

다양한 배관 경사각도 및 중력조건에서의 층상류 유동양식 예측

최부홍*

* 목포해양대학교 기관시스템공학부

The Prediction of Stratified Flow Pattern in a Variable Tube Inclinations and Gravity Conditions

Bu Hong Choi*

* Division of Marine Engineering System, Mokpo National Maritime University, Mokpo, 530-729, Korea

요약 : 기름과 가스 수송 라인 및 선박 내에 설치된 유체 기계들에 관련된 파이프 내에 층상류 흐름이 존재할 수 있다. 이 때문에 수평 혹은 작은 경사 파이프 내에 발생할 수 있는 층상류 흐름을 예측하기 위한 많은 이론과 상관식이 제시되었다. 기존 연구들은 각 상의 물성, 점성, 밀도 및 파이프의 기하학적 형상 등이 층상류 흐름에 주는 효과에 관한 것이 대부분이고, 중력의 크기 및 파이프의 큰 경사 기울기에 관한 연구 성과는 매우 드문 실정이다. 따라서 본 연구에는 중력크기 및 파이프 경사도 변화가 층상류 발생 조건에 미치는 영향에 대해 이론적 연구가 수행되었다. 또한 본 해석을 통하여 0.17g 및 0.33g 조건에서는 비록 수직상향 흐름일지라도 매우 낮은 액체상의 유량조건에서는 층상류 흐름이 존재할 수 있음을 알 수 있었다.

핵심용어 : 층상류, 파이프 경사각도, 중력크기, 천이조건, 길보기 속도

Abstract : The stratified flow can be seen in the oil and gas pipelines as well as pipelines related to ship's fluid machineries. Numerous theories and correlations have also been proposed in the past for the prediction of stratified flow in horizontal or slightly inclined pipe. The previous researches are mostly about the effects of physical properties, viscosity, phases densities and pipe geometries on the stratified flow. Very few study outcomes exist on the effect of gravity magnitude and large slope angle of pipe inclinations on the occurring condition of stratified flow. In this study, therefore, analytical procedures were conducted about the effect of both the change in the gravity magnitude and pipe inclinations on the stratified flow occurring conditions. From the analytical results, it was found that stratified flow occurred at the vertical upward inclination and at very low liquid phase flowrates in 0.17g and 0.33g conditions.

Key Words : Stratified flow, Pipe inclination, Gravity magnitude, Transitional condition, Superficial velocity

1. 서론

기체와 액체가 상하로 분리된 형태의 층상 흐름은 선박 내에 설치되어 있는 각종 유체 기계들의 배관 내에서 발생할 수 있을 뿐만 아니라, 원유 이송 파이프 및 상하수도의 유로 내에서도 흔히 관찰되는 흐름이다. 그러나 층상류 흐름이 고압, 고열 부하 조건에서 운전되는 열기기 내에서 발생하는 경우에는 전 열부의 열소손(赤川, 1974)에 의한 대형 사고를 초래할 가능성이 있다. 그런데 층상 흐름의 발생은 유로의 기하학적형상, 유체의 물성, 유량조건, 배관의 기울기 및 중력의 크기 등에 따라 달라진다. 층상류에 대한 연구는 Kordyban(1970), Weisman and Kang(1981), Crowely et al.(1992), Meng(1999) 등에 의해 행해져 왔다. 그들의 연구는 모두 지구 중력가속도를 기준으로 실시되었으며, 유체의 물성, 유량조건, 배관의 기울기 및 중력의 크기에 따른 층상류 발생 조건에 대한 것들이다. 그러나

중력의 크기와 배관의 경사 기울기가 동시에 변화할 때에는 층상류의 발생조건 또한 매우 달라질 수 있다. 즉, 일반적으로 지구상에서는 수직상향 흐름의 경우 층상류 흐름이 거의 발생하지 않지만, 중력조건이 달라지면, 수직상향 흐름에서도 층상류 흐름이 발생할 수 있다. 따라서 본 연구에서는 층상류 흐름의 발생조건에 큰 영향을 미치는 중력의 크기 및 배관의 경사 기울기 효과에 대해 해석적 연구를 실시하였다.

2. 해석모델

Fig. 1은 관내를 기체와 액체가 동시에 흐를 경우 액파가 발생할 수 있는 조건을 설명하기 위한 모식도이다. 그림에서와 같이 파선 윗부분의 액파가 발생하기 위한 조건은 액파에 작용하는 힘의 균형에 따라 좌우될 수 있다. 즉, 기체상의 관성력으로 인해 액파를 관 상부로 상승시키려는 양력이 액파를 관 하부로 끌어 당기려는 부력 보다 클 경우에 액파는 발생할 수 있을 것이다. 따라서 액파가 발생하기 위한 조건은 식(1)과 같다.

* 대표저자 : 종신회원, bhchoi@mmu.ac.kr, 061-240-7227

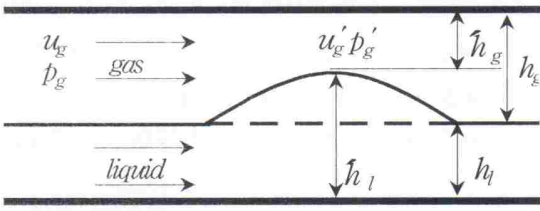


Fig. 1. Stratified flow to slug or annular flow transition model.

$$p_g - p_g' = \frac{1}{2} \rho_g (u_g'^2 - u_g^2) > \alpha (h_g - h_g') (\rho_l - \rho_g) \quad (1)$$

또한 연속 방정식으로부터 u_g' 와 u_g 의 관계식을 식(2)와 같이 얻을 수 있다.

$$u_g' = u_g \frac{A_g}{A_g'} \quad (2)$$

따라서 식(2)을 식(1)에 대입하고 정리하면 식(3)을 얻을 수 있다.

$$u_g^2 > \frac{\alpha (\rho_l - \rho_g)}{\rho_g} \frac{dh_l}{dA_g} \left[2 \frac{(A_g'/A_g)^2}{(1+A_g'/A_g)} \right] A_g \quad (3)$$

식(3)에서 우변 3번째의 [] 값은 $A_g' \approx 0$ 일 경우 0에 가까워진다. 즉, 액체상의 레벨 h_l 이 관 직경 D 에 가까울 정도로 매우 높을 경우에는 비록 작은 파가 형성된다 할지라도 파의 정점이 관 상부면에 쉽게 접촉할 수 있게 되고, 이로 인해 기체상의 유로가 완전히 폐쇄되는 경우에 해당된다. 이와는 반대로 액체상의 레벨 h_l 이 극히 낮은 경우, 즉 액체상이 얇은 액막 형태로 흐르는 경우에는 액체상의 점성력에 의해 액파가 쉽게 성장할 수 없기 때문에 $A_g' \approx A_g$ 로 간주할 수 있다. 이러한 경우에 식(3)의 [] 값은 1에 가까워진다. 그러므로 식(3)의 우변 3번째의 [] 값은 식(4)와 같이 액체상의 레벨 h_l 에 관련된 식으로 대체할 수 있다.

$$\left[2 \frac{(A_g'/A_g)^2}{(1+A_g'/A_g)} \right] = \left(1 - \frac{h_l}{D} \right)^2 \quad (4)$$

따라서 식(4)을 식(3)에 대입하고 정리하면 식(5)를 얻을 수 있다.

$$\frac{u_g^2}{\left(1 - \frac{h_l}{D} \right)^2 \frac{dA_l}{dh_l} \frac{\alpha (\rho_l - \rho_g)}{\rho_g} A_g} \geq 1 \quad (5)$$

또한 기체상의 실제속도 u_g 와 길보기속도 j_g 의 관계식은 식(6)과 같다.

$$u_g = \frac{j_g}{\varepsilon} \quad (6)$$

따라서 ε 은 식(7)과 같이 정의할 수 있다. 즉,

$$\varepsilon = \frac{A_g}{A} = \frac{A - A_l}{A} = 1 - \frac{h_l}{D} \quad (7)$$

그러므로 식(6)과 식(7)을 식(5)에 대입하고 식(5)의 변수들 중 길이에 대해서는 관 직경 D 로, 면적에 대해서는 D^2 으로 무차원화하고 기체상의 길보기 속도 j_g 에 대한 식으로 표현하면 식(8)과 같다.

$$j_g \geq \frac{(1 - \bar{h}_l)}{\bar{u}_g} \sqrt{\frac{\bar{A}_g}{d\bar{A}_l/d\bar{h}_l}} \sqrt{\frac{d\alpha (\rho_l - \rho_g)}{\rho_g}} \quad (8)$$

여기서 무차원수 \bar{h}_l , \bar{u}_g , \bar{A}_g 및 \bar{A}_l 값은 식(9)~(12)와 같다.

$$\bar{h}_l = \frac{h_l}{D} \quad (9)$$

$$\bar{u}_g = \frac{A}{A_g} \quad (10)$$

$$\bar{A}_g = \frac{1}{4} \left[\cos^{-1}(2\bar{h}_l - 1) - (2\bar{h}_l - 1) \sqrt{1 - (2\bar{h}_l - 1)^2} \right] \quad (11)$$

$$\bar{A}_l = \frac{1}{4} \left[\pi - \cos^{-1}(2\bar{h}_l - 1) \right] + \frac{1}{4} \left[(2\bar{h}_l - 1) \sqrt{1 - (2\bar{h}_l - 1)^2} \right] \quad (12)$$

또한 식(8)의 우변 항에 포함되어 있는 $d\bar{A}_l/d\bar{h}_l$ 값은 식(12)을 미분하여 얻을 수 있다. 즉,

$$d\bar{A}_l/d\bar{h}_l = \sqrt{1 - (2\bar{h}_l - 1)^2} \quad (13)$$

따라서 위의 식(8)의 기체상의 길보기 속도 j_g 값은 액체상의 파가 성장하여 관 상부에 접촉하게 되어 층상 유동 형태가 슬러그 혹은 환상 유동 형태로 전이하는데 필요한 조건이 되며,

식(8)에 포함된 모든 무차원 변수들은 무차원 액체상의 레벨 \bar{h}_l 에 관련되어 있다. 그러므로 식(8) 중에 포함되어 있는 \bar{h}_l 값을 0에서 1까지 변화시키며 계산하면, 층상류에서 슬러그류 혹은 환상류로 유동 형태가 천이하는데 필요한 j_g 값을 얻을 수 있다.

한편, Fig. 1에서 액체상과 기체상에 대해 중력과 파이프의 경사 각도까지 고려한 운동량 식은 각각 식(14), (15)과 같이 표현될 수 있다.

$$-A_l \left(\frac{d\phi}{dx} \right) - \tau_l S_l + \tau_g S_i + \omega_l A_l \cos\beta = 0 \quad (14)$$

$$-A_g \left(\frac{d\phi}{dx} \right) - \tau_g S_g - \tau_l S_i + \omega_g A_g \cos\beta = 0 \quad (15)$$

식(14)과 식(15)을 조합하여 정리하면 식(16)을 얻을 수 있다.

$$\tau_l \frac{S_l}{A_l} - \tau_g \frac{S_g}{A_g} - \tau_l \left(\frac{S_i}{A_l} + \frac{S_i}{A_g} \right) - \alpha(\rho_l - \rho_g) \cos\beta = 0 \quad (16)$$

여기서 S 는 각 상의 접촉길이, A 는 각 상의 유동 단면적, ρ 는 밀도, d 는 가속도이고, β 는 유체의 유동 벡터와 가속도 벡터가 이루는 각도이다(0° 수직 하향류, 90° 수평류, 180° 수직 상향류). 또한 아래첨자 l 과 g 는 각각 액체상과 기체상을 나타낸다.

또한 식(16)에서 전단응력 τ_l, τ_g, τ_i 는 식(17)과 같이 표현할 수 있다.

$$\tau_l = \frac{1}{2} f_l \rho_l u_l^2, \quad \tau_g = \frac{1}{2} f_g \rho_g u_g^2, \quad \tau_i = \frac{1}{2} f_i \rho_l u_i^2 \quad (17)$$

여기서 액체상과 기체상의 마찰계수 f_l, f_g 는 식(18)과 같다.

$$f_l = C_l \left(\frac{d_l u_l}{v_l} \right)^{-n}, \quad f_g = C_g \left(\frac{d_g u_g}{v_g} \right)^{-m} \quad (18)$$

여기서 d_l, d_g 은 액체상과 기체상의 수력직경이고, C_l, C_g 및 n, m 은 액체상과 기체상이 난류인 경우에는 $C_l = C_g = 0.079, n = m = 0.25$ 이고, 층류인 경우에는 $C_l = C_g = 16, n = m = 1$ 이다.

또한 식(17)에서 기액계면의 실제속도를 $u_i = (u_g - u_l)$ 라고 가정하고, 기체상의 실제속도가 액체상의 실제속도에 비해 매우 클 때, 즉 $u_g \gg u_l$ 인 경우에는 기액계면 전단응력 τ_i 는 식(19)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\tau_i = \frac{1}{2} f_i \rho_l u_g^2 \quad (19)$$

여기서 f_i 는 기액계면 마찰계수이다.

또한 식(17)~식(19)을 식(16)에 대입한 후 양변을

$$\tau_g = \frac{1}{2} f_g \rho_g u_g^2 \text{으로 나누면 식(20)을 얻을 수 있다.}$$

$$\frac{\frac{1}{2} f_l \rho_l u_l^2 (\bar{d}_l u_l)^{-n} (\bar{u}_l)^2 \frac{S_l}{A_l} - \frac{S_g}{A_g} f_i \left(\frac{S_i}{A_l} + \frac{S_i}{A_g} \right)}{\frac{1}{2} f_g \rho_g u_g^2 (\bar{d}_g u_g)^{-m} (\bar{u}_g)^2 \frac{S_l}{A_l} - \frac{S_g}{A_g} f_i \left(\frac{S_i}{A_l} + \frac{S_i}{A_g} \right)} = \frac{\alpha(\rho_l - \rho_g) \cos\beta}{\frac{1}{2} f_g \rho_g u_g^2 (\bar{d}_g u_g)^{-m} (\bar{u}_g)^2} \quad (20)$$

여기서 f_l, f_g 는 식(21)과 같다.

$$f_l = C_l \left(\frac{D_l}{v_l} \right)^{-n}, \quad f_g = C_g \left(\frac{D_g}{v_g} \right)^{-m} \quad (21)$$

그리고 식(20)에 포함되어 있는 무차원 변수들 중에 일부는 이미 식(9)~(12)에 정의되어 있고, 그 나머지는 식(22)~(27)과 같다.

$$\bar{d}_l = \frac{d_l}{D} \quad (22)$$

$$\bar{d}_g = \frac{d_g}{D} \quad (23)$$

$$\bar{u}_l = \frac{A}{A_l} \quad (24)$$

$$\bar{S}_l = \pi - \cos^{-1}(2\bar{h}_l - 1) \quad (25)$$

$$\bar{S}_g = \cos^{-1}(2\bar{h}_l - 1) \quad (26)$$

$$\bar{S}_i = \sqrt{1 - (2\bar{h}_l - 1)^2} \quad (27)$$

또한 식(20)을 액체상의 겉보기 속도 j_l 에 대한 식으로 고쳐 쓰면 식(28)과 같다.

$$j_l = \left\{ \frac{f_l \rho_l u_l^2 (\bar{d}_l u_l)^{-n} (\bar{u}_l)^2 \left[\frac{S_l}{A_l} + f_i \left(\frac{S_i}{A_l} + \frac{S_i}{A_g} \right) \right]}{(\bar{d}_l u_l)^{-n} (\bar{u}_l)^2 (\bar{S}_l / A_l) \left[C_l \left(\frac{D}{v_l} \right)^{-n} \rho_l \right]} \right\}^{\frac{1}{2-n}} + \left\{ \frac{\alpha(\rho_l - \rho_g) \cos\beta}{(\bar{d}_l u_l)^{-n} (\bar{u}_l)^2 (\bar{S}_l / A_l) \left[C_l \left(\frac{D}{v_l} \right)^{-n} \rho_l \right]} \right\}^{\frac{1}{2-n}} \quad (28)$$

이 식의 우변 첫 번째 항에 포함되어 있는 기체상의 겉보기 속도 j_g 값은 앞에서 기술한 식(8)에서 얻어진 값이다. 또한 이 식에 포함되어 있는 모든 무차원 변수들은 식(8)과 같이 무차원 액체상 레벨 \bar{h}_l 에 따라 변하는 값들이다. 따라서 무차원 액체상 레벨 \bar{h}_l 을 0에서 1까지 변화시키며 식(8)을 계산하여 j_g 값을 얻고, 이 값을 식(28)에 대입하게 되면 증상 흐름에서 슬러그 혹은 환상 흐름으로 변하는데 필요한 액체상의 겉보기 속도의 천이 조건인 j_l 값을 얻을 수 있다.

3. 해석결과

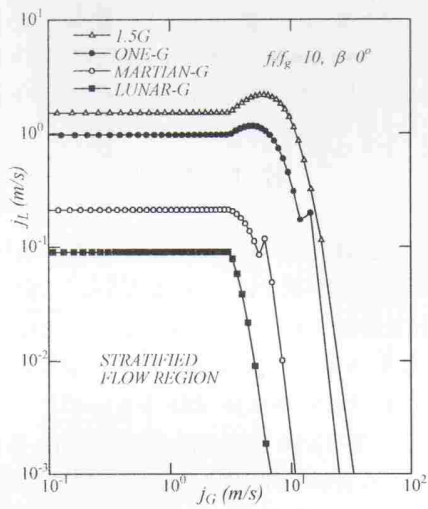
Fig. 2는 식(8)과 식(28)을 계산하여 얻은 기체상과 액체상의 겉보기 속도를 좌표(j_g, j_l)로 하는 그림이다. 식(8)과 식(28)의 계산에 사용되었던 기체상과 액체상의 물성 값들은 0.1 MPa, 25°C에서의 공기와 물을 기준으로 한 값들이다. 또한 이 두 개의 결과 식에 포함되어 있는 관 직경 D 값은 0.01m로 하였다. 그리고 본 계산의 주요 파라미터로서는 기액 계면의 마찰계수 f_l 와 기체상의 마찰계수 f_g 간의 비인 f_l/f_g 값과 중력가속도 g 및 유동방향 벡터 β 이다. 마찰계수 비 f_l/f_g 값에 대해서는 지상장 ($1G, G=9.8m/s^2$) 조건의 수평류에서 증상 흐름의 발생은 $1 \leq f_l/f_g \leq 10$ 의 범위 내에서 발생한다고 Taitel and Dukler(1976)이 실험적 연구를 통해 권장하고 있다. 따라서 여기에서는 마찰계수비 값을 $f_l/f_g=10$ 으로 하여 계산하였다. 파라미터로 사용한 가속도 a 값은 4종류이다. 즉, 1.5G ONE-G, MARTIAN-G, LUNAR-G이다. 따라서 1.5G는 지구 중력가속도의 1.5배에 해당하는 중력조건이고, ONE-G는 지구상에서의 중력조건이다. 또한 MARTIAN-G는 지구 중력가속도의 1/3정도인 화성의 중력조건(약 0.33G)이며, LUNAR-G는 지구의 1/6 정도인 달에서의 중력조건(약 0.17G)이다. 또 하나의 중요한 파라미터는 중력가속도 벡터와 이루는 유체의 유동방향 벡터 β 인데, 유동방향 벡터가 $\beta=0^\circ$ 인 경우에는 수직 하향 흐름을 의미하고, $0^\circ < \beta < 90^\circ$ 인 경우에는 하향 흐름을, $\beta=90^\circ$ 이면 수평 흐름을, $90^\circ < \beta < 180^\circ$ 인 경우에는 상향 흐름을, $\beta=180^\circ$ 인 경우에는 수직 상향 흐름을 나타낸다.

또한 Fig. 2(a)는 마찰계수 비 $f_l/f_g=10$, 중력가속도 벡터와 유동방향 벡터와의 각도가 $\beta=0^\circ$ 인 조건에서 가속도 a 값을 1.5G ONE-G, MARTIAN-G 및 LUNAR-G로 각각 변화시키며 계산한 결과를 보여주고 있다. 그림으로부터 알 수 있듯이 유동벡터가 $\beta=0^\circ$ 인 경우, 즉 수직 하향 흐름인 경우에는 지구의 중력가속도 보다 1.5배 큰 1.5G에서 뿐만 아니라 지구 중력가속도의 1/3 정도인 달에서도 증상 흐름이 발생하는 것을 알 수 있다. 또한 중력의 크기가 클수록 보다

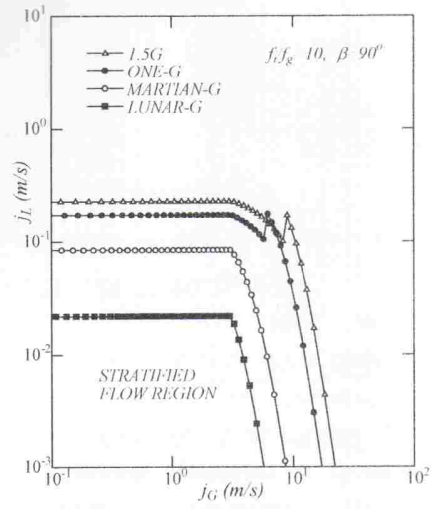
높은 기체상과 액체상의 겉보기 속도 j_g, j_l 에서 증상 흐름이 발생하게 되며 중력의 크기가 감소할수록 증상 흐름이 발생하는 j_g, j_l 값의 범위는 작아짐을 알 수 있다. 즉, 1.5G조건에서 증상 흐름의 영역이 가장 넓고, 가속도의 크기가 가장 작은 LUNAR-G조건에서 그 영역이 가장 작음을 알 수 있다. 이는 중력가속도가 증가할수록 증상 흐름의 존재 영역이 넓어짐을 의미한다. 이것은 중력이 증가할수록 증가된 중력에 의해 부력의 영향이 기체상의 관성력에 기인한 양력 보다 우세하게 됨에 따라 액파의 성장이 어려워지게 되고, 증가된 부력을 이겨내고 액파가 성장하기 위해서는 보다 큰 기체상의 관성력이 요구되기 때문에 보다 높은 j_g, j_l 조건에서 증상 흐름이 발생하는 것으로 여겨지며, 이는 물리적 현상에도 일치되는 해석 결과로 판단된다.

또한 Fig. 2(b)~(d)는 Fig. 2(a)와 동일한 계산 조건에서 유동방향 벡터 각도 β 값을 각각 $20^\circ, 87^\circ, 90^\circ$ (수평 흐름)로 증가시키면서 계산한 결과를 보여주고 있다. 그림으로부터 알 수 있듯이, 각각 일정한 중력조건에서 유동방향 벡터 각도 β 의 증가는 증상 흐름이 발생하는 기체상의 겉보기 속도 j_g 에 대해서는 커다란 영향을 주지 못하지만, 액체상의 겉보기 속도 j_l 에 대해서는 큰 영향을 미치고 있음을 알 수 있다. 즉, β 값이 증가할수록 보다 낮은 j_l 조건에서 증상 흐름이 발생하게 되고 증상 흐름의 영역 또한 감소하게 된다. 이는 식(28)의 우변 2번째 항의 유동방향 벡터 각도를 포함하는 $\cos\beta$ 값은 β 가 0° 에서 90° 로 변함에 따라 우변 2번째 항의 값은 최대값에서 0으로 되어 액체상의 겉보기 속도 j_l 값이 작아지게 되기 때문이다.

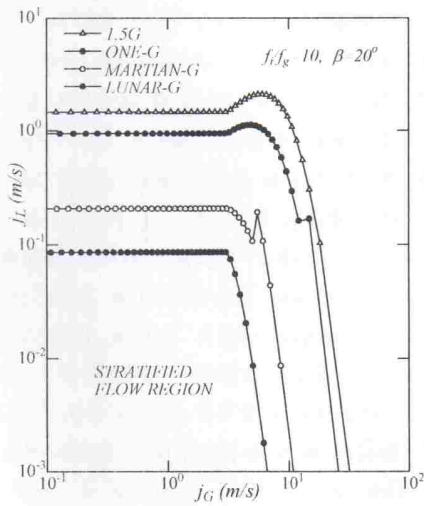
한편, Fig. 2(e)~(f)는 앞서 기술한 계산조건과 동일하고, 유동방향 벡터 β 값을 $92^\circ, 93^\circ$ 하여 계산한 결과이다. 즉, Fig. 2(e)는 수평류(90°)에서 유동방향 벡터 β 값을 단지 2° 만 올, Fig. 2(f)의 경우는 3° 만을 증가시킨 상향 흐름에 해당된다. 그러나 그림에서 알 수 있듯이, 1.5G 중력조건에서는 $\beta=92^\circ$ 에서, ONE-G 중력조건에서는 $\beta=93^\circ$ 에서 증상 흐름의 영역이 존재하지 않고 있다. 이는 상향 흐름의 경우 액체상에 작용하는 중력이 증가할수록 액체상이 관 입구측으로 유하하려는 경향이 커지게 되고 이에 따라 관 입구측에 축적되는 액체상의 양이 증가하게 된다. 이러한 현상은 결국 관 입구측에 액체상에 의한 관 폐쇄 현상(liquid blocking)을 일으키게 되어 증상 흐름이 발생하기 어려워지기 때문으로 판단된다. 이러한 물리적 메카니즘을 근거로 추정한다면, 액체상의 관 폐쇄 현상을 일으키지 않는 조건, 즉, 관의 기하학적 형상 및 크기의 변화, 점성과 밀도와 같은 물성치의 변화 및 유량 조건 등의 변화에 따라 증상 흐름의 존재 여부 조건이 변화할 수 있음을 추정할 수 있다.



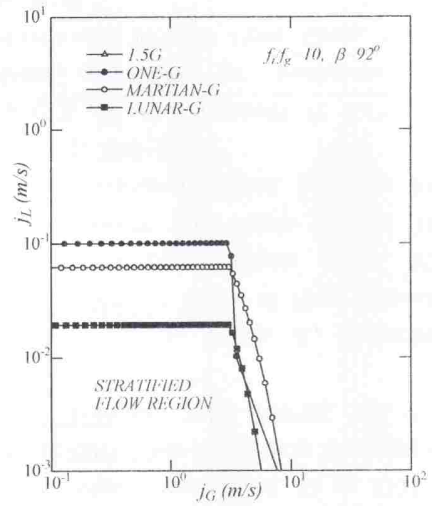
(a) Downward stratified flow ($\beta=0^\circ$)



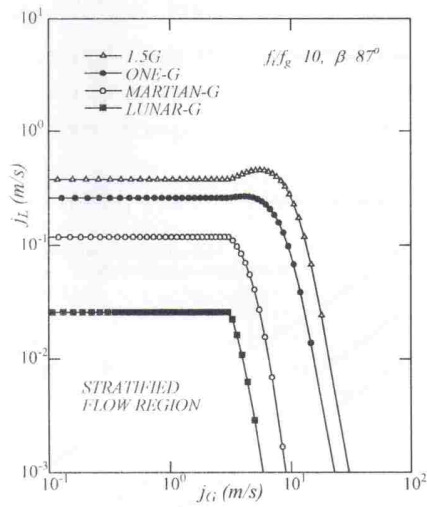
(d) Horizontal stratified flow ($\beta=90^\circ$)



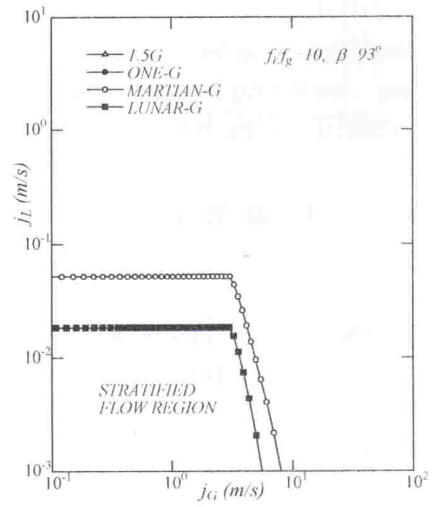
(b) Downward stratified flow ($\beta=20^\circ$)



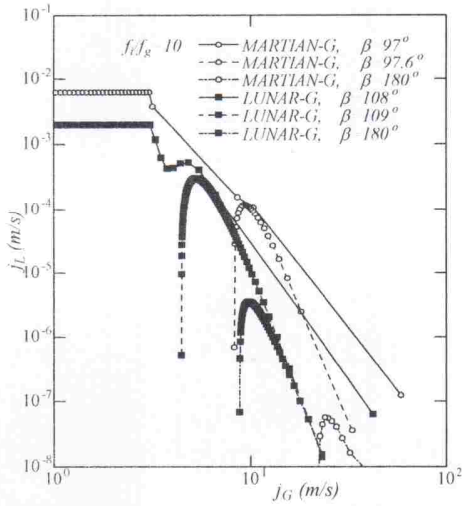
(e) Upward stratified flow ($\beta=92^\circ$)



(c) Downward stratified flow ($\beta=87^\circ$)



(f) Upward stratified flow ($\beta=93^\circ$)



(g) Upward stratified flow ($\beta=97^\circ \sim 180^\circ$)

Fig. 2. Effect of the change in inclinations and gravity conditions on air-water two-phase stratified flow ($f_i/f_g=10$).

또한 Fig. 2(g)는 이미 기술된 계산 조건과 동일한 조건에서 유체의 유동방향 벡터 각도의 범위만을 $97^\circ \leq \beta \leq 180^\circ$ 로 하여 계산한 결과이다. 그림으로부터 알 수 있듯이 중력조건이 MARTIAN-G인 경우에는 유동방향 벡터 각도가 $\beta=97^\circ$ 일 때에도 Fig. 2(a)~(f)에 나타나 있는 층상 흐름 영역의 형상과 유사한 형상을 보이지만, $\beta=97^\circ$ 에서 단지 0.6° 만을 증가시켜 계산한 결과, 즉 $\beta=97.6^\circ$ 인 경우에는 층상 흐름의 영역 형태가 매우 달라지고 짐을 알 수 있다. 그러나 $97.6^\circ \leq \beta \leq 180^\circ$ 범위 내에서는 β 값이 증가하여도 층상 흐름 영역의 형상은 거의 변하지 않지만, 층상 흐름이 존재하는 기체상과 액체상의 겹보기 속도 j_g, j_l 값의 범위는 점점 작아지며, 층상 흐름의 영역도 감소하는 것을 알 수 있다. 한편, LUNAR-G의 경우에는 이러한 경향이 MARTIAN-G의 경우 보다 11° 큰 $\beta=108^\circ$ 에서 발생하게 되며, $109^\circ \leq \beta \leq 180^\circ$ 범위에서는 MARTIAN-G와 마찬가지로 국부적인 층상 흐름 영역이 존재하게 된다. 그러나 MARTIAN-G 보다 중력가속도가 작은 LUNAR-G의 경우가 유동방향 벡터 각도 $\beta=180^\circ$ (수직 상향 흐름)에서 국부 층상 흐름 영역이 보다 넓게 나타나는 것을 알 수 있다. 이는 중력 가속도가 증가할수록 보다 큰 j_g, j_l 조건에서 층상 흐름이 발생하기 때문에 보다 넓은 층상 흐름 영역이 존재하게 되지만, 유동방향 벡터 각도 β 값이 증가할수록 층상 흐름은 발생하기 어려워지게 되며, 중력이 감소할수록 층상 흐름 영역은 감소하지만, 보다 큰 β 값에서도 층상 흐름이 발생할 수 있음을 시사하고 있다.

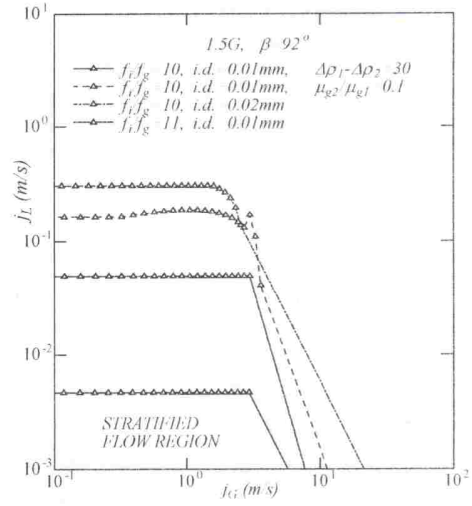


Fig. 3. Occurrence conditions of stratified flow in inclination $\beta=92^\circ$ and 1.5G conditions.

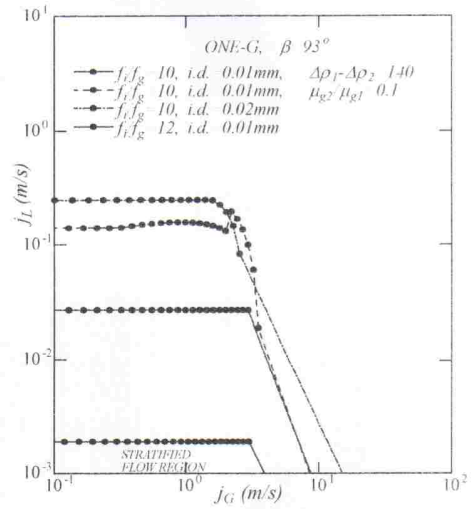


Fig. 4. Occurrence conditions of stratified flow in inclination $\beta=93^\circ$ and ONE-G conditions.

또한 그림으로부터 MARTIAN-G와 LUNAR-G의 경우에는 매우 낮은 액체상의 겹보기 속도에서 국부적으로 층상 흐름 영역이 존재하는 것을 알 수 있다. 따라서 만일 이러한 중력 조건들에서 고열부하 열교환시스템을 운전할 경우에는 국부적으로 나타나는 층상 흐름 발생 조건을 벗어난 영역에서 운전을 해야만 전열부의 dry-out에 의한 열손상을 피할 수 있을 것이다. 한편, 앞에서 기술한 바와 같이 1.5G 중력조건에서는 $\beta=92^\circ$ 에서, ONE-G 중력조건에서는 $\beta=93^\circ$ 에서 층상 흐름 영역이 나타나지 않았지만, 계산 조건을 달리하면, Fig. 3과 Fig. 4와 같이 층상 흐름 영역이 존재하는 것을 알 수 있다. 즉, 유동방향 벡터 각도 $\beta=92^\circ$ 및 1.5G 중력조건과 $\beta=93^\circ$ 및

ONE-G 중력조건에서 층상 흐름이 발생하기 위해서는 Fig. 3 과 Fig. 4에 각각 나타낸 바와 같이 처음 계산 조건에 비해 밀도차($\Delta\rho$)와 점성계수(μ) 값을 작게 하고, 관 직경(D)과 마찰계수 비(f_l/f_g)를 크게 하면, 층상 흐름이 발생할 수 있게 된다. 이러한 계산 조건의 변화는 식(28)의 우변 첫 번째 항 값을 증가시키게 되고, 두 번째 항 값은 0에 가까운 값이 되도록 하여 층상 흐름이 발생할 수 있는 액체상의 길보기 속도가 계산되어 지기 때문이다.

4. 결 론

모든 배관 경사 기울기 및 다양한 중력크기에서 층상 흐름이 발생할 수 있는 조건에 대해 이론적 연구를 실시하여 다음과 같은 결과를 얻을 수 있었다.

- 1) 배관 경사 기울기 β 의 범위가 $0^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$ (수직 하향흐름~수평 흐름)인 경우, 층상 흐름의 영역은 중력의 크기가 증가할수록 넓어지지만, 배관 경사 기울기 β 값이 증가함에 따라 중력 크기의 효과와는 반대의 경향을 보인다.
- 2) 배관 경사 기울기 β 의 범위가 $90^\circ < \beta \leq 180^\circ$ 일 때, β 값의 증가는 층상 흐름의 영역크기에 매우 큰 영향을 준다. 또한 1.5G ONE-G의 경우에는 층상 흐름 영역이 존재할 수 있는 β 값의 한계치가 각각 존재하며, 그 한계치는 관경의 크기, 밀도차, 점성 및 마찰계수비 f_l/f_g 값의 변화에 따라 달라질 수 있다.
- 3) 중력의 크기가 지상장(1G) 보다 작은 MARTIAN-G 및 LUNAR-G의 경우에는 모든 배관 경사 기울기에서 층상 흐름이 발생할 수 있지만, β 값이 증가할수록 층상 흐름 영역은 감소하고, β 값이 180° 에 가까워질수록 매우 낮은 액체상의 길보기 속도에서만 한정적으로 존재하게 된다.

참 고 문 헌

[1] 赤川浩爾(1974), 氣液二相流, pp. 8-20.
 [2] Crowley, C. J., Wallis, G. B. and Barry, J. J.(1992), Validation of a One-Dimensional Wave Model for the Stratified-to-Slug Flow Regime Transition, with Consequences for Wave Growth and Slug Frequency, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 18, No. 2, pp. 249-271.
 [3] Kordyban, E. S.(1970), Mechanism of Slug Formation in Horizontal Two-Phase Flow, Trans. ASME, J. Basic Engng, pp. 857.
 [4] Meng, W.(1999), Low-Liquid Loading Gas-Liquid Two-Phase Flow in Near Horizontal Pipes, PhD

Thesis, The University of Tulsa. pp. 148-162.
 [5] Taitel, Y. and Dukler, A. E.(1976), Modeling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes, AIChE J., Vol. 22(1), pp. 47-55.
 [6] Weisman, J. and Kang, S. Y.(1981), Flow Pattern Transitions in Vertical and Upwardly Inclined Lines, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 7, pp. 271-291.

원고접수일 : 2008년 09월 11일

원고수정일 : 2008년 12월 02일

게재확정일 : 2008년 12월 22일