

Appendix A1

물리학 배경지식

A1.1 배경

이 부록은 기본적인 유체유동의 형태, 용어의 정의를 유체유동의 기본법칙과 함께 제공하고 있다. 저항 및 추진과 관련된 기본적인 유체유동을 이해하기에 필요한 배경지식을 제공하기 위하여 서술의 깊이를 조절하였다. 어떤 주제는 Molland and Turnock [A1.1] 에서 허가를 얻어 가져온 것이다. 마찰항력, 표면거칠기의 영향, 압력항력 및 캐비테이션과 같은 다른 주제들은 교과서 본문에 포함되어 있다. 유체역학의 좀 더 깊이 있는 서술은 Massey and Ward-Smith [A1.2] 이나 Duncan *et al.* [A1.3] 과 같은 표준적인 교과서에서 찾아 볼 수 있다.

A1.2 기초적인 유체의 성질 및 유동

유체의 성질

공학적인 관점에서 유체는 연속적으로 변형하여 용기의 형상을 채우면서 자체적인 형상을 유지하지 못하는 연속적인 매질로 충분히 정의할 수 있다.

유체는 두 가지가 있는데 첫 번째는 액체로서, 용기 내에서 가능한 최소한의 공간에서 일정한 체적을 차지하면서 거의 압축되지 않는다. 두 번째는 기체로서, 쉽게 압축되고 팽창하여 용기 내의 가능한 공간을 모두 채우는 것이다.

유동의 속도가 작은 경우 유체 내에서의 압력의 차이가 기체라 하더라도 의미 있는 밀도의 차이를 일으키지 않기 때문에 종종 액체와 기체를 구분하는 것이 필요하지는 않다.

고체와 마찬가지로, 유체 내의 재료에는 다음 두 가지 응력(stress) 성분이 작용한다:

- i) 직접응력(Direct stress) : 직접 응력은 재료 요소의 표면에 수직으로 작용하며 각 위치에서의 응력은 단위 표면적당의 수직 힘으로 정의된다. 정지하거나 움직이고 있는 유체에서 작은 유체 요소에 작용하는 직접응력은 유체의 그 지점에 작용하는 압력이라고 불린다.
- ii) 전단응력(Shear stress) : 전단 응력은 재료 요소의 표면에 평행하게 작용하는데, 단위 면적 당의 평행한 힘으로 정의된다. 정지한 유체에는 전단 응력이 작용하지 않는다. 고체에서는 전단 응력이 전단 변형율 (shear strain) 의 함수이다. 반면, 유체에서 전단 응력은 전단 변형율의 시간 변화율의 함수가 된다. Fig. A.1.1에서 전단 변형율의 시간 변화율은 유동 내의 속도 구배 (velocity gradient) 가 된다.

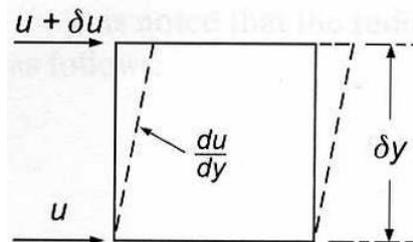


Figure A1.1. Shear stress.

대부분의 공학적 문제에서 다루어지는 유체에 대해서는 다음과 같이 전단 응력과 속도 구배 사이에 선형적인 관계가 성립한다.

$$\tau = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (\text{A1.1})$$

여기에서 τ 는 전단 응력, μ 는 그 유체에 대한 상수이다.

전단 유동에 의하여 전단 응력을 일으키는 유체는 점성(viscous) 이라고 불리며 유체의 점성은 점성계수 (혹은 동역학적 점성) μ 로 계량된다. 점성을 나타내는 양은 그 외에도 점성계수를 유체의 밀도 ρ 로 나눈 동점성계수 $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ 로 나타내기도 한다. 가장 흔한 유체인 공기와 물은 아주 약간 점성이다 (하지만 점성을 무시할 수는 없다).

청수(FW: Fresh Water), 해수(SW: Salt Water) 및 공기의 밀도, 동점성계수 값을 알면 공학적인 설계 목적에 유용한데, Table A1.1 및 A1.2 에 주어져 있다.

Table A1.1. *Density of fresh water, salt water and air*

Temperature, °C		10	15	20
Density kg/m ³	FW	1000	1000	998
	SW	1025	1025	1025
[Pressure = 1 atm]	Air	1.26	1.23	1.21

Table A1.2. *Viscosity of fresh water, salt water and air*

Temperature, °C		10	15	20
Kinematic viscosity m ² /s	FW × 10 ⁶	1.30	1.14	1.00
	SW × 10 ⁶	1.35	1.19	1.05
[Pressure = 1 atm]	Air × 10 ⁵	1.42	1.46	1.50

정상 유동(Steady Flow)

정상유동에서는 속도, 압력 및 밀도와 같은 매개변수가 어떤 지점에서든 시간에 대하여 변하지 않는다. 실제로 이는 규칙라기보다는 예외에 가깝다. 속도와 압력은 정상유동에서도 위치에 따라서는 변화한다.

균일 유동(Uniform Flow)

속도, 압력 및 밀도와 같은 다양한 변수들이 정해진 영역 내에서 특정 시점에 위치에 따라 변화하지 않는다면 유동은 그 영역에서 균일하다고 한다. 예를 들어, 단면적이 일정한 관 (벽에 가까운 구역을 무시한다면)에서 유동은 정상(steady) 이고 균일하다. 단면적이 일정한 관 내에서 유동이 가속된다면 유동은 비정상이고 균일하다. 또한 유동이 단면적이 변화하는 관 내에서 가속된다면 유동은 비정상이고, 불균일하다.

유선(Streamline)

유선은 어떤 순간에 유체가 가로질러 흐를 수 없는 가상적인 곡선이다. 그 순간에, 유선 상의 모든 유체 입자의 속도는 유선에 접하는 방향을 가리키고 있는데, Figure A1.2 의 선 a-a 와 같다. 유선을 그리면 유동을 잘 나타낼 수 있는데, 정상유동의 경우에만 유선의 형태가 시간적으로 바뀌지 않는다. 따라서 유선의 형태는 순간적인 것으로 간주해야만 한다. 물체의 표면은 유동이 통과하지 못하므로 항상 유선이 된다. 염료와 같은 지시약품을 유체 내로 흘리면 정상 유동에서 유선을 눈에 띄기 표시할 수 있다. 유선의 다발을 유관(streamtube) 이라고 부른다.

A1.3 유동의 연속(Continuity of Flow)

연속조건(continuity) 는 흘러들어온 만큼 반드시 흘러나간다 라는 관점에서 이해할 수 있다. 예를 들어, Figure A1.3 의 (1) 과 (2) 사이, 유관 내의 유동을 생각해 보자.

벽면으로는 유체가 통과하지 못하고, 유량이 일정하므로 연속조건은

$$\text{질량유량(Mass flow rate)} = \rho_1 A_1 V_1 = \rho_2 A_2 V_2 \text{ kg/s}$$

이고 유체가 비압축성이면 (밀도 일정) $\rho_1 = \rho_2$ 이므로 $A_1 V_1 = A_2 V_2 =$ 체적유량 m^3/s 일정하다. 체적유량을 Q 라 하면

$$Q = A_1 V_1 = A_2 V_2 = \text{일정} \tag{A1.2}$$

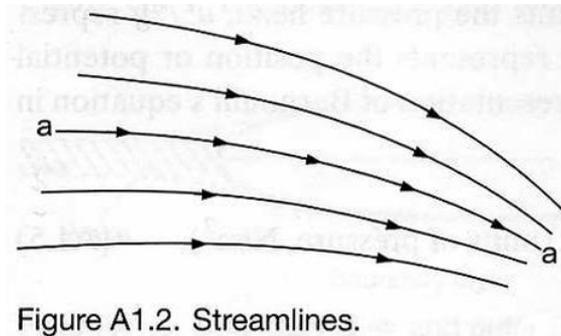


Figure A1.2. Streamlines.

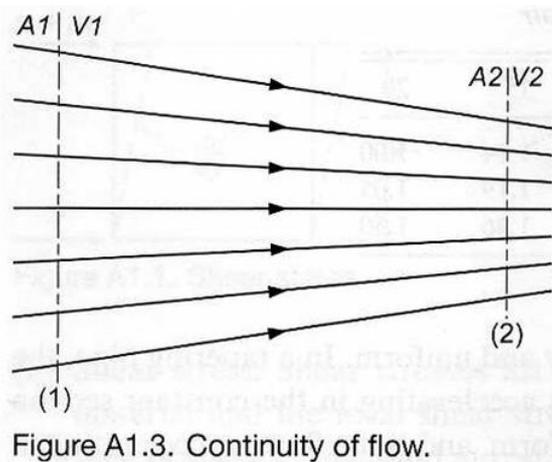


Figure A1.3. Continuity of flow.

A1.4 움직이는 유체에 의한 힘

유동이 가속됨으로 인하여 유체에 힘이 가해진다. Newton 의 제2법칙을 적용하면

$$\text{힘} = \text{질량} \times \text{가속도}$$

혹은

$$\text{힘} = \text{운동량의 시간변화율}$$

전형적인 예로서는 유체의 속도를 V_1 에서 V_2 으로 가속함으로써 추력 T 를 발생하는 프로펠러를 들 수 있는데, 이 때

$$T = \dot{m}(V_2 - V_1), \quad (\text{A1.3})$$

여기에서 \dot{m} 은 질량 유량이다.

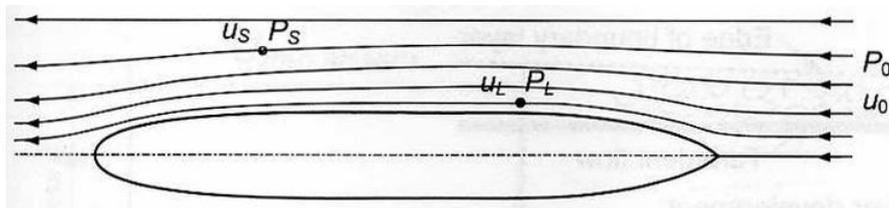


Figure A1.4. Pressure and velocity changes.

A1.5 움직이는 유체에서 압력과 속도의 변화

이 변화는 다음과 같은 Bernoulli 방정식으로 기술된다.

$$\frac{P}{\rho g} + \frac{u^2}{2g} + z = H = \text{const} \quad (\text{단위는 m}), \quad (\text{A1.4})$$

이 방정식은 엄밀하게 따지면 유동이 비점성이고(마찰이 없음), 정상(steady)이며 밀도가 일정할 때에만 유효하다. H 는 전 수두(total head), 혹은 전 에너지를 나타내는데 위와 같은 성립 조건 하에서 어떠한 유체 입자라도 유선을 따라 이동하는 운동 과정을 통틀어 수두 혹은 에너지가 일정하게 유지됨을 나타낸다. 식 (A1.4)에서 $P/\rho g$ 는 압력수두(pressure head), $u^2/2g$ 는 속도수두(velocity head) (혹은 운동 에너지), z 는 위치 혹은 중력에 의한 포텐셜 수두 (혹은 포텐셜 에너지) 를 가리킨다. Bernoulli 방정식은 다음과 같은 대체 형식으로도 표현된다.

$$P + \frac{1}{2}\rho u^2 + \rho g z = P_T = \text{const} \quad (\text{단위는 압력, Pa} = \text{N/m}^2), \quad (\text{A1.5})$$

여기에서 P_T 는 전압 (total pressure) 이다.

예를 들어, Figure A1.4 의 유선 상의 두 지점 사이 유동을 생각한다. 그러면

$$P_0 + \frac{1}{2}\rho u_0^2 + \rho g z_0 = P_L + \frac{1}{2}\rho u_L^2 + \rho g z_L. \quad (\text{A1.6})$$

여기에서 P_0 와 u_0 는 상류의 교란되지 않은 자유유동이고 P_L 과 u_L 은 물체 위치에서의 유동이다.

유사하게 Figure A1.4에서

$$P_0 + \frac{1}{2}\rho u_0^2 + \rho g z_0 = P_S + \frac{1}{2}\rho u_S^2 + \rho g z_S. \quad (A1.7)$$

공기의 경우 밀도는 다른 물리량에 비하여 작다. 따라서 $\rho g z$ 는 작아져서 대체로 무시할 수 있다.

Bernoulli 방정식은 엄밀하게 보면 비점성 유체에만 적용 가능하다. 반면, 실제로 마찰이 없는(비점성) 유동은 존재하지 않는다는 점을 주목한다면 유체유동을 기술할 때, 특히 전산유체역학 분야 등에서, Bernoulli 방정식은 유용한 가정으로 사용된다. 점성을 지닌 실제 유동에 점성을 무시한 Bernoulli 방정식을 적용한다 해도 항상 현저한 오차를 일으키는 것은 아닌데, 이는 정상유동에서 점성의 영향력은 고체 표면 부근 혹은 후방에만 국한되기 때문이다. 물체 표면에서 멀리 떨어진 나머지 외부 영역의 유동은 유체의 점성이 없는 것처럼 행동한다. 외부 유동은 A1.5 절에서 더 자세하게 논의하기로 한다.

A1.6 경계층(Boundary Layer)

유래

약간의 점성을 가진 유체가 물체 위를 지날 때, 전단 응력은 경계층이라 불리는 물체에 가까운 얇은 층 및 경계층을 통하여 물체 뒤편으로 흘러간 유체가 형성하는 점성 후류(wake) 영역에서만 큰 값을 갖는다 (Figure A1.5 참조). 물체 길이 방향으로 경계층은 계속 두꺼워진다.

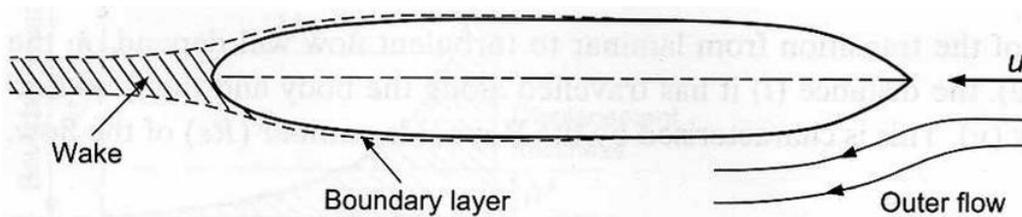


Figure A1.5. Boundary layer and outer flow.

외부유동

경계층 바깥, Figure A1.5의 소위 외부유동에서는 전단응력은 무시할 정도로 작아서 유체는 완전히 비점성인 것처럼 행동한다. 비점성 유동에서 유체요소의 운동은 압력의 영향만을 받는다. 구형의 유체 입자를 고려하면 압력은 구의 중심에 작용하여 병진(translation) 운동을 일으키는 합력을 작용함을 알 수 있다. 그러나, 구형 요소의 각운동량을 변화시키는 모멘트를 일으키는 요인은 존재하지 않는다. 따라서 유동이 최초 정지 상태에서 시작하고 모든 유체 입자의 각운동량이 항상 0 이면 각운동량은 모든 순간에서 일정하게 유지된다. 즉, 외부 유동은 회전 성분이 없는 비회전(irrotational) 이라 칭한다.

경계층 내부 유동

경계층의 내부 유동은 불안정하여 앞부분까지 부드럽고 정상적으로 흐르던 유동은 물체 길이의 대부분을 차지하는 뒷부분에 가서는 매우 비정상적인 유동으로 분해된다.

Figure A1.6 처럼 세 가지 영역으로 구분되는데, 다음과 같다:

1. 층류(laminar flow) 영역: 이 영역에서 경계층 유동은 부드럽고, 질서 정연하며 정상 상태 (혹은 시간적으로 천천히 변화) 이다.
2. 천이(transition) 영역: 여기에서 부드러운 유동이 허물어진다.
3. 난류(turbulent flow) 영역: 이 영역에서 유동은 무작위적인(random) 운동으로 불규칙해지며 경계층은 두꺼워진다. 난류 영역 내에서 유동은 시간적으로 일정한 평균 유속에 평균이 0인 난류 속도 성분이 중첩된 것으로 서술된다. 무작위적인 난류 속도 성분은 보통 평균 속도의 $\pm 20\%$ 정도이다. 난류 경계층 역시 물체 표면 근방에 얇은 점성저층(laminar sublayer)을 포함하고 있다. 난류 경계층 외부는 여전히 부드럽고 시간적으로 일정한 외부 유동이 존재하며 난류경계층은 물체가 유선형이 아니어서 기인한 것이 아님을 명심해야 한다. Figure A1.7 은 전형적인 층류 및 난류유동의 속도 분포를 보이고 있다. 고체 표면에서 유동은 물체에 대하여 정지 상태이다. 경계층의 바깥쪽 가장자리 (거리 δ)에서 유체는 자유흐름 속도를 갖는다.

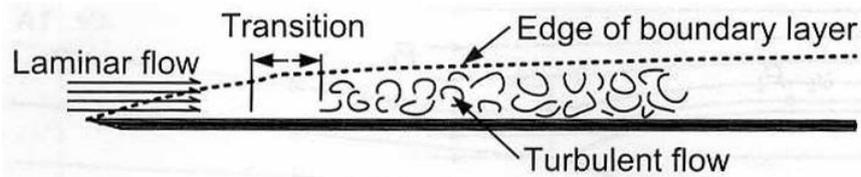


Figure A1.6. Boundary layer development.

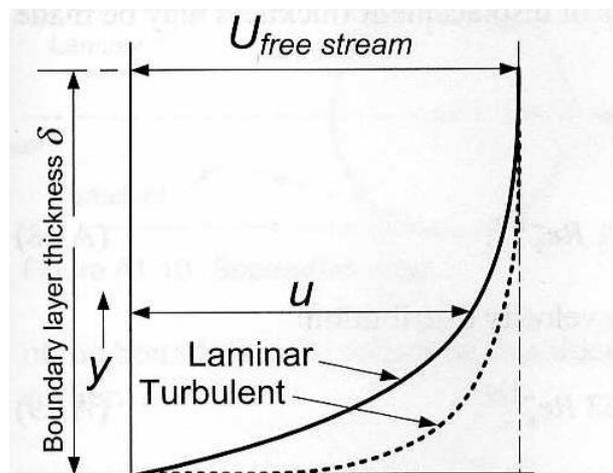


Figure A1.7. Boundary layer velocity profiles.

층류-난류 천이과정의 시작은 유체의 속도(v), 물체를 따라 이동한 거리(l) 및 유체의 동점성계수(ν) 에 의하여 결정된다. 이는 다음과 같이 정의되는 유동의 Reynolds 수 (Re) 로 특징지어진다.

$$Re = \frac{vl}{\nu}$$

Re 가 0.5×10^6 정도를 초과할 때 부드러운 형상에 대해서도 유동은 난류가 된다. 동시에 표면거칠기와 같은 표면 상태에 따라서 층류-난류 천이가 촉진될 수 있다.

층류-난류 천이는 물체에 접근하는 (혹은 물체가 이동하는) 유동 중에 이미 포함된 난류 성분에도 의존한다. 대양의 파도, 조류, 천수효과(shallow water) 및 기타 국지적인 교란 때문에 선박은 주로 높은 수준의 난류유동에서 운항한다. 따라서 선체 주변 경계층은 난류이다.

경계층 배제 두께

경계층으로 인하여 유속은 줄어드는데 Figure A1.8 의 빗금친 부분에 해당한다. 외부 비점성 유동의 유량은 만일 물체 표면이 거리 δ^* (경계층 배제 두께라 불린다) 만큼 바깥으로 이동한다면 경계층으로 인한 감소와 동일하게 줄어든다. 조종면¹⁾(control surface)의 뿌리 부위가 경계층 내에서 작동하는 경우 조종면의 유효 길이 혹은 유효 형상비는 경계층 배제 두께 δ^* 만큼 줄어든다. 마찬가지로, 비점성을 가정한 이론적 해석을 적용하는 경우도 물체의 표면을 δ^* 만큼 바깥으로 이동하여 경계층이 없는 형상으로 전환할 수 있다.

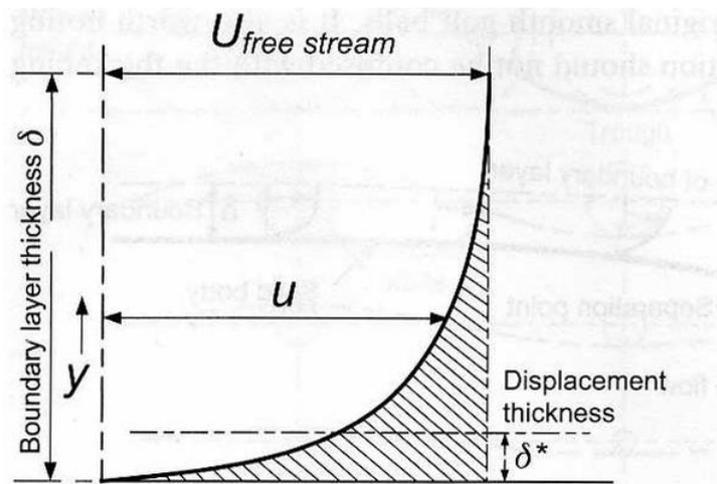


Figure A1.8. Boundary layer displacement thickness.

층류유동

$$\frac{\delta^*}{x} = 1.721 Re_x^{-1/2}. \tag{A1.8}$$

난류유동에서는 1/7 거듭제곱 속도분포를 사용하여 다음과 같다.

$$\frac{\delta^*}{x} = 0.0463 Re_x^{-1/5}. \tag{A1.9}$$

1) 날개 혹은 핀 안정기(fin stabilizer) 처럼 물체에서 튀어나와 유체력에 의하여 자세제어 혹은 조종성을 부여하기 위한 장치

A1.7 유동박리(Flow Separation)

평평한 표면을 따라 흐르는 유동에서 압력은 일정하고 경계층은 거리에 따라 두께가 성장하면서 표면으로부터 떨어져나오지 않는다. 압력이 흐름 방향으로 줄어든다면, 이는 순압력구배(favorable pressure gradient)라 부르는데, 유동은 떨어져나오지 않는다. 반면, 유동 방향으로 압력이 늘어난다면, 역압력구배(adverse pressure gradient)라 부르는데, 이때에는 경계층 내부에서는 유속이 상대적으로 감소한다. Figure A1.9에 도시된 것처럼 이로 인해 물체 길이 방향을 따라가다가 어떤 지점 S에서 경계층 안쪽 층의 속도가 0이 된다. 그 지점에서 경계층의 평균 특성은 극적으로 변화하고 경계층 두께는 훨씬 두꺼워지기 시작한다. 물체 표면에서의 유동은 역류하고 주 경계층은 물체로부터 떨어져나와 박리점 S 뒤부터는 커다란 소용돌이가 형성된다. 박리유동(separated flow)은 대체로 비정상적인데, 와류가 주기적으로 후류로 떨어져나간다.

경계층 박리는 층류경계층 및 난류경계층에서 공통적으로 일어날 수 있는데, 층류경계층에서 일어나기 쉬움을 주목해야 한다. Figure A1.7에서의 속도분포를 보면 층류경계층은 표면 근처의 운동량이 난류경계층보다 작는데 Figure A1.10에 나타난 것처럼 박리되기 쉽다. 즉, 난류경계층은 층류경계층보다 유동박리에 대한 저항성이 크다. 이는 박리로 인한 항력이 난류보다는 층류에서 증가하는 것으로 이어진다. 이는 역시 딴플(dimple) 형상을 갖는 골프 공이 난류 유동을 촉진하여 항력이 줄어들기 때문에 원래 매끄러웠던 골프 공보다 멀리 날아가는 원인을 설명한다. 유동박리에 수반되는 두꺼운 후류를 층류경계층에서 난류경계층으로 천이를 일으키면서 경계층 두께가 증대되는 현상과 혼동하지 말아야 한다.

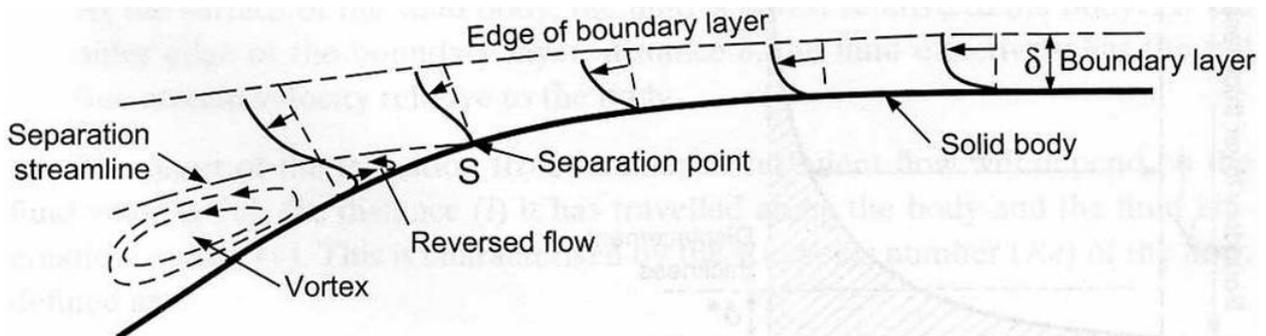


Figure A1.9. Flow separation.

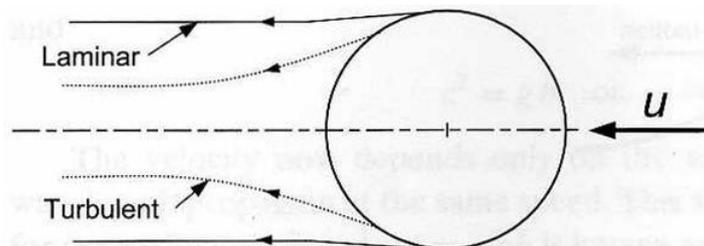


Figure A1.10. Separation drag.

A1.8 파동의 성질(Wave Properties)

바람은 대양의 파도를 일으키고 선박이 운항할 때 파도가 생성된다. 파계(wave system)는 물이 덩어리로 움직이는 것이 아니라 단순한 교란이 지나가는 것으로 생성된다. 예를 들어, 파도가 지나갈 때 작은 부유체는 단순히 아래 위로 움직인다. 물 입자는 대체로 원형인 궤도 운동을 한다. Figure A1.11 처럼 수심이 늘어날수록 궤적은 지수함수적으로 작아진다. 배수량이 큰 선박의 경우 물 입자의 궤도운동은 큰 문제를 일으키지는 않는다. 쌍축선의 경우 프로펠러가 파정(crest) 혹은 파저(trough)에 위치하느냐에 따라 반류에 영향을 받을 수 있다. 수중익선의 경우 수중익에 유입되는 속도가 바뀔 수 있다. 소형 선박은 선미파의 궤도운동에 따라 조종에 영향을 받을 수 있다.

파동의 등고선은 트로코이드 함수로써 주어지는데, Figure A1.11 과 같이 굴러가는 원의 반경에 위치한 점이 그리는 궤적이다. 트로코이드에 대한 이론은 [A1.4] 에 기술되어 있고 [A1.5] 및 [A1.6] 과 같은 표준 교과서에도 실려 있다. 트로코이드는 종방향 파에서의 선체의 정역학적인 계산에 일반적으로 적용된다. 다른 적용은 궤도운동을 포함하는 sine 파를 사용하는 경향이 있는데 수학적으로 다루기 쉽다. 트로코이드와 sine 파의 실제 차이는 작다[A1.6].

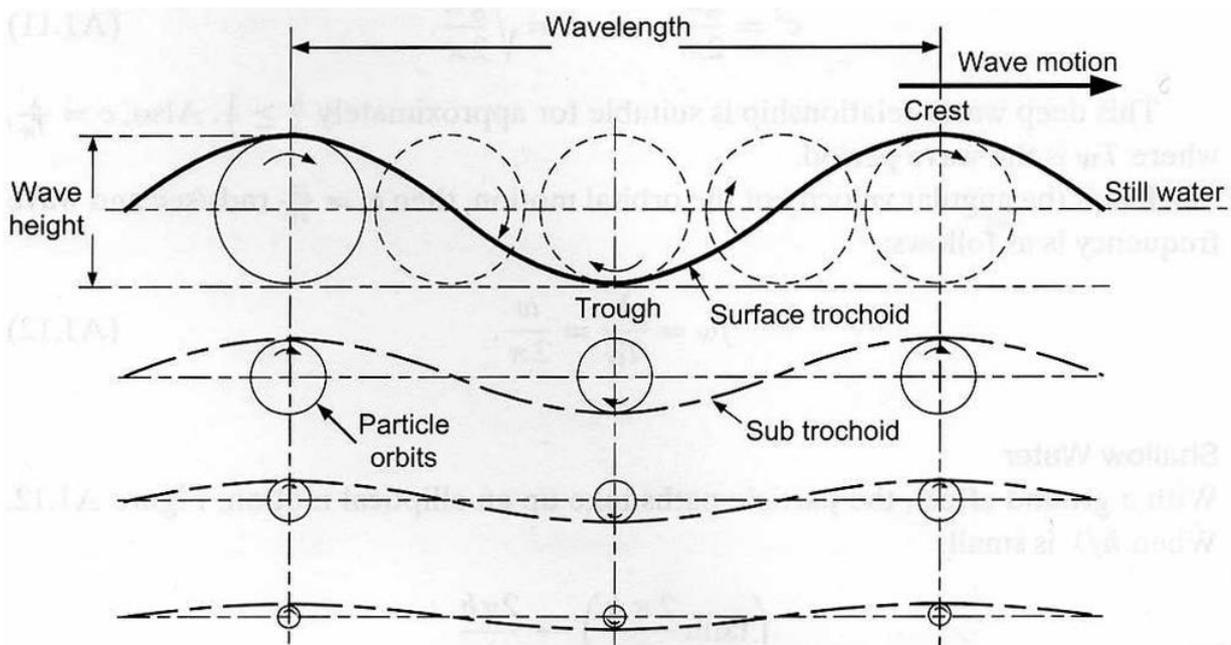


Figure A1.11. Deep water wave.

파동속도

파동이론 [A1.7] 에 따르면 파동속도 c 는 다음과 같다:

$$c = \left[g \frac{\lambda}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right) \right]^{1/2}. \tag{A1.10}$$

여기에서 h 는 수심, λ 는 파장이다.

심수(Deep Water)

h/λ 가 크면

$$\tanh \frac{2\pi h}{\lambda} \rightarrow 1.0 \text{ 이므로}$$

$$c^2 = \frac{g\lambda}{2\pi} \text{ 혹은 } c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}. \tag{A1.11}$$

이 심수 관계식은 $\frac{h}{\lambda} \geq \frac{1}{2}$ 일 때 적당하다. 또한 $c = \frac{\lambda}{T_W}$ 처럼 파동속도는 파장과 주기 T_W 로 나타낼 수 있다.

궤도운동의 각속도를 ω 라 하면, $\omega = \frac{2\pi}{T_W}$ rad/sec 가 되고 파동의 주파수는 다음과 같이 주어진다.

$$f_W = \frac{1}{T_W} = \frac{\omega}{2\pi}. \tag{A1.12}$$

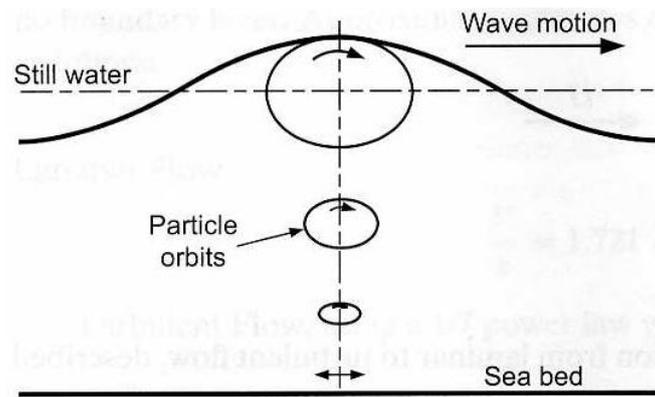


Figure A1.12. Shallow water wave.

천수(Shallow Water)

바닥면의 효과에 의하여 Figure A1.12 와 같이 궤도운동은 타원형을 그리게 된다.

h/λ 가 작아지면

$$\tanh \frac{2\pi h}{\lambda} \rightarrow \frac{2\pi h}{\lambda} \text{ 이므로}$$

$$c^2 = gh \text{ 혹은 } c = \sqrt{gh}. \tag{A1.13}$$

이제 파동속도는 수심에만 의존하고 파장이 다른 파도들이 모두 같은 속도로 전파된다. 이 천수 관계식은 $\frac{h}{\lambda} \leq \frac{1}{20}$ 에서 적절하다. $c = \sqrt{gh}$ 를 임계속도라 부른다.

참고문헌 (부록 A1)

- A1.1 Molland, A. F. and Turnock, S. R., *Marine Rudders and Control Surfaces*, Butterworth-Heinemann, Oxford, UK, 2007
- A1.2 Massey, B. S. and Ward-Smith J., *Mechanics of Fluids*, 8th Edition, Taylor and Francis, London, 2006
- A1.3 Duncan, W. J., Thom, A. S. and Young, A. D., *Mechanics of Fluids*, Edward Arnold, Port Melbourne, Australia, 1974
- A1.4 Froude, W., On the rolling of the ships. *Transactions of the Royal Institution of Naval Architects*, vol. 2, 1861, pp.180-229
- A1.5 Rossell, H. E. and Chapman, L. B., *Principles of Naval Architecture*, The Society of Naval Architects and Marine Engineers, New York, 1939
- A1.6 Molland, A. F.(ed.) *The Maritime Engineering Reference Book*. Butterworth-Heinemann, Oxford, 2008
- A1.7 Lamb, H., *Hydrodynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1962