

4.4 점성유동 해석

단위체적당 Newton의 운동 제2법칙은 다음으로 표현된다.

$$f_x = \rho \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right] \quad (1a)$$

$$f_y = \rho \left[\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right] \quad (1b)$$

$$f_z = \rho \left[\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right] \quad (1c)$$

힘은 표면력(surface force)과 체적력(body force)으로 나눈다.

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}_s + \mathbf{f}_g$$

\mathbf{f}_s : 단위체적당의 표면력

\mathbf{f}_g : 단위체적당의 체적력

z 축이 연직 상방일 때

$$\mathbf{f}_g = -\rho g \mathbf{k} \quad (2)$$

단위체적당의 vector 응력은 Taylor의 급수전개를 통해 얻어진다.

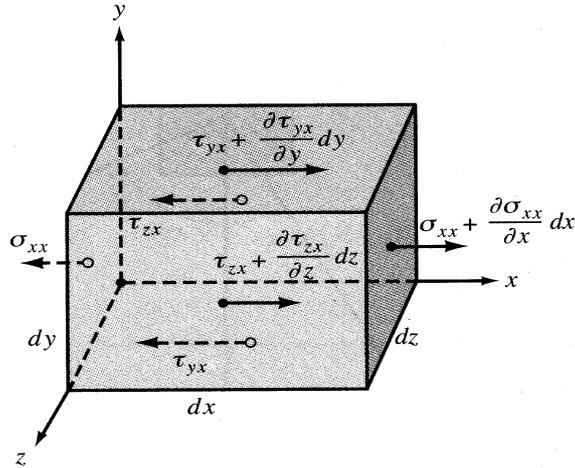


Fig. 1 x 방향의 응력 성분

$$F_x = \left[\left(\sigma_{xx} + \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} dx \right) dydz + \left(\tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dy \right) dx dz + \left(\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz \right) dx dy \right] - [\sigma_{xx} dydz + \tau_{yx} dx dz + \tau_{zx} dx dy]$$

체적 $dx dy dz$ 로 나누면

$$f_{sx} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \quad (3a)$$

같은 방법으로 y 와 z 에 대하여 적용하면

$$f_{sy} = \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \quad (3b)$$

$$f_{sz} = \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \quad (3c)$$

수직응력으로부터 압력을 분리하여 표현하면, $p = -\sigma$ 이므로

$$f_{sx} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) \quad (4a)$$

$$f_{sy} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \right) \quad (4b)$$

$$f_{sz} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) \quad (4c)$$

Navier-Stokes 방정식(비압축성 유체)

변형과 응력과의 관계(평면)

$x-y$ 평면에 대하여

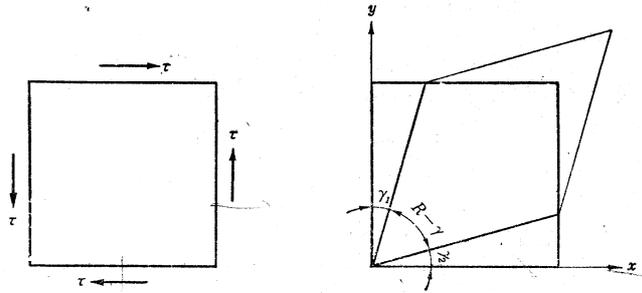


Fig. 2. 2평면에서의 각변형과 전단력

$$\begin{aligned} \tau &= \mu \frac{\partial \gamma}{\partial t}, \quad \gamma = \gamma_1 + \gamma_2 \\ \therefore \tau &= \mu \left(\frac{\partial \gamma_1}{\partial t} + \frac{\partial \gamma_2}{\partial t} \right) = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \text{or } \tau_{xy} &= \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (5a)$$

마찬가지로

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad (5b)$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (5c)$$

또한 수직응력과 변형과의 관계로부터 다음의 식을 얻는다.

$$\tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \quad (6a)$$

$$\tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \quad (6b)$$

$$\tau_{zz} = 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} \quad (6c)$$

이들로부터 다음 식으로 표현되는 비압축성 유체의 Navier-Stokes 방정식을 얻는다.

$$\begin{aligned} \rho \frac{Du}{Dt} &= \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (7a)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{Dv}{Dt} &= \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (7b)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{Dw}{Dt} &= \rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ &= -\rho g - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (7c)$$

위 식을 vector로 표현하면

$$\rho \frac{D\mathbf{q}}{Dt} = -\rho g \nabla z - \nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{q} \quad (8)$$

4.4.1 난류 유동 해석

난류유동에서는 식 (7)에 포함된 각 속도성분과 압력항이 무작위(random)하게 변동하기 때문에 엄밀한 해석은 물론 수치해석까지도 불가능하게 만든다. 따라서 이들 변수들의 통계적 양 즉, 시간평균(time averaging) 값을 도입하여 난류유동을 해석한다.

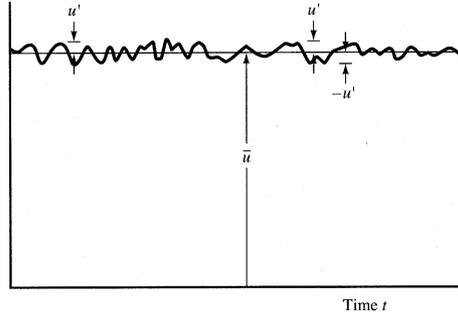


그림 2 난류유동의 시간에 대한 속도 분포

시간평균

예로서 x 속도성분 u 는 그림 2에 보인바와 같이 시간평균값과 변동부(혹은 난동부)의 합으로 쓸 수 있다.

$$u = \bar{u} + u' \quad (9)$$

여기서 평균값은 다음으로 정의된다.

$$\bar{u} = \frac{1}{T_0} \int_t^{t+T_0} u dt \quad (10)$$

여기서 T_0 는 평균값이 시간에 영향을 받지 않을 만큼 충분히 길게 잡는다. 변수의 시간 평균값(\bar{u})는 통계적으로 규칙한 부분이고 시간에 무관하다.

비압축성유동에 대한 N.S. 방정식의 시간평균

식 (9)로부터 난류유동에 대한 N.S.방정식 x 성분의 시간평균값은

$$\begin{aligned} \rho \frac{D\bar{u}}{Dt} &= \rho \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \\ &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{u} - \rho \left(\frac{\partial \overline{(u'^2)}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{(u'v')}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{(u'w')}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (11a)$$

마찬가지로 y, z 성분은

$$\begin{aligned} \rho \frac{D\bar{v}}{Dt} &= \rho \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \\ &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \mu \nabla^2 \bar{v} - \rho \left(\frac{\partial \overline{(u'v')}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{(v'^2)}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{(v'w')}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (11b)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{D\bar{w}}{Dt} &= \rho \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \\ &= -\rho g - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \mu \nabla^2 \bar{w} - \rho \left(\frac{\partial \overline{(u'w')}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{(v'w')}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{(w'^2)}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (11c)$$

위 식을 Reynolds시간평균N-S방정식(RANS)이라 한다. 위 식은 변동속도 곱의

시간평균값을 포함하고 있다. 이 항은 가속도항과 더불어 비선형 항이므로 위 식을 해석적으로 구하는 것은 극히 어려운 일이다.

위 식의 마지막 항을 제외하면, 형태로는 층류에 대한 N.S. 방정식과 동일함을 알 수 있다. 또 유체의 점성에 의한 표면력항 $\mu \nabla^2 \bar{\mathbf{q}}$ 은 난류의 평균속도 $\bar{\mathbf{q}}$ 로 유동하는 층류에서의 점성력과 같다. 그러므로 난류유동하는 유체입자에 작용하는 표면력은 통계적 규칙부에 대한 표면력 $-\nabla \bar{p} + \mu \nabla^2 \bar{\mathbf{q}}$ 와 난동부에 대한 표면력 $-\overline{\rho \mathbf{q}' \cdot \nabla \mathbf{q}'}$ 가 중첩되어 작용한다. 난동부에 대한 표면력 $-\overline{\rho \mathbf{q}' \cdot \nabla \mathbf{q}'}$ 의 차원은 단위체적당의 힘이고 이를 겉보기응력(apparent stress), 난류응력 혹은 Reynolds 응력이라 한다. 이 항은 난류유동에서 운동량교환과 혼합작용을 초래하고, 그 크기는 난류유동에서 점성응력항보다 훨씬 크다.

(11a)식은 다음으로 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} \rho \frac{D\bar{u}}{Dt} &= \rho \left\{ \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right\} \\ &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ -\overline{\rho u' u'} + \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right\} \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ -\overline{\rho u' v'} + \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ -\overline{\rho u' w'} + \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right\} \end{aligned} \quad (12a)$$

또는

$$\rho \frac{D\bar{u}}{Dt} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}$$

여기서

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= -\overline{\rho u' u'} + \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \\ \tau_{xy} &= -\overline{\rho u' v'} + \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \\ \tau_{xz} &= -\overline{\rho u' w'} + \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \end{aligned}$$

y방향에 대해서는

$$\begin{aligned} \rho \frac{D\bar{v}}{Dt} &= \rho \left\{ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right\} \\ &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ -\overline{\rho u' v'} + \mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right\} \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ -\overline{\rho v' v'} + \mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ -\overline{\rho v' w'} + \mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right\} \end{aligned} \quad (12b)$$

또는

$$\rho \frac{D\bar{v}}{Dt} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z}$$

여기서

$$\begin{aligned}\tau_{yx} &= -\overline{\rho u'v'} + \mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \\ \tau_{yy} &= -\overline{\rho v'v'} + \mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \\ \tau_{yz} &= -\overline{\rho v'w'} + \mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\end{aligned}$$

z방향에 대해서는

$$\begin{aligned}\rho \frac{D\bar{w}}{Dt} &= \rho \left\{ \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right\} \\ &= -\rho g - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ -\overline{\rho u'w'} + \mu \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right\} \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ -\overline{\rho v'w'} + \mu \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ -\overline{\rho w'w'} + \mu \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right\}\end{aligned}\tag{12c}$$

또는

$$\rho \frac{D\bar{w}}{Dt} = \rho g - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z}$$

여기서

$$\begin{aligned}\tau_{zx} &= -\overline{\rho u'w'} + \mu \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \\ \tau_{zy} &= -\overline{\rho v'w'} + \mu \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \\ \tau_{zz} &= -\overline{\rho w'w'} + \mu \frac{\partial \bar{w}}{\partial z}\end{aligned}$$

x방향으로 흐르는 1차원 유동에서는 난류응력 $-\overline{\rho u'v'}$ 가 가장 중요하고, 선형운동량방정식 (12a)는 다음으로 근사화 시킬 수 있다.

$$-\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \approx \rho \frac{\partial \bar{u}}{\partial t}\tag{13}$$

여기서

$$\tau_{xy} = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{\rho u'v'}\tag{14}$$

이는 층류성분 τ_l 과 난류성분 τ_t 를 합한 총전단응력이다. 유체의 점성은 유체가 갖는 고유물성이나, 난류응력은 유체의 고유물성에 기인하는 것이 아니고 난류정도에 따라 정해지는 물리량이다. 또 점성응력은 유체의 점성과 유체의 시간평균속도의 곱으로 주어지나, 난류응력은 유체의 밀도와 불규칙적으로 변하는 변동속도의 곱의 시간평균값으로 주어진다. 이와같이 점성응력과 난류응력은 내용과 성질이 아주 다르다. 그러므로 Reynolds방정식은 극히 복잡하여 다루기가 힘들다. 만일 난류응력도 점성응력과 같이 시간평균속도항으로 표시할 수 있다면, 즉 난류응력을 Stokes의 점성응력과 같은 형으로 표시할 수 있다면 Reynolds방정식의 미지수가 줄어들어 해

석이 비교적 수월해질 것이다.

이러한 관점에서 Prandtl은 혼합거리이론(mixing length theory)을 제안하였는데, 혼합거리이론은 난류응력을 시간평균 속도분포와 관련시킨 것이다. 위 식 (14)에서 $-\overline{\rho u'v'}$ 의 난류응력은 Newton의 점성법칙과 비슷한 형태로 표현된다.

$$-\overline{\rho u'v'} = \tau_t = \eta \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (15)$$

여기서 η 는 난류정도에 의해 정해지는 와점성(eddy viscosity)이고 운동량 수송계수라고도 불린다. 따라서 식 (14)는 다음으로 된다.

$$\tau_{xy} = (\mu + \eta) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (16)$$

Prandtl은 한 유체입자가 새로운 환경에 의한 운동량변화를 일으키기 전에 임의의 거리 l (평균자유행로, mean free path)만큼 운동한다는 개념을 도입하여 운동량변화 없이 운동한다고 가정하고, 와점성을 다음식으로 유도하였다.

$$\eta = \rho l^2 \frac{du}{dy} \quad (17)$$

와점성은 밀도, 속도구배 및 혼합거리 l 에 의존하며, 유동영역에서 점과 점 사이에서 다양하게 변한다.

속도분포

벽 근방에서의 난류 전단층은 그림 3에 보인 바와 같이 3개의 층으로 나눌 수 있다: 층류저층(viscous wall layer), 완충영역(overlap layer) 및 외부난류영역(outer turbulent zone).

층류경계층의 두께 δ' 내부에서의 층류저층에서 전단응력은 근본적으로 일정하고 벽면전단응력 τ_0 와 같다. $y \leq \delta'$ 에서는 Newton의 점성법칙, $\tau_0 = \mu du/dy$ 을 만족하고 이로부터 속도분포를 구할 수 있다. 이를 적분하고 $y=0$ 에서 $u=0$ 의 경계조건을 사용하면 다음의 관계를 얻는다.

$$\frac{\tau_0}{\rho} = \frac{\mu}{\rho} \frac{u}{y} = \nu \frac{u}{y} \quad y \leq \delta' \quad (18)$$

$\sqrt{\tau_0/\rho}$ 는 속도의 차원을 가지며, 전단응력속도(shear stress velocity) 혹은 마찰속도(friction velocity)라 하고 u_* 로 표기한다. 따라서 무차원 속도분포는

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_* y}{\nu} \quad y \leq \delta' \quad (19)$$

이 식은 u 와 y 는 층류막내에서 선형관계가 성립함을 보여주고, 우변 $u_* y/\nu$ 를 전단 레이놀즈수라 하고 유동역역을 구별하는 중요한 지표가 된다. 이 식의 적용범위는

층류저층인 $u_*y/\nu \approx 5$ 까지 이다. 이 식으로부터 층류저층의 두께는 다음으로 된다.

$$\delta' = 5 \frac{\nu}{u_*} \quad (20)$$

완충영역은 $5 \leq u_*y/\nu \leq 30$ 이고 $u_*y/\nu \geq 30$ 에서는 난류영역으로 구분한다.

완충영역에서도 전단응력이 벽에서의 전단응력과 근사적으로 같다고 가정할 수 있다. 그림 2에서 보는바와 같이 벽면에서 멀어질수록 난류유동이 지배적이고 점성 전단응력은 중요하지가 않다. 따라서 식(17)을 사용하면 식(15)는

$$\tau_0 = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \quad (21)$$

로 근사시킬 수 있다.

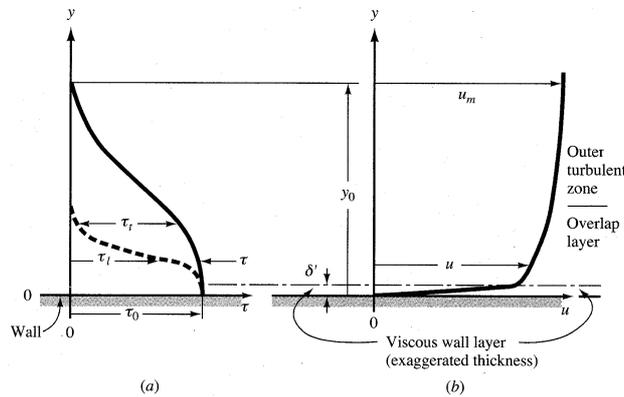


그림 3 난류유동 벽근방에서의 (a) 전단응력 및 (b) 속도분포

Prandtl은 혼합거리 l 은 점성영향을 받지 않는다고 가정할 때, 혼합거리는 벽면으로부터의 거리에 정비례한다고 주장하였다. 즉

$$l = \kappa y \quad (24)$$

이를 (21)식에 대입하고 $u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$ 를 사용하여 정리하면

$$\frac{du}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \frac{dy}{y} \quad (25)$$

적분하면 매끈한 경계면상에 일어나는 난류경계층의 난류역에서의 속도성분을 구할 수 있다.

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln y + C \quad (26)$$

여기서 상수 C 는 $y=0$ 에서 경계조건 이외의 다른 곳에서의 경계조건으로부터 구한다. 매끈한 원관에 대해서 Nikuradse(9)는 실험으로부터 $\kappa=0.40$, $C=5.5$ 를 얻었다. 이를 대입하면 (26) 식은

$$\frac{u}{u_*} = 2.5 \ln \frac{u_* y}{\nu} + 5.5 \quad (\text{매끈한 원관}) \quad (27)$$

또한 매끈한 평판에 대한 실험 결과는 $\kappa = 0.41$, $C = 4.9$ 이고 (26) 식에 대입하면

$$\frac{u}{u_*} = 2.44 \ln \frac{u_* y}{\nu} + 4.9 \quad (\text{매끈한 평판}) \quad (28)$$

그림 3에 매끈한 관유동에 대한 로그법칙인 식 (27)을 여러 가지 실험수행결과 범위와 동시에 보여주고 있다. 층류저층에서의 속도분포인 식 (19)도 보여주고 있다. 완충영역에서는 실험결과와 다소 차이를 알 수 있다.

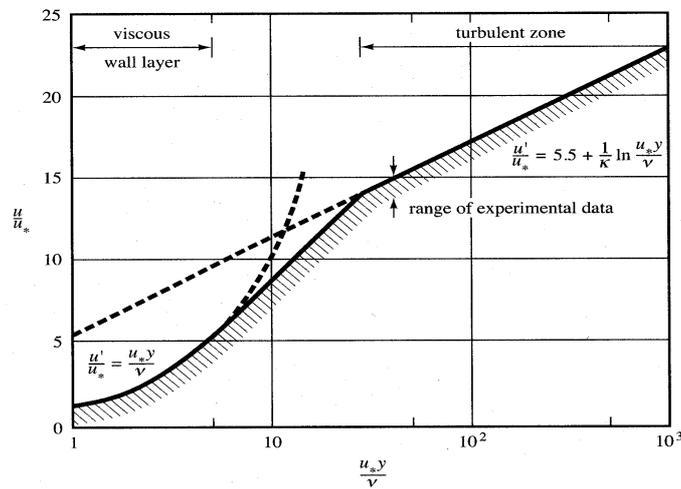


그림 3 매끄러운 관에서의 난류유동 (taken from Street et al)

4.4.2 전산유동해석(CFD)

컴퓨터 기술의 발전에 힘입어 계산유체역학(CFD, Computational Fluid Dynamics)이 선체 유동해석에 사용되고 있다. 지난 10여년동안 CFD의 계산정도가 크게 향상되어 복잡한 선형 주위 유동해석을 통해 선형개발에도 효과적으로 사용되고 있다. CFD를 이용한 유동해석은 앞 절에서 설명한 Navier-Stokes 방정식을 시간 평균한 RANS(Reynolds Averaged Navier-Stokes) 방정식을 수치해석하는 것이 일반적이다. RANS방정식을 풀기 위해서는 점성과 난류에 의한 유효응력을 구해야 하고 특히 선박과 같은 난류유동에서는 난류 와점성계수를 구하는 것이 중요하다. 앞 절에서 설명한바와 같이 난류와점성은 난류 유동의 특성에 의해 결정되는 것으로서 경험식과 같은 근사적 모형을 사용한다. 따라서 사용하는 난류모형의 형태에 따라 계산결과가 다소 달라 질 수 있다.

난류 모델링

난류 모델링에 대한 연구는 지난 40여 년간 꾸준히 진행되어 왔고 Wilcox(1998)에 잘 보고되어 있다. 다양한 난류 모델이 소개되었으나 모든 유동에 적합한 모델은 없고 유동의 특성에 따라 적합한 모델이 있는 것으로 소개되어져 있다. 선박주위 유동 계산을 위해서도 다양한 모델을 사용한 CFD계산결과가 발표되어 왔고 1991년 이후 꾸준히 CFD계산결과에 대한 국제학회나 워크숍이 개최되어 왔다(Larson et al. (1991), Kodama et al. (1994), Larsen et al.,(2002, 2003), Hino(2005)).

난류모형은 추가로 풀어야할 난류관련 방정식의 숫자에 따라 제로 방정식(zero-equation), 1-방정식(one-equation), 2-방정식(two-equation) 모형 등으로 일반적으로 구분한다. 이 세가지 모형은 응력텐서(stress tensor)가 변형텐서(strain tensor)에 비례한다는 Boussinesq의 가정을 기본으로 한다. 선박주위 유동에 많이 사용되는 난류모형은 2-방정식 모형인 $k-\epsilon$ 과 $k-\omega$ 모형이다. 난류모형의 정도를 높이기 위해 Boussinesq 가정에서 벗어난 대수 응력 모델(Algebraic Stress Model, ASM)과 Reynolds 응력 모델(Reynolds Stress Model, RSM)도 있다. 계산기의 발달에 힘입어 최근에는 난류모형을 도입하지 않고 직접 난류현상을 모사하는 DNS(Direct Numerical simulation)도 사용되고 있다. DNS의 경우 과도한 계산시간과 수치해석의 안정성 등의 문제로 2차원 유동, 간단한 형상주위 유동 및 낮은 레이놀즈수에서의 유동해석에 적용되고 있다. 이를 보완한 것이 LES(Large Eddy Simulation)과 DES(Detached Eddy Simulation)이다. 이들은 작은 와(eddy)에 대해서만 모델링을 하는 등 와 기법에 따라서 붙여진 이름이다. 자유표면이 있는 선박주위 유동해석은 선박주위 유동뿐만 아니라 자유수면을 모사해야 하는 등 광범위한 계산영역과 높은 레이놀즈수 등으로 DNS와 LES등의 사용은 현실적으로 쉬운 일이 아니다.

격자계(Grid)

난류모형과 Navier-Stokes방정식을 사용하여 선체주위 유동을 해석하기 위해서는 선체표면과 이를 둘러싼 유체영역에서 3차원 공간 격자계가 필요하며 이 격자 내에서 연속방정식이 만족되어야 한다. RANS방정식은 격자계위에서 이산화하고 유체의 모든 물리량들은 격자점(node)에서 계산된다. 격자계는 크게 두 개의 형태가 있는데 하나는 정규 격자(structured grid)이고 다른 하나는 비정규 격자(unstructured grid)계이다. 두 가지 모두 전체 영역을 하나의 블록(single block grid)과 여러 개의 블록(multi-block)으로 구성된 격자계로 다시 나눌 수 있다. 격자계의 형태는 O-H, O-C, O-O등 다양한 모양을 가지고 있으나 물체의 형상을 가장 잘 표현할 수 있는 형태를 선택해야 된다. 선박과 같이 선수 및 선미와 같이 복잡하고 기울기가 급한

영역은 유속과 압력의 구배가 따라서 심하다. 이러한 영역에서는 그리드의 간격을 아주 작게 하는 등 좋은 격자계 생성이 해석결과도 따라서 좋다. 그림 4는 KVLCC 점성유동을 위한 공간 격자계를 보여주고 있다.

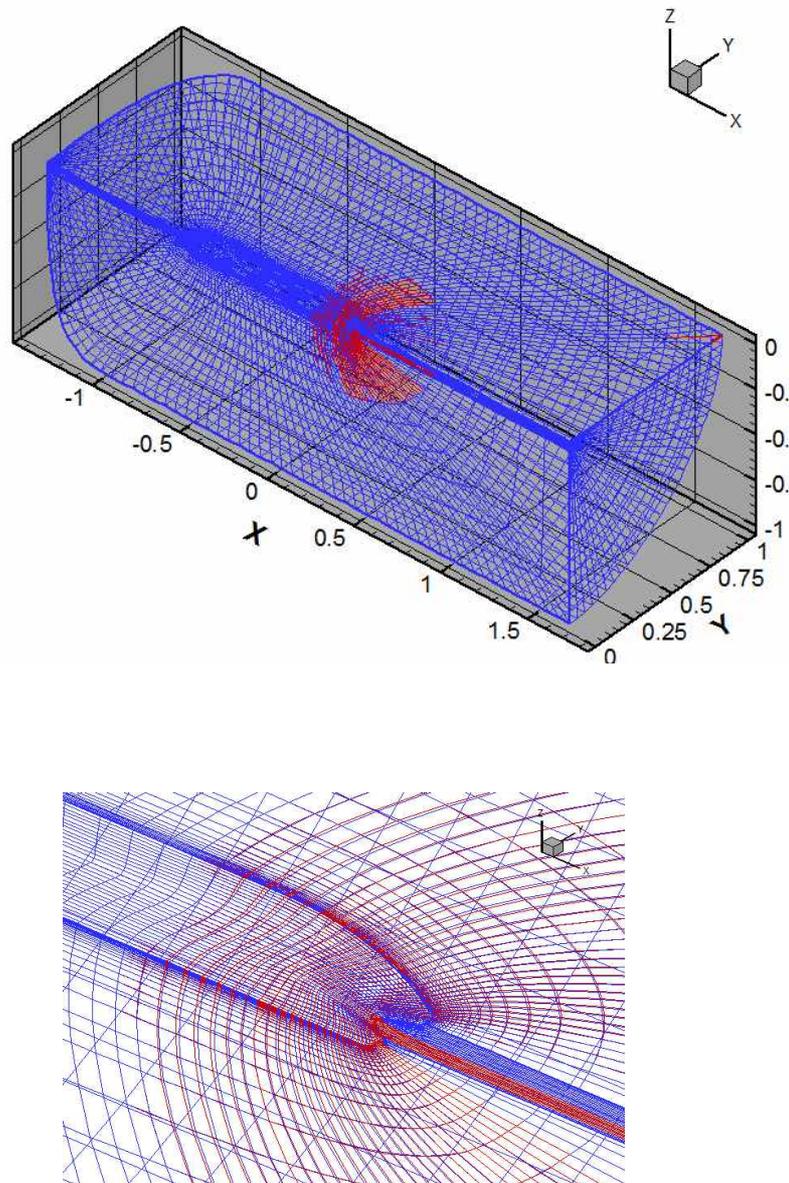


Fig. 4 KVLCC 유동해석을 위한 공간 격자계(Single-block Structured grid)

이산화(Discretization)

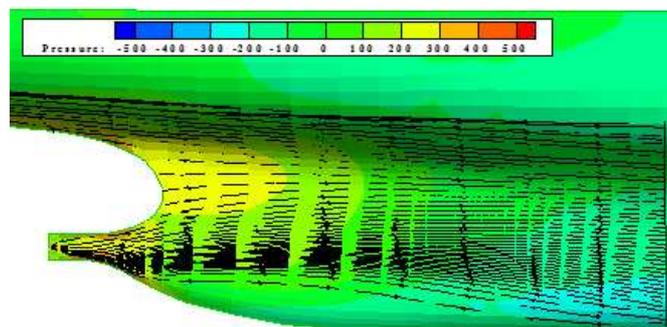
RANS 방정식(운동량방정식, 연속방정식 및 난류모델 등)을 계산하기 위해서는 이들을 이산화 해야 한다. 일반적으로 미분방정식을 이산화하는 공학적인 방법인 유

한차분법(Finite Difference Method), 유한요소법(Finite Element Method), 유한체적법(Finite Volume Method) 등이 사용된다.

RANS 방정식을 사용하여 선박 주위 점성유동 해석용 수치해석프로그램은 많이 개발되어 왔고 상용프로그램도 사용되고 있다. 잘 알려진 상용 코드는 SHIPFLOW와 FLUENT가 있고 국내에서 개발된 WAVIS(Kim et al. 2000)도 있다.

WAVIS는 국내 조선소 등에서 선형설계에 유용하게 사용되고 있다. WAVIS는 이중모형은 물론 자유수면을 고려하여 선체 주위 유동(조파문제 포함)을 해석하는 선박유동해석용 전용 코드이다. 그림 5는 WAVIS 코드로 자유수면을 고려하지 않은 건테이너선형(KCS) 선미 유동해석의 결과를 보여주고 있다. Fig.6은 114K Tanker 선형의 선미부 한계유선을 보여주고 있다. 이러한 유동해석의 결과로 프로펠러 면으로의 유입속도 추정은 물론 선체 부가물을 부착하여 프로펠러 면에서의 유입 유동 특성을 향상시킬 수 있다.

그림 6은 자유표면을 고려한 KVLCC주위 유동해석결과와 실험결과를 비교한 그림이다(김진, 2008). RANS 방정식을 이용한 선체 주위 파형 해석은 실험결과와 좋은 일치를 보이지 못하고 있다. 보다 엄밀한 파형해석을 위해서는 계산영역의 확대(선미 및 선측 방향으로)와 보다 많은 그리드의 사용이 필요하며 이는 엄청난 계산시간이 소요되는 단점이 있다. 이러한 이유로 파형해석과 조파저항 계산은 포텐셜유동해석이 보다 실용적이고 좋은 결과를 주고 있다. WAVIS 코드도 포텐셜 유동해석을 포함하고 있다. 그림 7의 선체 주위 압력분포의 x 축 방향 성분이 압력저항이 되고 선수부에서 높은 압력이 형성되고 선측에서는 압력이 낮아지면서 선미로 갈수록 압력이 다시 높아지고 있음을 알 수 있다. 선미부에서 압력이 높아지면 압력저항은 감소하나 반면에 프로펠러면으로의 유입속도가 감소되어 추진효율이 떨어지는 단점이 있다. 이러한 유동해석의 결과로 선형설계는 물론 추진기의 성능을 포함한 추진효율 추정 등 추진동력 산정에 효과적으로 사용되고 있다.



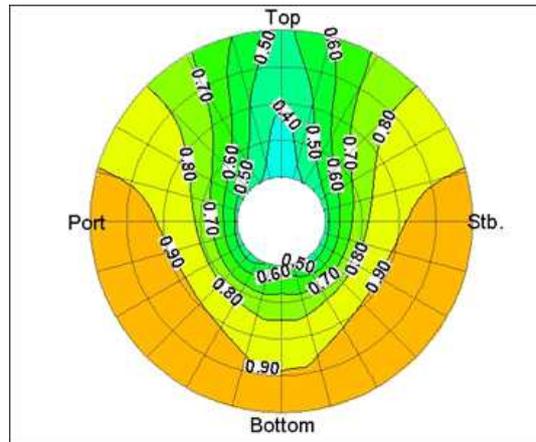


Fig. 5 KCS 선형의 유속분포 및 프로펠러면에서의 반류 계산 결과
 ($Fn = 0.236$, $Rn = 1.4 \times 10^7$)

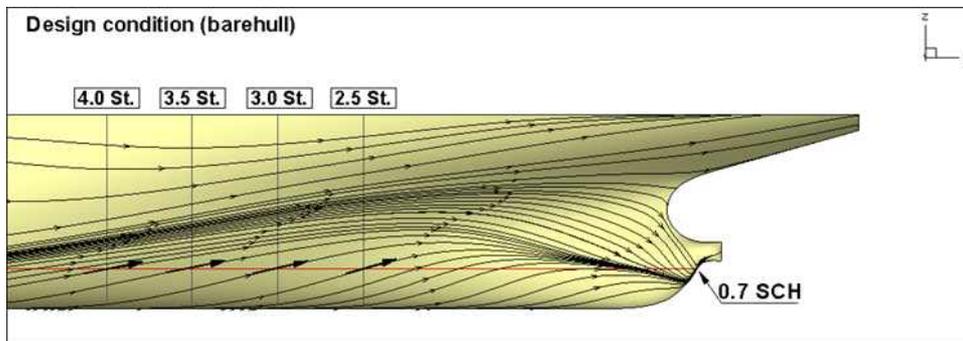
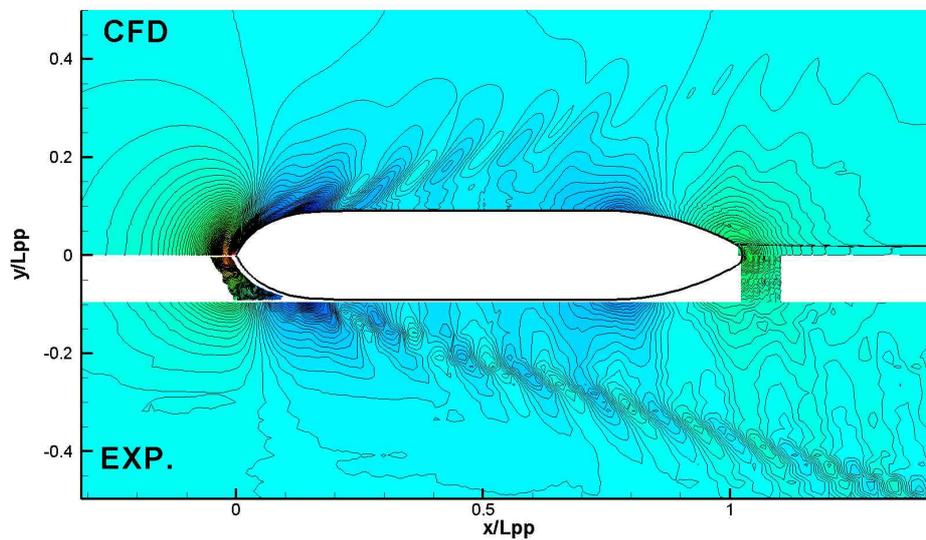


Fig. 6 114K Tanker선형의 유선(limiting streamlines) $Rn = 9.9 \times 10^6$



Wake

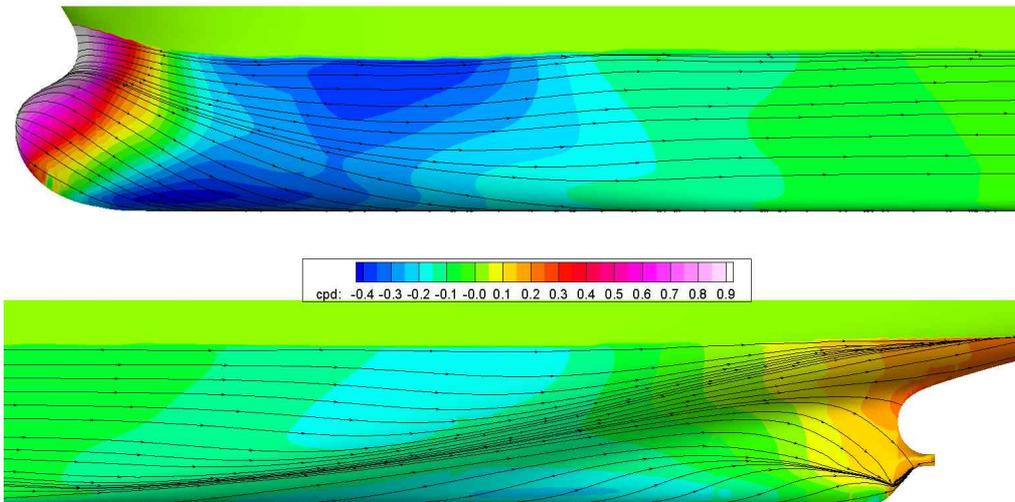
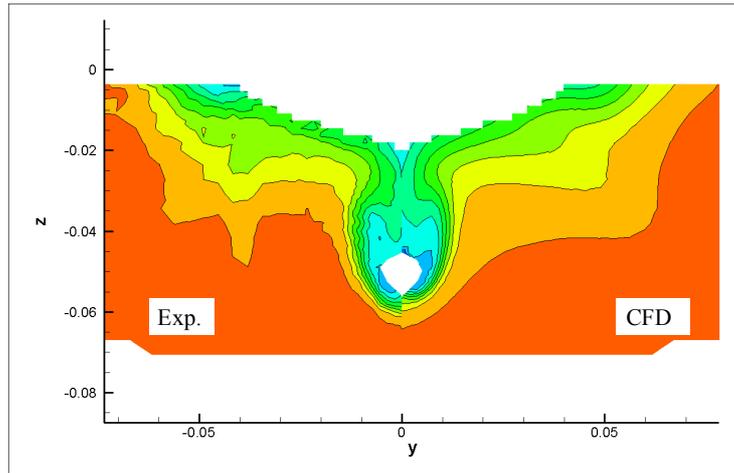


Fig. 7 KVLCC 유동해석과 시험결과의 비교(w/ Free Surface)

$$(Fn = 0.142, Rn = 4.6 \times 10^6)$$

위로부터 파형, 프로펠러면에서의 유속 분포,
선체표면에서의 한계유선과 압력 분포

김진(2008), WAVIS 2.0 소개 자료, WAVIS UGM