

◎ 논문

계층적 반복과 수정 잔여치법에 의한 비압축성 유동 계산

김진환*

An Incompressible Flow Computation by a Hierarchical Iterative and a Modified Residual Method

J. W. Kim

The incompressible Navier-Stokes equations in two dimensions are stabilized by a modified residual method, and then discretized by hierarchical elements. The stabilization is necessary to escape from the Ladyzhenskaya-Babuska-Brezzi(LBB) constraint and hence to achieve an equal order formulation. To expedite a standard iterative method such as the conjugate gradient squared(CGS) method, a preconditioning technique called the Hierarchical Iterative Procedure(HIP) has been applied. In this paper, we increased the order of interpolation within an element up to cubic. The hierarchical elements have been used to achieve a higher order accuracy in fluid flow analyses, but a proper efficient iterative procedure for higher order finite element formulation has not been available so far. The numerical results by the present HIP for the lid driven cavity flow and others showed the present procedure to be stable, very efficient and useful in flow analyses in conjunction with hierarchical elements.

Key Words: 계층요소(Hierarchical element), 예조건화(Preconditioning), 안정화(Stabilization)

1. 서론

일찍이 Dendy[1]는 1계 쌍곡형 편미분 방정식의 안정성을 위하여 시험 함수의 섭동을 고려하였다. 이후 시험 함수를 대류항의 크기에 따라 변화시켜 수행하는 연구가 진행되었으며[2], 이런 종류의 풀이법을 일반적으로 Petrov Galerkin이라 부른다. 이에 대한 대표적인 연구로는 1979년의 Hughes와 Brooks[3]의 Streamline Upwind(SU) 방법을 들 수 있다. 이 경우, 일차원 대류 소산 방정식의 엄밀해를 이용하여 최적의 시험 함수를 구한 후, 이차원 유동에 적용함에 있어서 유동 방향 이외의 방향에는 인위적 소산이 발생

하지 않도록 하였다. 유동 해석 특히 비압축성 유동 계산에서 야기되는 불안정성은 대략 두 가지로 구별되며, 이는 대류 우세에 의한 불안정성과 비압축성 유동 방정식이 가지는 부정형(indefinite)으로 야기되는 불안정성이다. 1982년, Brooks와 Hughes[4]는 그들의 SU 방법을 더 발전시켜 시험(test) 함수에 상류 방향의 정보를 적절히 가미한 Streamline Upwind Petrov Galerkin(SUPG) 방법을 발표하였고, 이를 비압축성 유동에 적용하였다.

이후 SUPG 방법에 의한 수치해의 우수성은 개발자뿐 아니라 다른 연구자들의 관심 대상이었다. 최근 Ilinca 등 [5]은 비압축성 유동에 대한 SUPG 정식화 과정이 사실은 잔여치(residual)에 대한 풍상 차분(upwinding differencing)과 유사하다는 관찰을 통해 SUPG 방법이 비압축성 Navier-Stokes 방정식의 대

* 2004년 6월 9일 접수

* 정회원 동의대학교 기계공학부

류 우세뿐 아니라 부정형에 대한 불안정성의 안정화에도 기여할 수 있음을 보였다. 현재의 논문에서는 Ilinca 등에 의하여 제시된 SUPG 방법의 변형, 즉 수정 잔여치법을 채택하여 유동 해석 지배 방정식을 정식화하였다.

계층(hierarchical)함수는 고차화됨에 따라 필요한 함수를 기존의 저차 함수에 덧붙임으로서 고차 형상 함수를 용이하게 구성해 나갈 수 있다. 계층 요소의 이러한 특성은 적응적 고차화의 기본 골격이 된다. 그러나 일반적으로 고차 요소는 선형 요소에 비하여 더 넓은 띠(band) 폭을 형성하여 동일 자유도 수에 비하여 더 많은 계산 시간을 요하기 때문에 이에 적합한 계산 방법을 구해야 한다. 최근 Mitchel과 Reddy [6]는 적층 복합재 해석에서 계층 요소를 사용하고 이의 풀이로서 계층적 반복법을 적용하였다. 계층적 반복법이란 Conjugate Gradient(CG)와 같은 외부 반복법의 수렴을 향상시키기 위한 예조건화(preconditioning) 기법 중의 하나이다.

최근 유동해석의 정밀도를 향상시키기 위하여 고차화가 용이한 계층 요소의 사용이 긍정적으로 평가되고 있으며, 특히 Whiting 등[7]은 비압축성 유동 해석에 이를 적용하여 긍정적인 결과들을 보여주었다. 그러나 고차화가 될수록 자유도 수는 계속 증가하기 때문에 계산 시간의 지수적 증가를 야기 시킨다. 이러한 이유로서 이들의 풀이를 위한 적절한 계산 방법의 연구는 매우 시기적절하다고 할 수 있겠다. 이 논문은 이 문제의 해결을 위하여 비압축성 유동 계산에 계층적 반복법의 예조건화를 적용하여 어떻게 수행되는가를 보기 위한 것이다.

2. 계층 요소의 이용

2.1 형상 함수

2차원 사면체 요소에 대한 계층형상 함수에 대하여 고려하기로 한다. 2차원 및 3차원의 경우, 일차원 함수의 텐서 곱(tensor product)으로부터 요소 형상 함수를 구현할 수 있다. 다음은 일차원 5차(quintic) 요소에 필요한 계층기저 함수이다.

$$\begin{aligned}
 h_1(\eta) &= (1-\eta)/2, \\
 h_2(\eta) &= (1+\eta)/2, \\
 h_3(\eta) &= (\eta^2-1)/2, \\
 h_4(\eta) &= (\eta^2-1)\eta/6 \\
 &\dots
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Fig. 1에 보인 2차원 사변형 요소에 대한 형상 함수는 다음과 같이 할 수 있다.

$$\begin{aligned}
 \varphi_1 &= h_1(\eta_1) h_1(\eta_2), \quad \varphi_2 = h_2(\eta_1) h_1(\eta_2), \\
 \varphi_3 &= h_2(\eta_1) h_2(\eta_2), \quad \varphi_4 = h_1(\eta_1) h_2(\eta_2), \\
 \varphi_5 &= h_1(\eta_1) h_1(\eta_2), \quad \varphi_6 = h_2(\eta_1) h_1(\eta_2), \\
 &\dots
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

각 요소 해의 구성에 요구되는 형상함수는 일반적으로 요소의 보간 차수에 따라 정해진다. Table 1에는 요구되는 형상함수를 요소 절점과 차수에 대하여 번호로 나타내었으며, Fig. 1에는 요소 절점의 번호를 표시하였다.

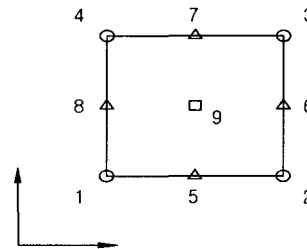


Fig. 1 Element node numbering

Table 1 Dof Number of Element Node in 2-D

Deg.	Element Node No.		
	Vertex	Edge	Interior
1	1 ~ 4	-	-
2	-	5 ~ 8	9
3	-	10 ~ 13	14 ~ 16
4	-	17 ~ 20	21 ~ 25
5	-	26 ~ 29	30 ~ 36

2.2 계층적 반복법

계층 요소의 고차 형상 함수는 저차의 것에 덧붙여 구성된다는 것은 일반적인 라그랑지안(Lagrangian) 요소의 구성과는 많이 다르다. 라그랑지안 요소의 경우, 각각의 차수에 대한 형상함수는 새로운 절점을

생성하여 다시 구성해야 하는 것과 비교하면 계층요소는 고차화에 있어서 상당한 편리함을 제공하고 있음을 볼 수 있다. 즉, 저차의 자유도는 고차의 자유도에 포함될 수 있다는 특성을 이용하여 좌변행렬 A_k 를 구성하면 다음과 같다.

$$A_k = \begin{bmatrix} A_{k-1} & C_k \\ D_k & B_k \end{bmatrix} \quad (3)$$

여기서 k 는 형상함수의 차수이며, 저차의 자유도에 대한 행렬 A_{k-1} 은 고차의 자유도에 대한 행렬 A_k 에 포함됨을 볼 수 있다. 이러한 행렬의 구성은 계층적 반복법의 적용을 무척 용이하게 한다. 식 (3)의 k -단계(level)에서의 Schur compliment, S_k 는 아래와 같다.

$$S_k = A_{k-1} - C_k B_k^{-1} D_k \quad (4)$$

A_k 의 정확한 분해(exact factorization) 행렬은 S_k 를 이용하여 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$A_k = \begin{bmatrix} S_k & C_k \\ 0 & B_k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I & 0 \\ B_k^{-1} D_k & I \end{bmatrix} \quad (5)$$

Mitchell 등[6]은 A_{k-1} 이 S_k 의 예 조건 행렬이 되기 위한 조건으로 Cauchy-Buniakowskii-Schwarz (CBS) 부등식을 이용하였으며, 이는 다음과 같은 부등식을 만족시키는 양수이면서 1에 가깝지 않은 γ 가 존재한다는 것이다.

$$(1 - \gamma^2) v_1^t A_{k-1} v_1 \leq v_1^t S_k v_1 \leq v_1^t A_{k-1} v_1 \quad (6)$$

여기서 v_1 은 S_k 의 최대 고유값에 해당되는 고유 벡터이다. 만일 S_k 대신에 A_{k-1} 을 사용한다면, 식 (5)에 의하여 A_k 에 대한 근사적 분해를 가능하게 한다. 따라서 M_k 를 A_k 의 예 조건 행렬이라 하면,

M_k 의 부정확한 분해(inexact factorization)를 아래와 같이 들 수 있다.

$$M_k = \begin{bmatrix} M_{k-1} & C_k \\ 0 & B_k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I & 0 \\ B_k^{-1} D_k & I \end{bmatrix} \quad (7)$$

여기서 $k = 2, 3, \dots, J$ 이다. 식(7)은 이 단계(two level)법으로 우리는 매 단계마다 이를 적용할 수 있다.

일반적으로 Preconditioned Conjugate Gradient(PCG) 혹은 Preconditioned Conjugate Gradient Squared(PCGS) 등의 반복법 내에서 예 조건화 과정은 $M y = x$ 를 푸는 것이다. 요소의 차수를 k 라 할 때, 임의의 차수 k 에 관련된 자유도에 대한 풀이 과정을 k -단계(level)라 하면,

$$M_k y_k = x_k \quad (8)$$

가 된다. 여기서 y_k 를 y_{k-1} 과 Δy_k 로 분리하고 x_k 는 x_{k-1} 과 Δx_k 로 분리한 후, 식 (7)을 적용하면 매 단계마다 다음과 같은 두 개의 대수 방정식이 생기게 된다.

$$M_{k-1} y_{k-1} = x_{k-1} - D_k B_k^{-1} \Delta x_k \quad (9)$$

$$B_k \Delta y_k = \Delta x_k - C_k y_{k-1} \quad (10)$$

위의 식 (9)는 단계를 내려갈 때(다중 격자(multigrid)법에 비유하면 restriction이 된다) 우변항의 계산을 위해 사용되고, 식 (10)은 단계를 올라갈 때(다중 격자법에 비유하면 prolongation이 된다) Δy_k 를 구하기 위하여 사용된다.

단계를 내려감에 따라, 식 (9)의 우변을 계산한다. 먼저 $B_k^{-1} \Delta x_k$ 을 계산한 후 우변을 정리하고, 이 우변 벡터는 다시 $[x_{k-2} \ \Delta x_{k-1}]^t$ 의 형태로 분리되어 다음 단계로 내려갈 수 있다. 마지막으로 $M_1 y_1 = x_1$ 에 도달하게 되며 단순하게는

$M_1 = A_1$ 을 취할 수 있다. 물론 A_1 은 풀이 가능할 만큼 작다는 전제가 있으며, 이는 다중 격자법에서도 예외는 아니다. 따라서 M_1 에 대한 미지수 y_1 에 대하여 푼다.

단계를 올라감에 따라, 식 (10)으로부터 Δy_2 에 대하여 푼다. 그리하면 $y_2 = [y_1 \ \Delta y_2]^T$ 가 되어 식 (10)에 의하여 Δy_3 를 구하게 되고, 마지막으로 B_J 에 대한 미지수 Δy_J 에 대하여 풀어서 $y_J = [y_{J-1} \ \Delta y_J]^T$ 가 되어 끝난다. 이 알고리즘에서는 예조건 행렬이 무엇인가를 알 필요가 없고, 또 다중 격자법과 달리 사이클(cycle)을 적용할 필요도 없다. 더욱이 재귀적(recursive) 특성을 이용하면 프로그래밍이 매우 간결해진다. 단 행렬 A_1 및 $B_k, k=2, \dots, J$ 들의 크기는 쉽게 풀릴 수 있도록 작아야 한다는 단점이 있다.

3. 2차원 비압축성 유동의 정식화

이차원 정상 상태 유동 계산을 위한 지배 방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} -\nu \nabla^2 u + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} &= f_u \\ -\nu \nabla^2 v + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial y} &= f_v \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \quad (11)$$

여기서 u, v, p 그리고 ν 는 각각 x -, y - 방향의 속도, 압력 그리고 동점성 계수이다. 위의 방정식에 적절한 가중함수(weighting function)와 보간 함수를 취하여 내적하면 Galerkin 잔여법에 의하여 아래의 비선형 연립 대수 방정식을 얻게 된다.

$$\begin{aligned} A_{11} \cdot U + A_{12} \cdot V + A_{13} \cdot P &= R_1 \\ A_{21} \cdot U + A_{22} \cdot V + A_{23} \cdot P &= R_2 \\ A_{31} \cdot U + A_{32} \cdot V &= R_3 \end{aligned} \quad (12)$$

여기서 A_{11}, \dots, A_{32} 들은 미지수 U, V 및 P 들에 대한 좌변 행렬들이며, R_1, R_2 그리고 R_3 들은 중력 항 등과 경계조건 처리에 의하여 형성된 우변 벡터들이다. 식 (12)에서 행렬 A_{33} 가 영 행렬인 관계로 전체 행렬은 부정치(indefinite)형이 되며 이러한 성질은 해의 안정성 및 수렴성에 나쁜 영향을 준다. 이 경우, 피보팅(pivoting)을 이용한 직접 풀이법외에는 대안이 없으며, 또 레이놀즈(Re) 수가 커지게 되면 비대칭형이 되어 직접 풀이법조차 적절한 해를 주지 못한다. 따라서 우리는 먼저 수정 잔여치법을 이용한 안정화 기법을 도입하고자한다.

3.1 수정 잔여치 안정화

(Stabilization by a Modified Residual)

Hughes 와 Brooks[3, 4]는 시험(test) 함수를 보간 함수와 다르게 적용하여 대류항에 풍상 차분의 개념을 도입하고, 이를 SUPG라 불렀다. 이 방법은 잔여치에 대한 섭동(perturbation)을 Galerkin 식에 추가했기 때문에 이를 만족시키는 해는 원래의 Galerkin 식도 만족시키게 된다. Ilinca 등[5]은 이 점을 주목하여 SUPG를 일종의 잔여치 풍상(residual upwinding)법으로 설명하고, 안정화를 위하여 수정 잔여치법을 제시하였다. 다음은 수정 잔여치를 운동량 방정식, 연속 방정식 그리고 에너지 방정식에 적용하는 과정을 보인다.

$$M_i = \tilde{u}_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} - \frac{f_i}{\rho} \quad (13-1)$$

$$C = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (13-2)$$

$$E = \tilde{u}_j \frac{\partial T}{\partial x_j} - \frac{k}{\rho c_p} \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} + \frac{S_T}{\rho c_p} \quad (13-3)$$

위의 식에서 tilde (\sim) 기호를 붙인 속도 성분 (\tilde{u}_i)은 요소 중심점에서 계산한 값을 의미하며, 편도함수 행렬 (Jacobian)을 계산할 때 상수로 취급한다.

Navier-Stokes 방정식에 대한 수정 잔여치법을 적용하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 R_i &= \int_{\Omega} \psi_i M_i d\Omega \\
 &+ \sum_{elem} \int_{\Omega_e} \tau \left(\bar{u}_j \frac{\partial \psi_i}{\partial x_j} \right) M_i d\Omega_e \\
 &+ \sum_{elem} \int_{\Omega_e} \delta \frac{\partial \psi_i}{\partial x_i} C d\Omega_e = 0 \quad (14-1)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 R_p &= \int_{\Omega} \psi_p C d\Omega \\
 &+ \sum_{elem} \int_{\Omega_e} \tau \frac{\partial \psi_p}{\partial x_i} M_i d\Omega_e = 0 \quad (14-2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 R_T &= \int_{\Omega} \psi_T E d\Omega \\
 &+ \sum_{elem} \int_{\Omega_e} \tau \left(\bar{u}_j \frac{\partial \psi_T}{\partial x_j} \right) E d\Omega_e = 0 \quad (14-3)
 \end{aligned}$$

위의 식에서 Ω 는 경계를 포함하는 전체 해석 영역을 의미하며, Ω_e 는 각 요소의 내부 영역만을 의미한다. 따라서 식 (14-1)-(14-3)들의 첫 번째 항들에는 부분 적분을 적용하여, 미분 차수를 한 단계 내리고 또 미분 경계 조건을 적용하게 할 수 있다. 섭동 항들의 크기를 결정하는 τ 와 δ 는 Re 수와 요소의 대표 길이 h 의 함수로 Ilinca 등[5]을 참조하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 \tau &= \frac{h_k}{2|\vec{v}|} \xi(Re_k) \\
 \delta &= |\vec{v}| h_k \xi(Re_k) \\
 \xi(Re_k) &= \begin{cases} Re_k & , 0 \leq Re_k < 1 \\ 1 & , Re_k \geq 1 \end{cases} \\
 Re_k &= \frac{m_k |\vec{v}| h_k}{2\nu} \text{ or } \frac{m_k |\vec{v}| h_k}{2k/\rho c_p} \\
 (m_k \text{ is } 1/3 \text{ for linear element}) & \quad (15)
 \end{aligned}$$

위의 식 (14-1)-(14-3)들을 전개하면, 종속 변수 u_i 의 2차 미분항, $\partial^2 u_i / \partial x_1^2$ 와 $\partial^2 u_i / \partial x_2^2$ 들이 포

함되어 있음을 볼 수 있다. 그러나 계층 함수는 C^0 -연속성을 갖는 함수이므로 이들을 무시하기로 한다.

4. 수치 계산

이 장에서 우리는 해의 정밀성이 보간 차수와 요소 수의 증가에 따라 어떻게 변화하는지를 보기 위하여 Kovaszny 유동, Cavity 유동 및 정사각형 내의 자연 대류의 세 개의 예를 가지고 수행하였다. 일반적으로 오차의 norm은 적절한 요소 길이, h 와 형상 함수의 차수, k 에 대하여 다음과 같이 정의된다.

$$\|u - u^h\| \leq Ch^k \quad (16)$$

식 (16)에 의하면, log-log plot에서 수렴 경사는 차수(degree)가 되며, 반올림 오차에 의한 왜곡이 없다면 일반적인 Poisson 방정식에서는 이 이론을 잘 따른다.

4.1 Kovaszny 유동에 대한 예

Kovaszny 유동[8]은 $-1/2 \leq x \leq 1$ 과 $-1/2 \leq y \leq 3/2$ 의 영역에 대한 Navier-Stokes 방정식으로 엄밀해가 아래와 같이 주어진다. 따라서 이는 새로운 계산 기법의 수렴성 검증에 간혹 사용되어 지고 있다.

$$u = 1 - e^{\lambda x} \cos(2\pi y) \quad (17)$$

$$v = \frac{\lambda}{2\pi} e^{\lambda x} \sin(2\pi y) \quad (18)$$

$$\lambda = Re/2 - \sqrt{(Re/2)^2 + (2\pi)^2}$$

좌측 입구, 위 그리고 아래 벽면에는 엄밀 해에 의한 고정 경계 조건을 주고, 우측 출구 측에는 압력만을 명시한다. $Re = 40$ 으로 취한 해의 수렴 경향을 수평 속도 성분의 오차에 대한 H-1 norm을 통하여 수행하여, Fig. 2에 나타내었다. H-1 norm의 정의는 다음과 같다.

$$\|u - u^h\|_1 = \left[\sum_{elem} \int_{\Omega} \left\{ (u - u^h)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial u^h}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial u^h}{\partial y} \right)^2 \right\} d\Omega \right]^{1/2} \leq Ch^k \quad (19)$$

이 경우, 일차와 이차 요소에 대한 해의 수렴 경사는 각각 0.9956 및 1.9104로 이론적 경사와 거의 일치하지만, 3차 요소에 대하여는 그렇지 못하다. 이에 대한 이유는 다음과 같이 설명될 수 있다. 3차 요소를 이용한 수치 계산에서는 보다 작은 수의 요소로도 상당히 정밀한 계산값을 얻을 수가 있어서, 오차가 현저히 줄어들었으며, 따라서 반올림 오차로 인한 계산기의 포화값에 일찍 도달한 결과이다. 이 경우의 수평 속도 성분의 오차에 대한 H-1 norm의 포화값은 Fig. 2에 의하면 약 $(2.0)10^{-2}$ 이다.

계층적 반복법의 효율성을 보기 위하여 2차와 3차 요소들의 자유도에 대한 cpu 시간을 Fig. 3과 Fig. 4에 각각 나타내었다. 시간 측정은 Newton 반복에 의한 상대적 잔여치가 10^{-6} 이하로 낮아질 때까지 하였다. 즉,

$$\|R\|_2 / \|R_0\|_2 \leq 10^{-6} \quad (20)$$

Navier-Stokes 방정식의 이산화로부터 나오는 행렬은 비대칭 행렬임으로, 외부 반복법으로 CG나 CR 등은 적합하지 못하다. 본 논문에는 CGS 반복법을 채택하고, 여기에 예조조건화를 수행하였다. 예조조건화 CGS 알고리즘(PCGS)은 Barrett 등[9]에 있다. 이 경우에 우리는 단순 CGS 알고리즘은 과도하게 많은 반복이 요구되어 직접법인 Skyline 방법[10]보다도 더 많은 시간이 필요함을 볼 수 있다. 반면에 계층적 반복에 의한 PCGS 알고리즘은 현재 실험의 모든 자유도 수에 대하여 시간 증가가 매우 적으며, 그 차이는 3차 요소의 경우 확실하게 드러난다.

4.2 Lid Driven Cavity 유동

Cavity 유동에 대한 영역 및 경계조건의 정의는 Fig. 5에 하였다. 여기서 압력에 대한 기준 값으로 좌측 하단 모서리 점에 "0"의 값을 취하였다. 이 유동

은 우측 상단에 특이점이 존재하는 관계로 해는 격자 형상에 많이 좌우되며, 현재 제시되는 결과들은 각각의 모서리에 세분화된 격자계에 대한 것이다. 본 연구에서는 $Re = 1000$ 에 대한 계층적 반복법의 효율성을 고찰해 보기로 한다.

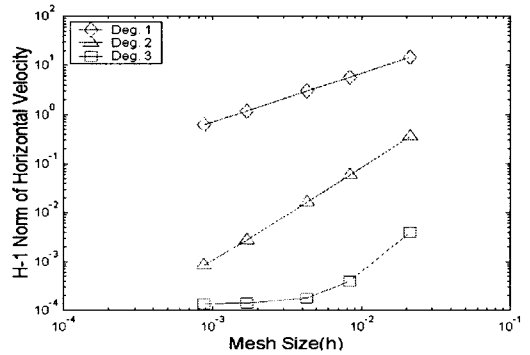


Fig. 2 Convergence trend for Kovaszvay flow

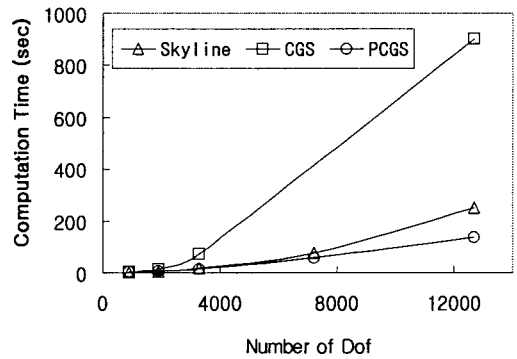


Fig. 3 Time comparison for Kovaszvay flow (quadratic elements, $Re = 40$)

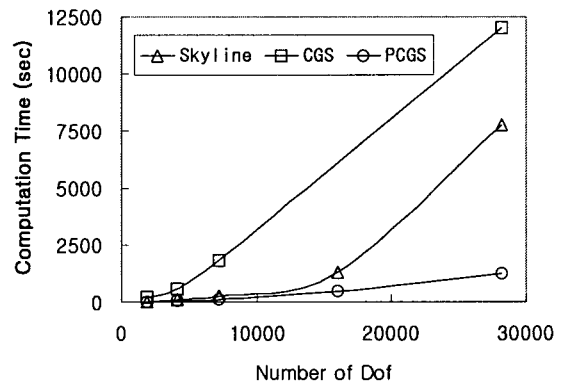


Fig. 4 Time comparison for Kovaszvay flow (cubic elements, $Re = 40$)

Fig. 6과 Fig. 7에 시간 비교를 각각 2차 요소와 3차 요소에 대하여 하였다. 이 경우의 해석 시간은 식 (20)에 나타난 상대적 잔여치가 10^{-4} 이하가 될 때까지 하였다. 그 이유는 특이점에서의 오차가 다른 부분에 비하여 훨씬 높게 나타나서 식 (20)와 같이 10^{-6} 으로 하기가 어려웠기 때문이었다. 여기에서 우리는 CGS 알고리즘은 더 이상 사용하기 어렵다. 레이놀즈(Re) 수가 증가함에 따라 Kovasznay 유동과는 달리 CGS 방법에 의한 해석 시간은 적은 수의 격자에 대해서도 매우 크게 나타나기 때문이다. 이에 반하여, Skyline 방법과 계층적 반복에 의한 PCGS 알고리즘은 증가하는 자유도에 대하여도 풀이가 가능하며, 현재의 PCGS는 높은 레이놀즈 수에도 계속 선형적인 시간 증가를 보여준다. 또 우리는 삼차 요소가 이차 요소에 대하여 훨씬 더 효율적임을 알 수 있으며 이는 현재의 예 조건화 알고리즘이 계층적 특성을 이용하기 때문이다.

Fig. 8에는 $Re = 1000$ 에 대한 3차 요소의 해에 대한 수렴성을 보이기 위해, 수평 방향의 속도 성분을 중심 수직선에 따라 도출한 값을 도시하였다. 이 경우 그림에 나타난 실선은 표준해로 알려진 Ghia 등[11]의 속도해로서, 현재의 결과와 대체로 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

4.3 정사각형 내부의 자연 대류

자연대류 유동장의 해석을 위하여 $(x, y) = (0, 0)$ 에서 $(1, 1)$ 사이의 정사각형 영역을 취하고, 아래의 경계 조건을 부여하였다.

$x = 0$ 인 측에는

$$u = v = 0, T = T_1 = 0,$$

$x = 1$ 인 측에는

$$u = v = 0, T = T_2 = 1,$$

그리고 $y = 0$ 과 $y = 1$ 인 측에는

$$u = v = 0, \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \text{ 으로 하였다.}$$

자연 대류의 유동 특성을 대표하는 Ra 수와 각종 상태량의 정의는 다음과 같다.

$$Ra = \frac{\rho\beta g_y (T_2 - T_1)L^3}{\mu\alpha}, \quad L = 1.$$

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad \alpha = \frac{k}{\rho c_p}, \quad \rho = \sqrt{\frac{Ra}{Pr}},$$

$$c_p = \mu = g_y = \beta = k = 1.$$

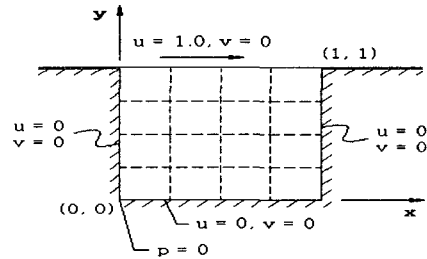


Fig. 5 Domain and boundary conditions for lid-driven cavity problem

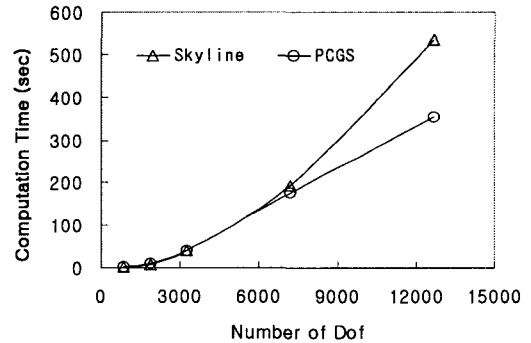


Fig. 6 Time comparison for lid-driven flow (quadratic elements, $Re = 1000$)

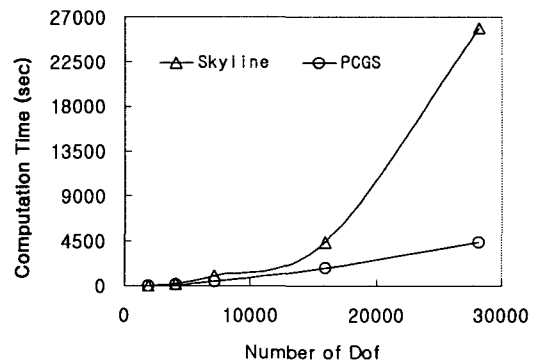


Fig. 7 Time comparison for lid-driven flow (cubic elements, $Re = 1000$)

또 자연대류 운동의 구동력이 되는 중력 방향의 체적력 항 f_2 는 체적 팽창 계수 β 의 정의와 함께 다음과 같이 사용하였다.

$$\beta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \cong \frac{1}{\rho} \frac{\rho - \rho_{ref}}{T - T_{ref}} \quad (21)$$

$$f_2 = (\rho - \rho_{ref})g_y \cong \rho g_y \beta (T - T_{ref}) \quad (22)$$

수치 실험에서 Pr 수는 0.71이며, Ra 수는 각각 10^3 , 10^4 , 10^5 , 그리고 10^6 으로 하였으며, 정상 상태의 수렴 기준은 10^{-4} 이하의 상대 잔여치를 기준으로 하였다. $Ra = 10^3$ 을 제외한 경우의 수렴된 해를 얻기 위하여 Newton 반복에서 under-relaxation의 적용이 요구되었으며, 특히 $Ra = 10^6$ 의 경우에는 0.025의 매우 작은 relaxation 계수의 적용이 요구되었다. Table 2에는 계산 영역 내에서 요소 수와 보간 차수에 따른 최대 수평 속도의 값을 De Vahl Davis[12]가 구한 값들과 비교하여 나타내었다. 여기에서도 요소의 수와 보간 차수가 증가할수록 De Vahl Davis의 값에 상당히 근접함을 볼 수 있으며, 또 우리는 수정 잔여치법에 의한 안정성과 계층적 반복의 효율성을 알 수 있다.

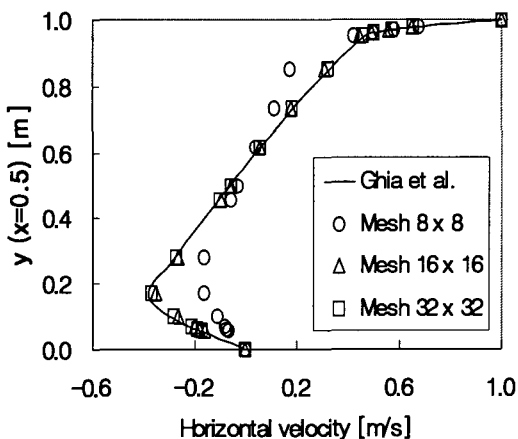


Fig. 8 A comparison of velocity solutions with Ghia, Ghia and Shin[11]

Table 2 Max. horizontal velocity for the natural convection problem

Ra	Ref[11]	mesh	Deg.1	Deg.2	Deg.3
10^3	3.649	8 x 8	3.341	3.341	3.650
		16 x 16	3.587	3.587	3.648
		32 x 32	3.656	3.656	3.648
10^4	16.178	8 x 8	16.793	16.119	16.178
		16 x 16	16.675	16.203	16.178
		32 x 32	16.170	16.178	16.178
10^5	34.730	8 x 8	41.674	35.279	34.720
		16 x 16	35.652	34.773	34.720
		32 x 32	34.773	34.720	34.720
10^6	64.630	8 x 8	77.723	69.802	65.303
		16 x 16	75.330	65.513	64.814
		32 x 32	66.600	64.898	64.848

5. 결 론

일반적으로 유한요소해석에서 고차 요소의 수렴 특성은 저차 요소에 비해 월등히 좋으나, 이의 사용을 저해하는 이유는 효율적 계산 방법이 어렵다는 것이다. Skyline 방법과 같은 직접적 풀이법은 유한요소 해석에서 많이 사용되고 있으나, 고차 요소의 경우에는 띠 폭(band width)의 증가로 인하여 Skyline의 장점을 살리기가 어렵다. 본 연구에서는 이를 위해 수정 잔여치법을 이용하여 안정화시킨 후, 예 조건화를 위하여 계층적 반복법을 도입하여 보았다.

계층 요소를 사용할 경우, 저차의 계층 함수들은 고차의 것에 포함되어있는 관계로 선형대수행렬이 각 단계(Level)별로 쉽게 분해될 수가 있으며, 이는 다중단계(Multi-Level)법의 적용을 용이하게 한다. 이차와 삼차 요소의 비교에서 레이놀즈 수에 관계없이 안정적이며, 삼차 요소의 적용이 이차 요소보다 훨씬 더 효율적임을 살펴보았다.

후기

이 연구는 2004년 동의대학교 교내 학술 연구비에 의하여 수행되었으며, 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

참고문헌

- [1] Dendy, J.E., "Two methods of Galerkin type Optimum L-2 Rates of Convergence for First order Hyperbolic," *SIAM J. Numer. Anal.*, Vol. 11, (1974), p.637~653.
- [2] Wahlbun, L.B., "A Dissipative Galerkin method Applied to some quasi-linear Hyperbolic equations," *R.A.I.R.O.*, Vol. 29, (1975), p.1037~1045.
- [3] Hughes, T.J.R. and Brooks, A.N.. "A Multi-dimensional upwind scheme with no crosswind diffusion," T.J.R. Hughes(Ed.), *Finite Element Methods for Convection Dominated Flows*, Vol. 34, (1979), p.19~35.
- [4] Brooks, A. and Hughes, T.J.R., "Streamline upwind/Petrov-Galerkin formulation for convection dominated flows with particular emphasis on the incompressible Navier-Stokes equations," *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, Vol. 32, (1982), p.199~259.
- [5] Ilinca, F., Hetu, J.F. and Pelletier, D.. "On stabilized finite element formulations for incompressible advective-diffusive transport and fluid flow problems," *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, Vol. 188, (2000), p.235~255.
- [6] Mitchell, J.A. and Reddy, J.N., "A hierarchical iterative procedure for the analysis of composite laminates," *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, Vol. 181, (2000), p.237~260.
- [7] Whiting, C. H. and Jansen, K.E., "A stabilized finite element method for the incompressible Navier-Stokes equations using a hierarchical basis," *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 35, (2001), p.93~116.
- [8] Kovasznay, L.I.G.. "Laminar flow behind a two-dimensional grid," *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, Vol. 44, (1948), p.58-62.
- [9] Barrett, R., Berry, M., Chan, T., Demmel, J., Donato, J., Dongarra, J., Eijkhout, V., Pozo, R., Romine, C. and van der Vorst, H. *Templates for the Solution of Linear Systems; Building Blocks for Iterative Methods*, SIAM, Philadelphia (1994).
- [10] Logan, D.L., *A First Course in the Finite Element Method*, 2nd Ed., PWS-KENT Publishing Co., Boston (1992).
- [11] Ghia, U., Ghia, K.N., and Shin, C. T.. "High-Re Solutions for Incompressible Flow Using the Navier-Stokes Equations and a Multigrid Method," *J. of Comp. Physics*, Vol. 48, (1982), p.387~411.
- [12] De Vahl Davis, G., "Natural Convection of Air in a Square Cavity: A Bench Mark Numerical Solution," *Int. J. for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 3, (1983), p.249~264..