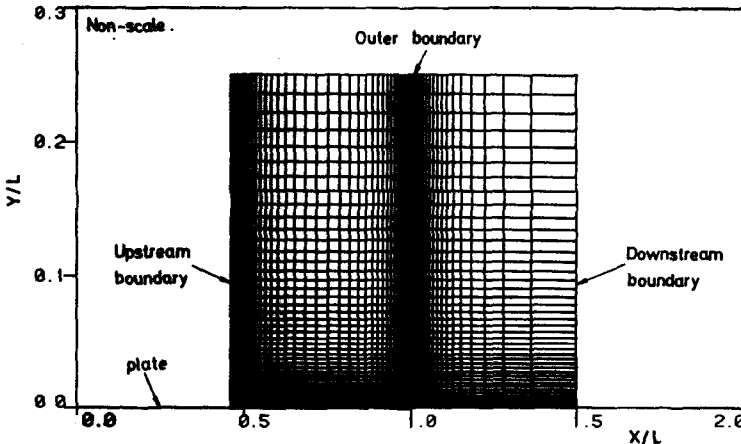


Fig. 2 The grid distribution for the flow over a finite flat plate

(9) 수렴이 안 되었을 경우 하류로부터 상류 경계까지 ξ 방향 운동량 방정식을 이용하여 압력항을 수정해 준다.

(10) 과정 (3)으로 되돌아가서 (2)~(8)과정을 되풀이 한다.

2.6 수렴조건

원시변수를 사용해 속도와 압력장이 동시에 얻어지는 본 방법에서 매 반복계산시 U, V 및 P 에 변화가 더 없을 때 비로서 해가 수렴했다고 할 수 있는데, 여러 계산을 수행하며 수치실험을 한 결과 압력변화량의 최대치 ΔP_{max} 가 10^{-4} , 속도변화량의 최대치 ΔU_{max} 가 10^{-3} 보다 작아지면 대체로 만족할 만한 결과로 보였다. 따라서 본 논문의 모든 계산에서는 상기 두 변화량이 각각 10^{-4} 과 10^{-3} 보다 작게 되는 것을 수렴조건으로 사용하였다.

3. 계산 결과 및 고찰

본 해석방법에 틀림이 없고 또 그 적용범위를 확인하기 위해 다음의 두 유동에 대한 해를 다른 연구자들의 결과와 비교하여 보았다.

첫째 박리는 발생하지 않지만 끝단(trailing edge)의 존재로 인하여 경계층해법만으로는 해석이 되지 않는 유한 평판유동을 고려하였고 둘째 Howarth 유동에서와 같이 선형적으로 감소하는 경계층 외부(boundary-layer edge) 속도분포 즉 역압력구배에 의해 박리를 발생시킨 후 다시 속도를 일정하게 유지해 이를 재부착시켜 박리기가 만들어지는 유동을 계산하였다.

3.1 유한 평판끝단 주위의 유동

이 경우 박리는 일어나지 않으나 끝단 부분에서는 ξ 방향(유동방향) 확산항을 무시할 수가 없어서 실제로는 완전 Navier-Stokes 방정식의 사용이 요구된다. 그러나 Reynolds 수가 충분히 크면 완전 Navier-Stokes 방정식이 필요한 영역은 끝단에 가까운 아주 작은 영역에 국한되어 부분 포물형 방정식으로도 대부분의 영역에 대한 해를 훌륭히 얻을 수가 있다. 특히 이 유동은 여러 사람들에 의해 검토가 되어, 본 계산결과를 비교 평가할 수 있는 뜻있는 유동문제라고 생각된다.

평판길이 L 에 따른 Reynolds 수가 10^5 인 경우에 계산영역을 $0.46 \leq x/L \leq 1.5, 0 \leq y/L \leq 0.25$ 로 취하여 해석을 하였는데 이는 다른 연구자들의 결과와 비교를 위해 그들이 사용한 값과 거의 일치하게 정하여 준 것이다. U 와 V 의 상류쪽 경계조건은 Blasius 속도분포와 $V_x=0$ 을 가정하였고 하류쪽과 $\eta \rightarrow \infty$ 에서는 각각

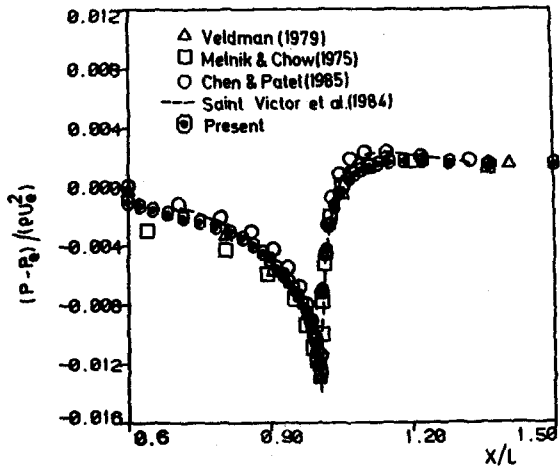


Fig. 3 Pressure distribution on the flat plate

$P_x=0$ 과 $U=U_0, P=0$ 라 놓았다. 변화가 큰 평판포면 부근과 평판끝단 부근에 많은 격자를 분포시켰고 또 경계층의 두께가 얇아 상대적으로 작은 격자가 필요한 상류 경계면 부근에 많은 격자를 분포시켰다(Fig. 2).

50×40 의 격자계를 사하였으며 약 3~40회의 반복 계산을 거쳐 해를 수렴시킬 수 있었다.

본 결과와 Veldman의 IBL 방법, Melnik과 Chow의 Triple deck 이론 또한 Chen과 Patel, Saint-Victor와 Cousteix의 부분 포물형 방법에 의한 해를 함께 비교하였다⁽⁸⁾. Fig. 3, 4, 5에 표시된 결과에서 보는 바와 같이 일반적 경향은 거의 같으나 좀 더 자세히 살펴보면 약간의 차이점을 발견할 수 있다.

먼저 대략 평판의 중간($x/L \sim 0.5$) 부근부터 시작한 계산영역이 충분히 크지 못하다는 것을 지적하고 싶

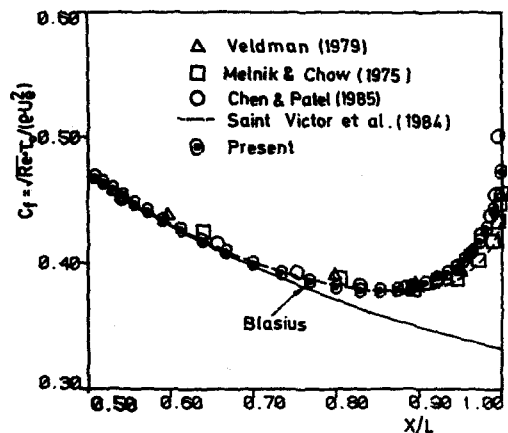


Fig. 4 Skin friction distribution on the flat plate

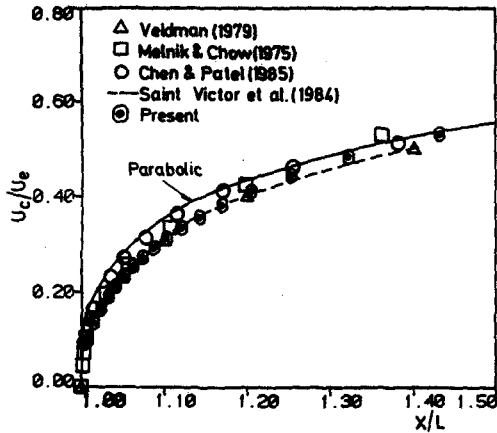


Fig. 5 Wake centerline velocity distribution

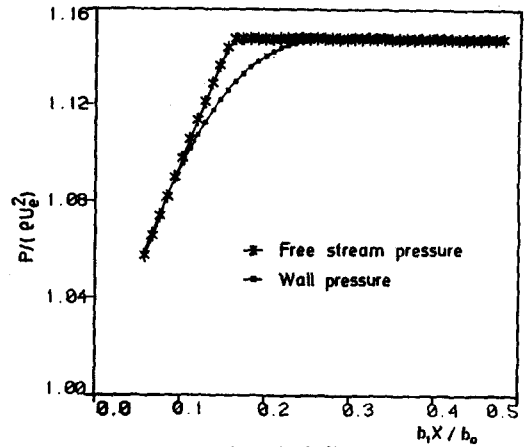
다. Fig. 3의 압력분포는 계산초기 영역부터 즉시 무한평판의 압력분포, $C_p=0$, 로부터 벗어나는 것을 볼 수 있는데 이는 평판 끝단의 영향이 더 상류($x/L < 0.5$)까지 미치고 있음을 보이는 것이고 트리플렉 해를 제외한 다른 계산의 계산영역이 충분하지 못함을 시사하는 것이다. 실제로 Chen과 Patel도 계산영역을 더 넓혀 트리플렉 해에 더 접근된 수치해결 얻을 수 있었다고 밝히고 있으며⁽⁸⁾ 본 연구에서도 같은 경향을 볼 수가 있어 계산영역에 상류쪽을 더 포함시켜야 보다 정확한 계산이 된다는 것은 확실하다.

본 계산에서 끝단부분의 마찰계수가 트리플렉 해에 비해 큰 것은 (Fig. 4)이 부분에서 순압력구배가 크게 계산된 것과 일치한다고 보겠다. 분명치 않은 것은 Saint-Victor 등의 해는 본 결과와 비교할 때 압력분포는 비슷한 경향을 보이는데 마찰계수 분포는 $x/L > 0.9$ 에서 오히려 트리플렉 해에 더 가깝다는 것이다. 이것과 같은 맥락에서, 본 계산, Veldman 그리고 Saint-Victor 등의 해가 후류중심선 상에서의 속도분포는 모두 일치하는데 Saint-Victor 등의 해만이 다른 압력분포를 보인다는 것 또한 특이한 점이라 하겠다(Fig. 4, 5).

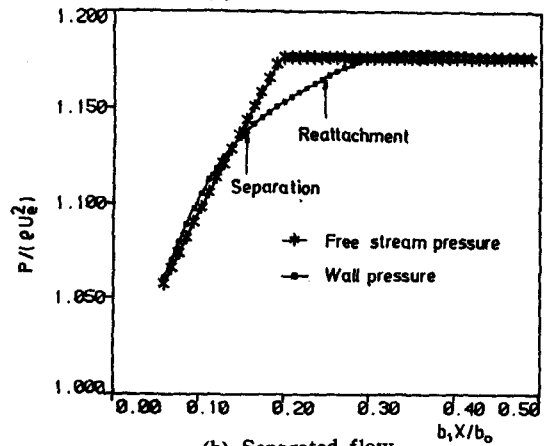
계산영역과 격자계 등 여러 변수의 영향을 완전히 고려치 않고 여러 방법의 우열을 논하는 것은 어려우나 전체적으로 보아서 본 계산방법의 결과는 충분히 만족스럽다고 볼 수 있다.

3.2 Howarth 유동

부분 포물형 방정식을 이용하여 기하학적 특이점인 모퉁이(corner) 또는 끝단(trailing edge) 때문에 박리가 생기는 경우에 대한 계산은 많이 있으나 인위적으로 압력구배를 조절하여 발생하는 박리에 관한 계산은



(a) Attached flow

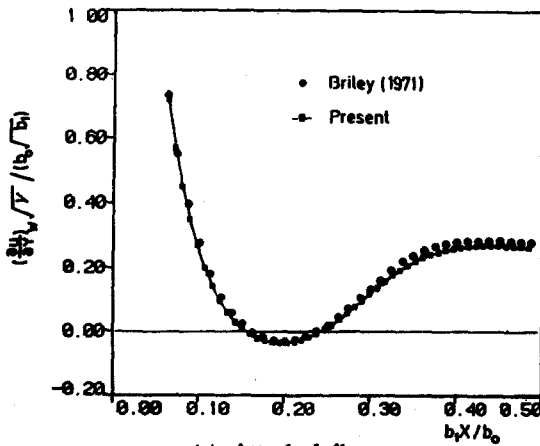


(b) Separated flow

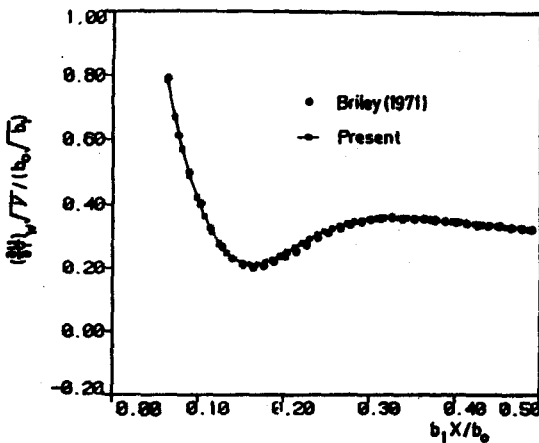
Fig. 6 The dimensionless pressure distributions

실제 현상이 아니어서인지 별로 찾을 수가 없다. Briley⁽⁹⁾는 와도(vorticity)-유동함수(stream function)로 표시된 완전 Navier-Stokes 방정식을 이용해 자유유동(free stream)의 속도를 선형적으로 감소시키다가 박리발생 전후에서 다시 일정하게 유지시켜 얻어지는 유동의 해석을 하였는데 여기서는 여러 경우중 박리가 생긴 때와 생기지 않을 때 각각 한 경우씩 실험 결과를 비교해 보았다. 격자계는 50×40 , 경계조건은 상류쪽은 Howarth의 엄밀해를 주었고 하류쪽은 앞에서와 같이 $P_x=0$ 의 조건을 사용하였다.

Fig. 6에 사용된 압력구배가 도시되어 있고 Fig. 7은 벽 마찰력 분포를 나타낸다. 여기서 b_0 와 b_1 는 자유유동속도, U_e , 를 결정지워주는 변수로 각각 속도와 시간의 역수의 차원을 가지며 $U_e = b_0 - b_1 x$ 로 주어진다. Fig. 7에서 볼 수 있듯이 비교적 큰 박리기포가 있을 때에도 완전 Navier-Stokes 방정식의 해와 잘 일치하



(a) Attached flow

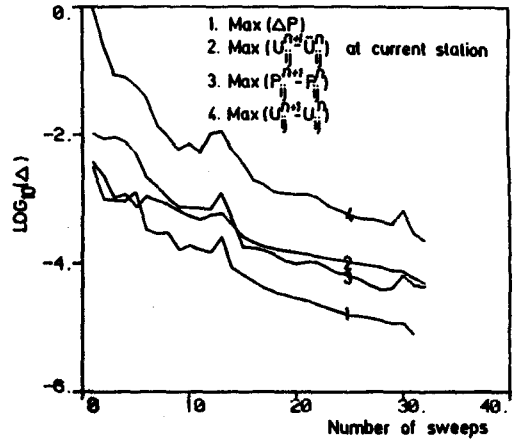


(b) Separated flow

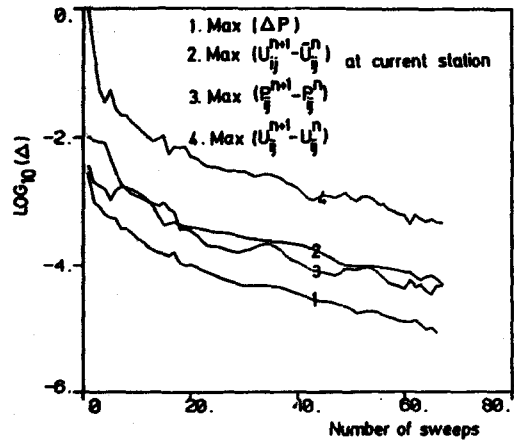
Fig. 7 Comparison of the dimensionless wall shear stress distribution

어 부분 포물형 가정이 틀리지 않음을 알 수가 있다. Fig. 6에 벽면에서의 압력분포를 함께 표시하였는데 주류할만한 현상은 박리기포가 있는 경우 그 영향이 하류는 물론 상류까지도 멀리 미치고 있다는 것이다. 박리가 없는 경우에도 벽면에서의 압력분포가 외부 압력분포를 그대로 따르지 않아 엄밀한 의미에서 경계층 근사법이 맞지 않는다고 볼 수 있다.

한편 수렴속도에 있어서 유한평판의 경우에 비해 비교적 느린 것으로 나타났는데 이것은 외부 압력구배의 불연속과 박리기포의 생성 때문이라 믿어지며, 특히, 박리가 없는 경우, 반복 계산 횟수는 전적으로 불연속의 무압력구배에 기인한다고 볼 수 있다. 그러나 먼저 20번 계산(sweep)때의 모든 속도장을 저장하였다가 그 다음 계산(sweep) 때 초기치로 사용하면, 수렴속도가



(a) Attached flow



(b) Separated flow

Fig. 8 Convergence history

증가하여 계산횟수가 크게 줄어 드는 것을 볼 수가 있었다. 압력장과 속도장이 서로의 변화에 꽤 민감하다는 것을 잘 나타낸 것이라 보며 일반적으로, 수렴속도 증진을 위해 속도장의 저장이 꼭 필요한 것인지의 여부는 수치실험을 더 해보아야 알 수 있을것 같다.

Fig. 8은 박리가 발생하는 경우, 계산을 반복함에 따라서 압력장과 속도장이 수렴하는 과정을 나타낸 것으로, 상류경계에서 하류경계로 계산을 진행함에 따라 점사한 양들의 최대치이다. 3번 선은 압력장의 변화이고, 1번 선은 압력장을 수정하는 양이며, 4번 선은 속도장의 변화이고 2번 선은 부분 반복계산(비선형 항의 계수를 수정하기 위하여 1~3번 반복 계산을 함)중 속도변화량인데 대략 박리가 없는 경우는 20번 박리가 있는 경우는 40번 정도의 계산이면 원하는 결과를 얻는다고 볼 수 있다.

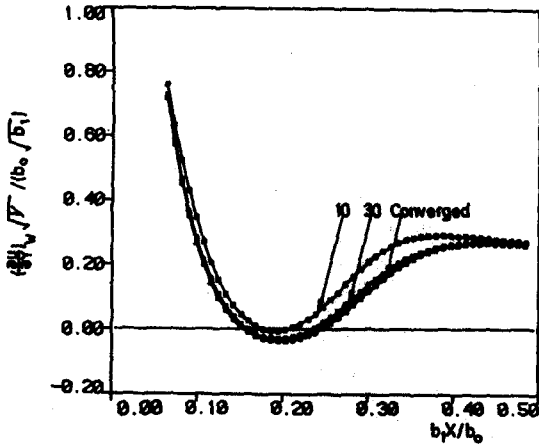


Fig. 9 Convergence history of the dimensionless wall shear stress distribution

Fig. 9는 벽 마찰력의 수렴과정을 나타낸 것으로 상류경계와 하류경계 부근에서 먼저 수렴하는 현상을 보여주는데 이것은 부분 포괄형 방정식의 타원형 성질을 잘 나타내는 현상이라고 할 수 있겠다.

4. 결 론

앞의 시험계산의 결과로부터 다음과 같은 결론을 얻을 수가 있었다.

- (1) CELS(coupled equation line solver)기법을 부분포괄형 방법에 적용해 외부유동(external flow) 계산을 효과적으로 할 수 있었다.
- (2) 비교적 큰 박리영역이 있는 유동장 해석에도 부분포괄형 Navier-Stokes 방정식을 사용할 수 있음을 알 수 있었다. 경계층 바깥의 자유유동의 압력분포에 의해 박리와 재부착이 발생하는 유동 예측을 할 수가 있어서 적절한 난류 모델을 함께 사용하면 총류박리와 난류 재부착 계산이 가능할 것이라 생각된다.
- (3) 박리기포는 하류는 물론 상류의 먼 곳까지도 상당한 영향을 미친다.

참 고 문 헌

- (1) Cebeci, T. and Schimke, S.M., 1983, "The Calculation of Separation Bubbles in Interactive Turbulent Boundary Layers", *J.F.M.*, Vol. 131, pp. 305~317.
- (2) Kwon O.K. and Pletcher, R.H., 1983, "Prediction

- of Subsonic Separation Bubbles on Airfoils by Viscous-inviscid Interaction", *Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows*, pp.163~171.
- (3) Briley W.R., 1971, "A Numerical Study of Laminar Separation Bubbles Using the Navier-Stokes Equations", *J.F.M.*, Vol. 47, pp.713~736.
- (4) Rubin S.G. and Khosla P.K., 1981, "Navier-Stokes Calculations with a Coupled Strongly Implicit Method- I Finite Difference Solutions", *Comp. and Fluids*, Vol. 5, pp.163~180.
- (5) Galpin, P.F., Vandoormaal S.P. and Raithby G.D., 1985, "Solution of the Incompressible Mass and Momentum Equations by Application of a Coupled Equation Line Solver", *Int. J. Num. Meth. Fluids.*, Vol. 5, pp.615~625.
- (6) Rubin S.G., 1982, "A Review of Marching Procedures for Parabolized Navier-Stokes Equations", *Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows*, pp.171~185.
- (7) Israeli, M. and Lin A. 1985, "Iterative Solutions and Boundary Conditions for the Parabolized Navier-Stokes Equations", *Computers and Fluids*, Vol. 13, pp.397~409.
- (8) Chen, H.C. and Patel V.C., 1985, "Calculation of Trailing Edge Stern and Wake Flows by a Time Marching Solution of the Partially Parabolized Equations", *IIHR. Rept. No. 285 Iowa Institute of Hydraulic Research.*
- (9) Connell, S.D. and Stow, P., 1986, "The Pressure Correction methods", *Computers and Fluids*, Vol. 14, pp.1~10.
- (10) Benston J. and Vradis, G. 1987, "A two-stage Pressure Correction Technique for the Incompressible Navier-Stokes Equations", *AIAA 25th Aerospace Science Meeting*, pp.12~15.
- (11) Anderson, D.A., Tannehill, J.C. and Pletcher, R.H., 1984, "Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer", McGraw-Hill, p.378.
- (12) Rubin, S.G. and Reddy, D.R., 1984, "Global Solution Procedures for Incompressible Laminar Flow with Strong Pressure Interaction and Separation", *Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows II*, pp.79~96.