

全亂流에서의 波摩擦係數 Wave Friction Factor for Rough Turbulent Flow

유 동 훈*
Dong Hoon Yoo*

要 旨 : 포텐셜 이론으로 구해지는 해저면 유속은 일반적으로 난류경계층에서의 파유속과 같다고 가정한다. 해저면 가까이에서 파운동에 의한 유속분포를 해석하기 위한 최근의 이론과 수치모형에서 발견되는 실험결과와의 오차는 주로 이 가정의 문제점으로부터 연유하는 것으로 사료된다. 경계층 최상점에서의 유속에 대한 이론치와 실유속치와의 관계식을 본고에서 재의하였다. 이 관계식을 이용하여 Jonsson(1967)과 Fredsoe(1984)가 각각 개발한 기존 이론식을 수정하였으며, 수정된 이론을 이용하여 파마찰계수를 산정한 결과, 발표된 실험치들과 비교하여 상당한 향상을 얻을 수 있었다.

Abstract □ It is often assumed that the wave velocity at the bottom given by potential wave theory is the same as the wave velocity at the top of the turbulent boundary layer. This assumption is found to be the major cause of the error detected by recent elaborate theories and numerical models for the description of velocity profile near the sea bottom. A relationship is suggested between the potential velocity and the real boundary velocity. Based on this relation, the existing theories of Jonsson (1967) and Fredsoe (1984) are refined for the estimation of wave friction factor, and the computation results of the modified theories are favourably compared with the published laboratory results.

1. 서 론

파도는 해안에 접근하여 해저면을 느끼기 시작하면서 천수, 굴절, 회절, 반사 현상 등에 따라 급격한 변형을 겪게 되며 쇠퇴되기 이전까지 파에너지의 대부분은 해저면과의 마찰력에 의하여 감소한다. 따라서 파에 의한 마찰력 또는 파마찰계수를 올바르게 산정하기 위한 연구 노력은 오랫동안 경주되어 왔다. 이는 수조실험, 현장관측과 이론 연구 뿐만 아니라 수치모형개발에도 기울었는데, 본고는 특히 이론 연구에서의 문제점을 다루고자 한다.

난류인 경우 일방향 흐름에 의한 전단력이 유속의 제곱에 비례함은 널리 알려진 사실이며, 이때 유속은 정상류라 가정한 단면평균유속을 취하여 마찰계수를 산정한다. 관수로인 경우 Darcy-Weisbach식에 의하여 손실수두를 산정하는데, 전난류(rough turbulent flow)인 경우 Darcy-Weisbach 마찰계수는 Prandtl의 이론

식으로 상당히 정확히 산정할 수 있다. 이에 반하여 파운동은 회전특성과 이에 따른 전단력과 유속과의 위상차가 있기 때문에 마찰계수 정의에 두가지 방법을 쓰고 있다. 하나는 주기평균 마찰에너지손실률이 유속의 제곱에 비례한다고 가정하여 이때의 비례상수를 마찰계수로 취하는 방법과 다른 하나는 일주기내 최대마찰력이 최대유속의 제곱에 비례한다고 가정하여 취하는 방법이다. 위상차가 30°일 때 두 정의에 의한 마찰계수는 서로 일치하며, 실제로 전단력과 유속과의 위상차는 최소 22°에서 최대 45° 사이에 있기 때문에 두 정의를 보통 구분치 않고 혼용한다. 문제는 유속을 어떻게 구하는가 또는 어느 점을 기준으로 하여 산정하는가에 달려 있는데 일방향 흐름에 비하여 파운동에 의한 유속분포는 특이하기 때문에 문제점이 따른다.

마찰력을 산정하는데 있어 관련 유속은 경계층내의 어느 일점 또는 경계층 최상점에서 취하는 것이 정

*亞洲大學校 土木工學科 (Department of Civil Engineering, Ajou University, Suwon, 441-749, Korea)

확한 방법이겠으나 편의상 일방향흐름에서는 단면평균유속을 취하는 것이 일반적인 방법이다. 일방향흐름에서 유속분포는 Universal Law를 유도할 수 있을 정도로 상세히 밝혀져 있어 단면평균유속 또는 수심평균유속을 사용하는데 큰 문제점이 없다. 반면에 파운동에 의한 유속분포는 최대유속이 발생할 때는 일방향흐름과 같이 해지면 가까이 대수분포(logarithmic law)를 보이나, 다른 시각에는 이와 상당한 차이점을 보임이 최근의 정밀한 관측결과 밝혀졌다(Jonsson and Carlsen, 1975; Fredsoe, 1984). 더욱이 유속이 약할 시에는 경계층의 존재조차도 매우 애매한 것으로 사료되어 주의를 요한다.

파마찰계수를 정확히 산정하고자 하는 노력은 Kajiura(1968)의 이론전개와 Jonsson(1967)의 이론 및 Jonsson과 Carlsen(1975)의 수조실험결과와의 계수조정으로 상당한 결실을 보아 왔으며, 이제까지 Jonsson 또는 Kajiura의 이론식을 큰 이의 없이 사용하여 왔다. 그러나 두 연구자의 이론전개에는 몇 가지 미고려사항들이 내포되어 있기 때문에 정확도에 의문점이 제기되어 왔다(Fredsoe, 1984). Kajiura의 이론에서는 경계층의 두께를 위상에 관계없이 일정하게 잡았으며, 전단력도 유속과 같이 상현곡선으로 가정하였다. 이에 반하여 Jonsson은 유속의 연직분포를 대수분포라 가정하고 운동량방정식을 적분하여 마찰계수를 산정하였는데 위상차에 대한 고려가 충분치 않았다. Bakker(1974)의 이론도 이 분야에서 주목을 받아 왔는데 Prandtl의 혼합거리이론(Mixing Length Theory)을 사용하여 비선형 편미분방정식을 제시하였으며, 이를 매우 복잡한 수치해석으로 해를 구하였다.

이상의 제이론들의 단점 및 문제점들을 개선해 보 고자하는 노력은 여러 연구자들이 다각도로 시도하여 왔는데 그중 특히 Fredsoe(1984)의 이론이 주목되고 있다. Fredsoe의 이론은 와점성계수(eddy viscosity)의 시간변화를 고려하고 유속의 연직분포를 대수분포라 가정하여 적분식을 구하였기 때문에 기존의 모형보다 더욱 신뢰할 수 있는 해를 줄 것으로 기대하였다. 그러나 실험자료와 비교한 결과는 매우 실망적이었는데, 특히 조도비 k_s/A_p 가 클 때 또는 A_p/k_s 가 대략 50보다 작을 때 산정된 마찰계수는 실측치보다 상당히 작게 나타났다(Fig. 2 참조, 여기서 A_p 는 포텐셜 이론으로 구해지는 파운동의 해저면에서의 최대행정거리이며, k_s 는 해저면조도이다). 이러한 결과는 와확산계

수의 시간변화를 고려한 타 수치모형에서도 나타났는데, 이의 원인을 밝히지 못하였다. 본 논문은 이의 원인을 밝혀 Fredsoe의 이론과 Jonsson의 이론을 개선하며, 발표된 여러 실험결과와 비교 평가한다.

2. Fredsoe 이론

Fredsoe(1984)는 많은 면에서 Jonsson의 이론적 전개에 기초하여 파마찰이론을 개발하였으므로, 어떤 의미에서 Fredsoe이론은 Jonsson이론의 2단계 형태라 할 수 있다. 따라서 Jonsson이론의 개선을 먼저 취급하는 것이 독자들에게 편리하겠으나, 본 논문의 주제가 되는 파마찰이론 개선책의 원인제공을 Fredsoe이론 및 이의 계산결과들로부터 받았고 Fredsoe이론 개선의 결과가 본 개선방안의 의의를 확연히 제시하여 주기 때문에 Fredsoe이론을 먼저 취급하고자 한다. 이 분야에 특별히 관심 있는 독자는 Jonsson(1967)과 Jonsson과 Carlsen(1975)의 논문을 먼저 숙독하는 것이 이해에 도움이 될 것으로 판단된다.

파운동에 의한 유속의 연직분포도 일방향흐름유속의 연직분포와 같이 해지면 가까이 경계층 내에서 대수분포를 갖는다는 가정은 거의 모든 파마찰이론에 적용되고 있다. 이때 난류경계층을 정의하는데 있어 흔히 다음의 두 가지 방법을 혼동하여 쓰고 있는데 이를 명확히 구분할 필요가 있다. 우선 한 가지는 경계층의 최상점을 유속이 포텐셜이론으로 구해지는 유속과 일치하는 점을 취하는 방법으로서 이러한 경계층을 포텐셜 경계층이라 정의하고 이의 두께를 δ_p 라 칭하며 이점의 최대유속은 U_p , 최대이동거리는 A_p 로 명명한다. 전단력이 0인 점을 취할 때의 경계층을 실제 경계층이라 정의하고 이의 두께를 δ_b , 이점의 최대유속은 U_b , 최대이동거리는 A_b 로 명명한다(Fig. 1 참조). 일주기동안 파유속이 어느 정도의 강도를 유지할 때는 경계층이 뚜렷이 존재하나 파유속의 강도가 약할 때는 경계층의 존재가 애매하여진다. 특히 유속이 소멸할 때는 이론적으로 경계층이 존재치 않기 때문에 문제가 발생하는데 Fredsoe는 이러한 문제점을 해결코저 경계층의 기준점을 경계층의 두께와 영점높이(zero velocity point) z_0 와의 합으로 취하였다. 즉 Fredsoe는 경계층기준점을 $z_F = \delta + z_0$ 로 취하였는데, 여기서 δ 는 경계층의 두께이며 δ_p 와 δ_b 의 구분이 명확치 않다. 영점높이 z_0 는 유속의 대수분포도를 의

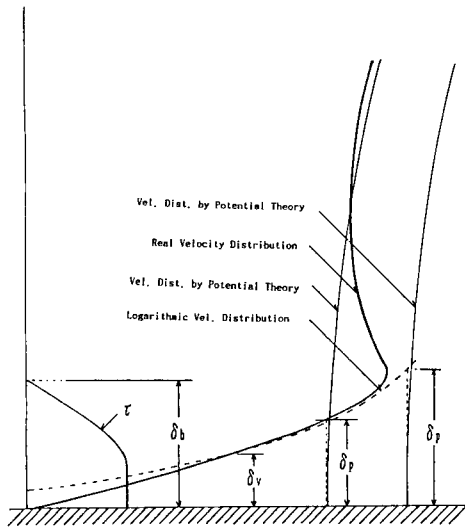


Fig. 1. Vertical distribution of wave particle velocity near the sea bed.

삼하여 구해지는 가상의 零點으로서 일반적으로 층류저층(laminar sublayer)에 존재하는 점으로 Nikuradse의 실험결과로부터 $z_0 = k_s/30$ 이며 k_s 는 Nikuradse의 등가조도이다.

유속의 분포를 대수분포라 가정하고 운동량방정식을 z_0 로부터 z_f 까지 적분하는데 Fredsoe는 다음과 같은 상관계수 b 를 구하여 파마찰계수를 산정하였다. 즉

$$b = k u_b / u_* \quad (1)$$

여기서 k 는 von Karman상수, u_b 는 z_f 에서의 파유속, u_* 는 파마찰속도(friction velocity)이다. z_f 에서의 유속을 포텐셜이론의 해저면유속으로 바로 대치하고, 즉 Fredsoe는 경계층 δ_p 에서의 유속과 δ_b 에서의 유속을 같다고 놓고,

$$u_b = U_p \sin \lambda \quad (2)$$

유속의 대수분포식, 운동량방정식 및 식 (1)을 조합하여 계수 b 의 시간변화식을 다음과 같이 구하였다.

$$\frac{db}{d\lambda} = q^{-1} (\beta \sin \lambda - p \tan^{-1} \lambda) \quad (3)$$

여기서 λ 는 파운동의 위상함수,

$$q = e^b (b - 1) + 1 \quad (4)$$

$$p = b(e^b - b - 1) \quad (5)$$

$$\beta = k^2 A_p / z_0 \quad (6)$$

식 (3)의 해로서 b 의 시간변화치를 구하면 식 (1)로부터 파마찰속도 또는 전단력을 구할 수 있는데 위상함수 $\lambda=0$ 일 때 특이문제(singular problem)가 존재하기 때문에 식 (3)을 재구성할 필요가 있다. 여기서 Fredsoe는 우선 위상함수 λ 가 작을 때 이론식을 추출하였다. λ 가 작을 때 식 (3)은 지수함수 e^b 를 Taylor 급수로 전개하여 다음과 같이 단순화할 수 있으며

$$\frac{db}{d\lambda} = 2\beta \lambda b^{-2} - b\lambda^{-1} \quad (7)$$

식 (7)의 해는

$$b = (6\beta/5)^{1/3} \lambda^{2/3} = t \quad (8)$$

이다. 시간을 식 (7)의 해 t 로 대치하여, 즉 $\lambda = \omega t$ 로 대치하면 $\lambda=0$ 에서의 특이성(singularity)을 피하고 식 (3)을 Runge-Kutta 방법으로 풀 수 있다. 여기서 ω 는 파운동의 각주파수이다. 수치해석으로 전시간대에 걸쳐 b 의 해를 구하며, 파마찰계수 C_w 또는 f_w 는 다음의 정의로부터 산정된다.

$$C_w = f_w/2 = U_* / U_p \quad (9)$$

여기서 U_* 는 최대전단력이다.

3. Fredsoe 이론의 개선

이상과 같이 Fredsoe의 이론은 거의 완벽한 파마찰이론이나 그의 계산결과는 실험결과와 비교하여 매우 실망적이며 오히려 기존 Jonsson이나 Kajiura의 이론결과보다 정확도가 뒤떨어진다. Fig. 2에 제시된 바와 같이 Jonsson과 Carlsen의 실험결과와 Kamphuis의 실험결과와 비교하여 Fredsoe의 이론식은 거의 모든 범위에서 파마찰계수를 작게 산정한다. 조도에 대한 파운동의 최대이동거리비 A_p/k_s 가 클 때는 Kamphuis의 실험결과와 비교하여 유사한 근사치를 제공하나, 최대이동거리비가 작을 때는 1/3배 가까이 작게 산정하고 있다.

Fredsoe도 본인의 이론에 문제점을 발견하고 이의 원인으로서 최대이동거리비가 작을 때 경계층내 유속분포가 대수분포를 따르지 않는데 기인하는 것으로

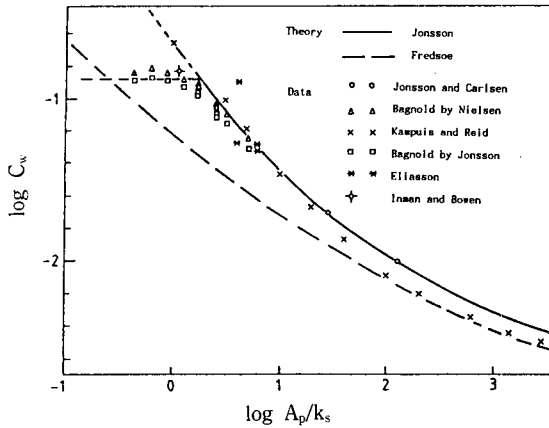


Fig. 2. Computational results of Fredsoe's model and Jonsson's model in comparison with various laboratory results.

판단하였다. 이후 와점성계수의 시간변화를 고려한 수치모형도 Davies 등(1988)이 개발하여 실험자료와 비교하였으나 결과는 Fredsoe의 결과와 유사하였다. 본 저자도 이미 이들 모형의 문제점을 인식하고 그 원인으로서 와점성계수의 시간변화를 고려한 것이 오히려 문제점을 야기한 것으로 판단하였는데(Yoo, 1989), 이는 엄밀한 의미에서 틀린 판단이었으며 이의 개선책으로 다음과 같은 관계식을 제시한다.

Fig. 1에 예를 든 바와 같이 파유속이 강할 때 경계층내의 유속분포는 급격한 감소의 대수분포를 보이나 유속이 작을 때는 매우 완만한 감소를 나타내는 독특한 분포를 보이고 있다. 최강유속이 작을 때 이렇게 독특한 분포는 일주계 전체에 걸쳐 나타나며, 최강유속이 커서 일시적으로 급격한 감소를 나타내는 대수분포를 보더라도 일주기의 상당시간은 이와같이 독특한 유속분포를 파운동은 가질 것이다. 유속이 강하여 급격한 감소의 대수분포를 가질 때 경계층 최정점에서의 유속은 포텐셜이론으로 구해지는 해저면유속과 같다고 가정하여도 큰 무리가 없으나, 유속이 약할 때 이러한 가정에 문제점이 있는 것으로 판단된다. Fig. 2에 나타난 기존가정의 계산결과를 참조하여 δ_0 에서의 유속과 δ_p 에서의 유속과의 상관관계를 나타내는 다음과 같은 관계식을 제시한다.

$$u_b = \xi U_p \sin^n \lambda \quad (9)$$

여기서

$$\xi = \exp(\psi k_s / A_p) \quad (10)$$

ψ 는 상수이고, n 는 자연수로 나타나는 지수이다. $\psi=0$ 이고 $n=1$ 일 때, 식 (9)는 식 (2)와 동일하게 되어 기존 가정과 일치한다.

상기 가정으로부터 계수 b 의 시간변화식 (3)이 변하는데 대수항 즉 ξ 의 영향은 β 를 대치하므로써 쉽게 포함할 수 있으며, 지수 n 의 영향은 다음과 같다.

$n=2$ 일 때 b 의 시간변화식은

$$\frac{db}{d\lambda} = q^{-1}(\gamma \sin^2 \lambda - p \tan^{-1} \lambda) \quad (12)$$

이며, 여기서

$$\gamma = \xi \beta \quad (13)$$

λ 가 작을 때 식 (12)의 해는

$$b = \gamma^{1/3} \lambda = t \quad (14)$$

$n=3$ 일 때 b 의 시간변화식은

$$\frac{db}{d\lambda} = q^{-1}(\gamma \sin^3 \lambda - p \tan^{-1} \lambda) \quad (15)$$

이며, λ 가 작을 때 식 (15)의 해는

$$b = (6\gamma/7)^{1/3} \lambda^{4/3} = t \quad (16)$$

이상의 결과식 (8), (14), (16)으로부터 λ 가 작을 때 b 의 일반해를 다음과 같이 유추할 수 있다. 즉,

$$b = (6\gamma/(4+n))^{1/3} \lambda^{(1+n)/3} = t \quad (17)$$

n 는 정수 뿐 아니라 소수일 수도 있다.

계수 ψ 와 n 의 적절한 값을 구하기 위하여 우선 관계식 (9)의 특성과 제실험자료의 평가가 전체되어야 할 것이다. 최대이동거리에 대한 조도비 k_s/A_p 가 작을 때 또는 최대이동거리가 클 때 상수 ψ 에 관계없이 u_b 는 지수 n 만의 함수가 되어 k_s/A_p 가 작은 경우 또는 A_p/k_s 가 큰 경우에 대한 실험자료와 비교함으로써 지수 n 치를 구할 수 있다. Kamphuis는 실험조건을 자연조건과 유사하게 만들 목적으로 이동상 토사를 실험에 사용하였는데, 이는 오히려 조도고 즉 Nikuradse 조도의 산정을 애매하게 하여 실험자료해석에 많은 불확실성을 던져주고 있다. Jonsson과 Carlsen의 실험은 인위적인 고정상에 대하여 $A_p/k_s=124$ 와 $A_p/$

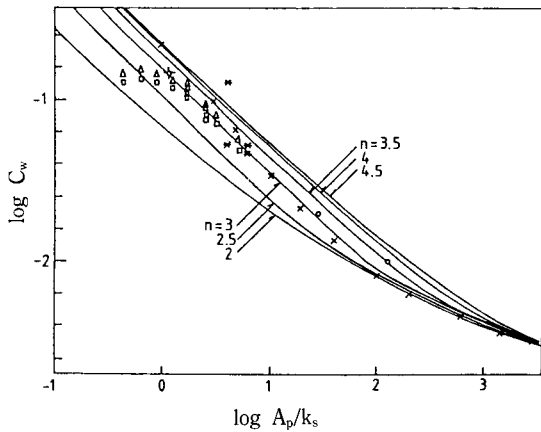


Fig. 3. Computational results of modified Fredsøe model with various values of n and $\psi=0$.

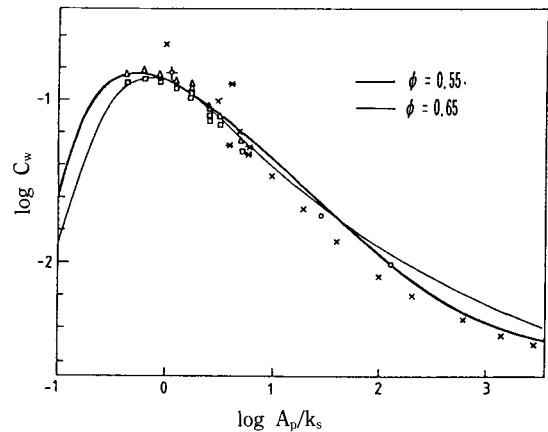


Fig. 4. Computational results of modified Fredsøe model with various values of ψ and $n=3.5$.

$k_s=28.4$ 두 경우에 대하여만 정밀한 실험을 시행하였는데 Nikuradse 등가조도는 관측된 유속분포로부터 구하였다. 그들의 실험자료는 이제까지 발표된 어느 누구의 것보다 신뢰할만한 자료라고 판단되는데도 Jonsson과 Carlsen은 그중에서도 특히 Test No.1인 $A_p/k_s=124$ 경우에 대하여 보다 신뢰를 보였다. 이는 Test No.2($A_p/k_s=28.4$)에서 관측된 유속분포가 일정치 않아 조도산정이 불확실한데 기인한다. 따라서 Test No.1의 실험자료를 본고의 기준자료로 정하며, $A_p/k_s=124$ 는 지수 n 치를 결정하는데 충분히 큰 값으로 판단되어 이 자료로부터 지수 n 의 적정치를 결정한다.

Fig. 3에는 여러 n 치로 구한 마찰계수를 실험자료 특히 Test No.1의 실험자료와 비교한 것이다. $n=1$ 일 때 본 계산결과는 Fredsøe의 계산결과와 일치하는데 Jonsson과 Carlsen과 Bagnold(1946)의 실험자료와 비교하여 상당히 작게 산정하고 있다. $n=3$ 일 때 기준자료와 비교하여 약간 과소산정하고 있으며 $n=4$ 일 때는 약간 과대산정하고 있음을 알 수 있다. $n=3.5$ 일 때 기준자료에 가장 근접한 마찰계수를 산정하므로 이 값을 가장 적정한 지수로 정한다. 최대이동거리비가 작을 때 산정된 마찰계수는 무한정 커지는데 이는 $n=3.5$ 로 고정된 후 나머지 실험자료와 유사하게 조정하여 상수 ψ 를 결정한다.

상수 ψ 에 대하여 여러 값을 적용한 결과가 실험자료와 함께 Fig. 4에 제시되어 있다. 최대이동거리비가 작은 경우에 대하여는 Bagnold의 실험결과가 일

관성이 있어 보이므로 가장 신뢰받고 있는 것으로 사료되는데, 그의 실험결과에서 최대마찰력을 간접적으로 산정하여야 하기 때문에 해석에 약간의 이견이 있었다. 최초로 Jonsson(1967)은 Bagnold의 실험결과에서 최대파마찰계수를 $f_w=2C_w=0.24$ 로 평가한 반면에 Nielsen(1979)은 최대이동거리비 A_p/k_s 가 1.7보다 작을 때 최대파마찰계수를 $f_w=0.28$ 로 약간 더 높게 산정하였다. 본 저자는 이러한 차이의 이유를 정확히 알 수 없으나 단지 파마찰계수의 정의를 달리 취한데 그 원인이 있을 것으로 추론한다. 즉 Bagnold의 실험에서는 주기평균마찰에너지를 구하였는데, Jonsson은 파마찰계수를 주기평균마찰에너지와의 상관관계로부터 바로 구했고 Nielsen은 먼저 평균마찰에너지로부터 최대전단력을 산정 또는 추정한 다음 파마찰계수를 최대전단력과 상관관계로부터 구한 것으로 추측된다(서론의 둘째 단락 참조).

여러 수치를 적용한 결과 $\psi=0.65$ 일 때 수정된 Fredsøe의 모형은 Nielsen이 산정한 Bagnold 실험자료에 가장 근접한 계산결과를 주나 최대이동거리가 클 때 Jonsson과 Carlsen의 실험자료와 비교하여 과대산정한다. $\psi=0.55$ 일 때는 Jonsson이 산정한 Bagnold 실험자료에 가장 근접한 계산결과를 주며 전 범위에 걸쳐 실험자료와 비교하여 대체적으로 양호하다. 최대이동거리비가 아주 작을 때는 파마찰계수가 오히려 상당히 작게 산정되는데 이는 추가의 실험으로써 확인되어야 할 것이다.

4. Jonsson 이론의 개선

Jonsson의 이론은 Fredsoe 이론의 기초단계로서 유속의 Prandtl 대수분포식과 운동량방정식으로부터 마찰계수산정식을 유도한다(Jonsson and Carlsen, 1975). 유속이 약하여 완만한 분포를 보이더라도 대수분포를 갖는다고 가정하고 최강유속과 최대전단력과 위상차 영향을 추가계수로 표현한다면 Prandtl의 이론식으로부터

$$C_w^{-1/2} = k^{-1}(\ln \delta_p/z_0 + s) \quad (18)$$

여기서 s 는 최강유속과 최대전단력과 위상차에 의한 오차이며, 위상차에 의한 영향을 Jonsson과 Carlsen보다 명확히 표현하였다. 운동량방정식의 적분은 δ_p 까지가 아니라 전단력이 소멸되는 δ_b 까지 시행하여 야 하며 식 (9)로 표현되는 A_b 와 A_p 의 상관식을 이용하면

$$\frac{\delta_p}{z_0} \ln \frac{\delta_p}{z_0} = \frac{k^2 \pi}{4} \xi \frac{A_p}{z_0} \quad (19)$$

이 구해지고, 식 (18)과 식 (19)를 조합하면

$$\frac{k}{\sqrt{C_w}} - s + \ln \left(\frac{k}{\sqrt{C_w}} - s \right) = \ln \frac{k^2 \pi}{4} + \ln \xi + \ln \frac{A_p}{z_0} \quad (20)$$

식 (20)에 식 (10)을 이용하고 s 가 k/C_w 에 비하여 매우 작다고 가정하면

$$\frac{k}{\sqrt{C_w}} + \ln \frac{k}{\sqrt{C_w}} = \ln \frac{A_p}{z_0} + \ln \frac{k^2 \pi}{4} + \psi \frac{k_s}{A_p} + s \quad (21)$$

이 유도된다. 여기서 위상차에 의한 오차 s 는 파조건 특히 조도비에 따라 달라질 것으로 예상되는데 큰 변이가 없다고 가정하여 조도비 k_s/A_p 가 작을 때 식 (21)의 우변의 셋째항은 무시될 수 있으므로 이 조건에 대하여 s 를 구할 수 있다.

Jonsson 이론은 위상차를 고려치 않고 최강유속 또는 최대이동거리를 사용한다. 따라서 시간변화를 나타내는 상현곡선식의 지수를 고려치않고, 상수 ψ 만 결정하며, 위상차의 영향은 s 로 나타낸다. Jonsson과 Carlsen의 실험자료중 Test No.1의 자료를 다시 기준자료로 이용하여 s 를 구하면 최적치는 $s = -0.73$ 이다. Jonsson과 Carlsen이 유도한 식을 식 (21)의 형태로 변형하고 그들이 제시한 상수를 이용하면 s

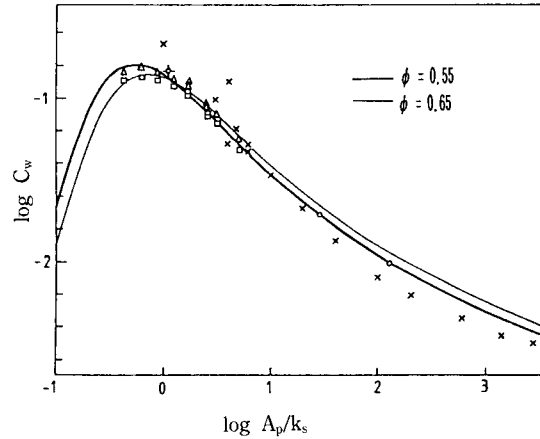


Fig. 5. Computational results of modified Jonsson model with the values of $\psi=0.55$ and $\psi=0.65$.

$= -0.68$ 이 되는데 이는 그들이 유속분포식에 자연 대수방정식(natural logarithm) 대신에 구대어 상용대수방정식(common logarithm)을 사용하고 C_w 대신에 f_w 를 사용함으로써 발생하는 오차이다.

위상차에 의한 오차 s 는 사실상 파조건에 따라 변하겠지만 이의 변위가 작다고 가정한다. 이러한 가정하에 $s = -0.73$ 으로 고정하고 $\psi=0.55$ 와 $\psi=0.65$ 에 대한 파마찰계수 산정결과가 Fig. 5에 제시되어 있다. 이상의 수정된 Jonsson이론의 결과는 수정된 Fredsoe이론에 의하여 산정된 마찰계수와 매우 유사한 분포를 보임을 확인할 수 있다. 단지 최대이동거리비 A_p/k_s 가 30에서 100까지의 범위에서는 수정된 Fredsoe이론에 의한 산정치보다 약간 과다 산정되는 경향이 있는데 이러한 차이는 Jonsson의 이론이 위상차를 적절히 고려치 않은데 원인이 있을 것이다. 그러나 수정된 Jonsson이론은 수정된 Fredsoe이론보다 오히려 Jonsson과 Carlsen의 Test No.2의 실험결과와 근접한 산정치를 주는데, 이는 Jonsson과 Carlsen이 언급했듯이 이 자료의 불확실성이 많기 때문에 아직 이에 대한 결론을 내리기는 이르다.

5. 결론 및 토의

난류경계층은 바닥으로부터 전단력이 소멸되는 지점까지를 지칭할 것이며 난류경계층 최상점에서의 유속이 포텐셜이론으로부터 구해지는 해저면유속과 일치하리라는 보장은 없다. 기존 파마찰이론은 이러한

기대 또는 본 논문에서 정의한 두 종류의 경계층 개념에 대한 구분이 명확히 이루어지지 않아 상당한 오차를 야기시켰던 것으로 판명된다. 파유속이 포텐셜이론으로 구해지는 유속과 일치하는 점까지로 정의한 포텐셜경계층은 개념상의 경계층이며 실제로 존재하는 경계층에서의 유속을 유도하기 위하여 제시하였다. 기존 파마찰이론의 산정결과와 실험결과를 비교하여 유추한 관계식 (9)를 이용하여 Fredsoe 이론과 Jonsson이론을 수정한 결과, 실험자료와 상당히 유사한 산정결과를 얻었다. 따라서 식 (9)와 같은 상관식을 이용하면 Fredsoe이론과 유사한 결과를 주는 최근의 여타 모형도 쉽게 개선할 수 있으리라 믿는다.

Fredsoe의 이론은 전난류(rough turbulent flow) 뿐만 아니라 완난류(smooth turbulent flow) 조건에도 적용하였으며, 완난류조건에서는 본 논문에서 제시한 관계식을 사용치 않고도 실험결과와 매우 흡사한 마찰계수를 산정하였다. 따라서 포텐셜경계층의 개념은 전난류조건에만 적용되어야 할 것이다. 많은 경우 파운동에 의한 경계층흐름에서는 일파주기동안 완난류와 전난류의 천이역에 해당하는 천이류가 발생할 것이며, 이러한 조건의 천이를 고려하여 기존 파마찰이론을 완성하고자 한다. 또한 파와 해류가 합성하였을 때 발생하는 전단력도 Fredsoe의 이론으로 해석이 가능한데 수정된 Fredsoe모형을 현재 여러 실험조건에 대하여 적용하고 있으며, 실험결과 및

BYO모형(Yoo, 1989 ; 유, 1989 ; 유와 이, 1992)의 결과와 비교하며 검토중에 있다.

參考文獻

- 유동훈, 1989, 합성류 전단력 계산을 위한 혼합거리 모델, 한국해양해양공학회지, 1-1: 8-14.
 유동훈 이동수, 1992, 이동상 해저면에서의 마찰력, 한국해양공학회지, 4-2: 63-71.
 Bagnold, R.A., 1946, Motion of waves in shallow water: Interaction between waves and sand bottoms, *Proc. Roy. Soc., London*, Vol. 187, 235-297.
 Davies, A.G., Soulsby, R.L. and King, H.L., 1988, A numerical model of the combined wave and current bottom boundary layer, *J. Geophys. Res.*, 93(C1): 491-508.
 Fredsoe, J., 1984, The turbulent boundary layer in wave-current motion, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, 110, 8: 1103-1120.
 Jonsson, I.G., 1967, Wave boundary layers and friction factors, *Proc. 10th Int. Conf. Coastal Engineering*, ASCE, Tokyo, 127-148.
 Jonsson, I.G. and Carlsen, N.G., 1975, Experimental and theoretical investigations in an oscillatory turbulent boundary layer, *J. Hydraulic Res.*, 14(1): 45-60.
 Kajiura, K., 1968, A model of the bottom boundary layer in water waves, *Bulletin Earthquake Research Inst.*, 46: 75-123.
 Kamphuis, J.W., 1975, Friction factor under oscillatory waves, *J. Waterway, Port and Ocean Div.*, ASCE, 101, WW 2, 135-144.
 Nielsen, P., 1979, Some basic concepts of wave sediment transport, *Ins. Hydro. Hydraulic Eng.*, Tech. Univ. Denmark, Series Paper No. 20.
 Yoo, D., 1989, Explicit modelling of bottom friction in combined wave-current flow, *Coastal Eng.*, 13, 325-340.