

〈論 文〉

Y자형 혼합지점에서의 성층류유동 특성

인왕기* · 이상용**

(1995년 4월 29일 접수)

Hydrodynamic Characteristics of Stratified Flow at a Y-Junction

Wang Kee In and Sang Yong Lee

Key Words : Stratified Flow(성층류), Potential Flow(포텐셜유동), Interface(계면), Free Surface(자유수면), Transformation(변환), Injection Angle(주입각도)

Abstract

Hydrodynamic characteristics of a stratified flow at a Y-junction were examined analytically. Gas is supplied through the main horizontal channel and liquid is introduced into the gas stream from the Y-shaped bottom branch. Analysis was performed with irrotational flow and inviscid fluid assumptions. The Stokes' inverse transformation technique was adopted to convert the real x - y plane into the x - ψ plane. The potential flow equation was solved numerically in the transformed (x - ψ) plane and the interface profile, pressure distribution and the streamlines were obtained. The effects of the inlet conditions, injection angle and the gravity on the flow characteristics were also examined. To check the validity of the present method, the previous resultion the two-dimensional obtuse wedge flow was compared. The inverse transformation technique turned out to be also very useful to predict the hydrodynamic characteristics of a stratified flow with the pressure variation at a Y-shaped mixing junction.

기 호 설 명

F : 프루드수 (Froude number)	x : 기체유동 수평좌표
g : 중력 (m/sec^2)	x' : 액체유동 수평좌표
h : 액체유로 높이 (m)	y : 기체유동 수직좌표
H : 기체 또는 혼합유동 유로높이 (m)	y' : 액체유동 수직좌표
i : x 방향 그리드점 지표	
j : ψ 방향 그리드점 지표	
P : 압력 (N/m^2)	
Q : 유량 (m^3/sec)	
u : 수평방향 속도 (m/sec)	
v : 수직방향 속도 (m/sec)	
W : 복소 포텐셜	

하첨자

b : 기체 또는 액체 유동영역의 아랫면

*한국과학기술원 대학원 기계공학과

**정회원, 한국과학기술원 기계공학과

- B : 혼합지점
 bw : 아랫벽면
 G : 기체
 L : 액체
 s : 계면(interface)
 t : 기체 또는 액체 유동영역의 윗면
 uw : 윗벽면
 0 : 입구
 1 : 출구

1. 서 론

기체와 액체가 각각의 공급 관으로부터 주입되어 2상유동을 이루는 현상은 내부혼합형 분무노즐 등 작은 규모의 유동에서부터, 화학공장 및 원자력발전소 계통의 분지관 유동(branch flow) 등 큰 규모의 유동에 이르기까지 많이 발견된다. 이와 같은 혼합지점 근처에서의 유동특성(계면형태 및 압력분포)은 2유체 혼합계통의 설계에 매우 중요한 인자이다. 그러나 2유체 혼합유동은 본질적으로 3차원의 복잡한 현상이므로 이에 대한 연구는 미미하다. 내부혼합형 분무노즐인 Y자형 분무노즐(Y-jet atomizer)에 대한 연구는 주로 분무특성과 노즐내부 유동특성의 관계를 규명 하는데 초점이 맞추어졌다. Mullinger와 Chigier⁽¹⁾는 기체의 입구와 혼합지점 사이의 압력강하는 크게 Y자형 입구를 통해 유입되는 액체유동에 의한 기체유동의 막힘효과(blockage effect)에 기인한다고 설명하였다. 여기서 막힘효과란 공급압력이 일정할때 액체유량의 증가에 따라 기체유량이 감소하는 것을 말한다. Hurley와 Doyle⁽²⁾은 혼합지점의 압력강하 측정치로부터 막힘효과 계수를 실험적으로 구하였다. Graziadio 등,⁽³⁾ De Michele^(4,5) 등 및 Andreussi 등⁽⁶⁾의 ENEL-CRTN 그룹은 2상유동 구간을 환상류로 가정하여 혼합지점과 분무노즐 출구사이의 압력강하를 설명하였다. 즉, 유속이 큰 기체유동에 의한 액체막의 파열 및 유입된 액적의 가속에 의한 압력손실과 액체막 형성에 따른 유로축소, 그리고 마찰에 의한 압력손실에 기인한 것으로 해석하고 있다. 그러나 기체유량과 액체유량과의 관계를 예측하기 위해서는 혼합지점의 압력을 미리 알아야 된다는 전제조건이 있다. 따라서 Lee 등⁽⁷⁾과 인왕기 등⁽⁸⁾은 Y자형 분무노즐의 내부유동 특성을 예

측하기 위해 단순화된 1차원 수역학적 모델을 제시하였다. 이들의 연구에서는 각각의 유동에 의한 막힘효과(액체유동에 의한 기체유동의 막힘효과 및 기체유동에 의한 액체유동 막힘효과)를 고려한 모델을 사용하여 혼합지점에서의 압력강하를 예측하였다. 이때 막힘효과 모델상수는 실험결과를 이용하여 결정하였는데, 모델상수가 적용될 수 있는 분사조건 범위가 제한되어 일반적으로 사용하기에 어려움이 있다. Schmidt와 Loth⁽⁹⁾는 T자형 혼합지점에서의 2상유동 압력강하를 예측하기 위한 세가지 모델을 제시하였다. 즉, 수평 유입관의 유동형태는 환상류 또는 처연류이고 수직 유입관의 유동형태는 슬러그류 또는 환상류인 경우의 2상유동 혼합시 압력강하량을 예측할 수 있는 모델을 제시하였다. 그러나 이들의 연구는 혼합각도가 직각인 T자형 혼합관에서 특정한 유동양식을 가진 2상유동이 혼합되는 경우에 대한 압력강하 모델이므로 기체와 액체의 Y자형 혼합유동, 즉 단상유동이 임의의 각도로 혼합되어 2상유동을 형성하는 경우와는 다르다. 이와 같이 기체와 액체가 혼합되어 흐르는 2상유동은 기체와 액체가 주입되는 입구조건에 따라 그 특성이 결정된다. 유량이 적은 수평 2상유동의 경우 계면(interface)이 부드러운 성층류(stratified flow)가 발생하며 기체 또는 액체 유량의 증가에 따라 계면이 불안정해져 파형류(wavy flow)로 천이된다. 기체유량의 상대적 증가가 클 경우에는 결국 환상류 또는 환상-분무류의 발달을 초래한다.

이 중에서 본 연구에서는 유량이 적은 경우 Fig. 1과 같은 Y자형 혼합지점에서의 성층류 유동특성을 살펴보았다. 성층류에서는 기체와 액체의 계면이 확실하게 정의되므로 수학적 모델이 단순하다. 여기서는 2유체의 혼합유동을 포텐셜 유동(potential flow)으로 가정하여 혼합지점 근처에서

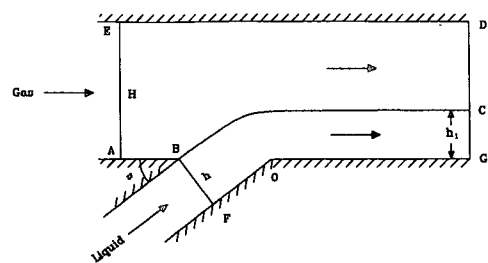


Fig. 1 Stratified flow at Y-junction

의 계면형태 및 압력분포 등을 역변환(inverse transformation)방법으로 계산하였다. 액체의 계면형태에 관한 연구는 주로 계면상의 압력이 일정한 자유수면(free surface)을 가지는 액체유동에 대해 이루어져 왔다. 예를 들면 Keller⁽¹⁰⁾는 차 주전자에서 차를 따를 때 차가 주전자 꼭지아랫면을 타고 흐르는 현상(teapot effect)을 포텐셜유동으로 가정, 아랫면을 타고 흐르는 유체의 자유수면 형태를 예측하였다. Dagan과 Tulin⁽¹¹⁾은 중력에 의한 2차원 자유수면 문제를 근사해법으로 해석하였으며 Chow와 Han⁽¹²⁾은 호도그래프(hodograph) 평면의 변환을 이용하여 자유낙하하는 폭포의 자유수면 형태를 구하였다. 이후 Vanden-Broeck과 Keller,⁽¹³⁻¹⁴⁾ Vanden-Broeck,⁽¹⁵⁾ Lee와 Vanden-Broeck⁽¹⁶⁾ 등은 일련의 연구를 통하여 여러 경우의 자유수면 문제에 대해 등각변환(conformal transformation)에 의한 수치해석 결과를 발표하였다. Montes⁽¹⁷⁾는 Stokes의 역 변환방법으로 기울기가 변하는 경사면을 따라 흐르는 2차원 유동의 자유수면 문제를 해석하였다. 역 변환방법은 Stokes⁽¹⁸⁾에 의해 처음 개발되었고 Thom과 Apelt⁽¹⁹⁾에 의해 응용연구가 현재까지 구체화되었다. Montes는 역 변환 방법을 응용하여 기울기가 변하는 경사면을 따른 자유수면 문제에 대한 수치 해를 제시하였다. 역 변환 방법이란 x - y 평면을 x - ψ 평면으로 변환하고 y 와 ϕ 를 x 와 ψ 의 함수로 나타내는 것이다. 대부분의 유동의 경우 속도와 압력을 계산하는 문제이므로 $y=y(x, \psi)$ 의 결정만으로 문제의 해가 얻어질 수 있다. 이러한 변환 방법은 일반적인 ϕ - ψ 변환방법에 비해 다음과 같은 장점이 있다. 첫째는 y 가 라플라스(Laplace)방정식의 해로써 직접적으로 얻어지므로 ϕ - ψ 변환방법에서처럼 x, y 를 구하기 위한 형상적분(contour integration)이 불필요하다. 둘째는 초기 자유수면의 형태($y_0=y_0(x)$)에 대한 가정이 포텐셜함수 ϕ 를 가정하는 것보다 훨씬 용이하다는 것이다.

본 연구의 경우에는 Y자형 분지관 내부에서 기체와 액체가 혼합되어 성층류를 형성하므로 기체-액체 경계면의 압력이 일정하지 않아서 단순한 자유수면과는 다른 유동형태를 보이게 된다. 따라서 본 연구에서는 Montes가 사용한 Stokes의 역 변환 방법을 이용하되 기체와 액체의 유입조건에 따라서 경계면의 압력분포가 변하는 Y자형 유입형태를 가진 2차원 유로(Fig. 1)에서의 기체와 액체의

혼합 성층류 유동특성을 해석하였다. 좀 더 구체적으로는 입구 경계조건 및 액체의 주입각도(injection angle)에 따른 계면형태와 계면상의 압력분포를 예측하였다. 문제를 단순화 하기 위하여 기체와 액체는 모두 비점성(invscid), 비압축성(incompressible)이며 비회전(irrotational)유동으로 가정하였고 기체와 액체 사이의 표면장력 효과도 무시하였다. 특히 물과 공기의 점도는 다른 종류의 유체에 비해 매우 낮으므로 물과 공기의 혼합 성층류인 경우에는 비점성 유동의 가정이 가능하다.

2. 수치해석 방법

본 연구에서는 역변환방법을 응용하여 Fig. 1과 같은 성층유동의 문제를 해결하기 위해 성층 2상유동을 기체유동 영역과 액체유동 영역으로 구별하였다. 기체유동 영역은 Fig. 2와 같이 표시될 수 있으며 x - ψ 평면으로 그림과 같이 변환된다. Fig. 2에서 ED는 기체유로의 윗 벽면을 나타내고 AB는 기체유동 상류로부터 혼합지점까지의 아랫 벽면을 나타낸다. 액체와의 경계면은 BC이고 AE와 CD는 각각 상류와 하류에서의 유동 경계를 나타낸다. x - y 평면에서의 기체유동 영역 ABCDE는 x - ψ 평면상의 직사각형 ACDE로 변환된다. 한편 액체유동

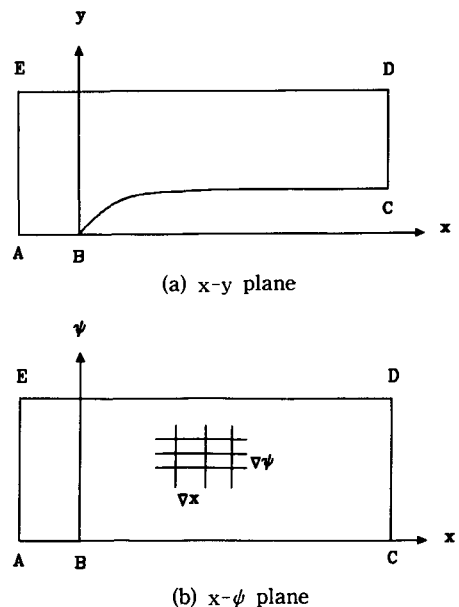


Fig. 2 Transformation of gas flow from x - y plane to x - ψ plane

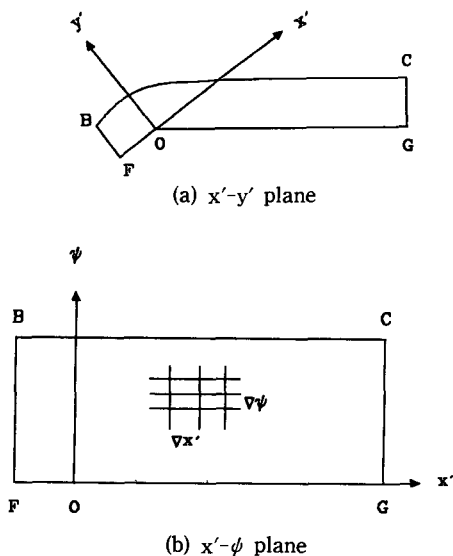


Fig. 3 Transformation of liquid flow from $x'-y'$ plane to $x'-\psi$ plane

영역은 Fig. 3와 같이 표시될 수 있으며 $x'-\psi$ 평면으로 그림과 같이 변환된다. Fig. 3의 BC는 기체와의 경계면을 나타내며 FOG는 액체유동의 아랫벽면을 나타낸다. 여기서, 점 O는 둔각형태의 모서리로써 유속이 무한히 큰 특이점(singular point)이다. BF는 액체상류를 그리고 CG는 액체하류 경계를 나타낸다. $x'-y'$ 평면에서의 액체유동 영역 BCGOF는 $x'-\psi$ 평면상의 직사각형 BCGF로 변환된다.

기체와 액체유동 각각의 $x-\psi$ 평면에서의 라플라스 방정식은 y 에 대해 다음과 같이 표현된다⁽¹⁷⁾.

$$\Delta y = \frac{\partial^2 y}{\partial x'^2} \left(\frac{\partial y}{\partial \psi} \right)^2 + \frac{\partial^2 y}{\partial \psi^2} \left(1 + \left(\frac{\partial y}{\partial x'} \right)^2 \right) - 2 \frac{\partial^2 y}{\partial x' \partial \psi} \frac{\partial y}{\partial x'} \frac{\partial y}{\partial \psi} = 0 \quad (1)$$

또한 유속의 수평성분과 수직성분은 아래와 같이 표현된다.

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = u \frac{\partial y}{\partial x'} \quad (2)$$

이에 대한 경계조건으로서 기체유동 영역에서는

$$\begin{aligned} \text{AB상에서} \quad & \psi = 0, y = 0 \\ \text{BC상에서} \quad & \psi = 0, P_G = P_s \\ \text{ED상에서} \quad & \psi = Q_G, y = H \end{aligned}$$

그리고 AE와 CD상에서 균일유동이고,

액체유동 영역에서는

$$\begin{aligned} \text{FOG상에서} \quad & \psi = 0, y' = y'(x', 0) \\ \text{BC상에서} \quad & \psi = Q_L, P_L = P_s \end{aligned}$$

그리고 BF와 CG에서는 균일유동으로 놓는다.

기체와 액체가 만나는 혼합지점(B) 근처에서의 유동형태는 액체의 유입으로 인해 기체유로가 막히는 경우와 기체유동으로 인해 액체유로가 막히는 경우를 생각할 수 있다. 그러나 Mullinger와 Chigier⁽¹⁾가 지적했듯이 기체유동에 의해 액체유로가 막히는 현상은 액체 유입량이 매우 적은 경우에만 발생 가능하므로, 본 연구에서는 액체의 유입에 의해 기체유로가 막히는 유동의 경우만을 다루었다. 즉, 혼합지점 B에서 기체유속은 제로가 되고 액체유속은 유한한 값을 갖게 된다. 혼합지점에서 충분히 떨어진 하류에서는 유동의 평형상태를 가정한다.

그런데 혼합지점 B는 기체유동의 정체점(stagnation point)이므로 압력은

$$P_B = P_{G,0} + \frac{\rho_G}{2} \left(\frac{Q_G}{H} \right)^2 \quad (3)$$

와 같고 혼합지점 B는 동시에 액체의 입구가 되므로, 액체입구 압력은

$$P_{L,0} = P_B \quad (4)$$

와 같이 놓을 수 있다. 우선 ABC를 따른 기체유동의 에너지(압력에너지, 운동에너지, 위치에너지)와 유선 BC상을 따르는 액체유동의 에너지는 보존되므로 하류에서의 경계면 압력과 액체막 두께를 각각 P_1 과 h_1 이라고 하면 각각 다음과 같은 관계가 성립된다.

$$\frac{P_{G,0}}{\rho_G g} + \frac{1}{2g} \left(\frac{Q_G}{H} \right)^2 = \frac{P_1}{\rho_G g} + \frac{1}{2g} \left(\frac{Q_G}{H-h_1} \right)^2 + h_1 \quad (5)$$

$$\frac{P_{L,0}}{\rho_L g} + \frac{1}{2g} \left(\frac{Q_L}{h} \right)^2 = \frac{P_1}{\rho_L g} + \frac{1}{2g} \left(\frac{Q_L}{h_1} \right)^2 + h_1 \quad (6)$$

식 (5)와 식 (6)에서 P_1 을 소거하고 식 (3)과 식 (4)의 관계를 이용하면 하류의 액체막 두께 h_1 은 다음 관계식으로부터 구할 수가 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\rho_L}{2} \left(\frac{Q_L}{h} \right)^2 = \frac{\rho_L}{2} \left(\frac{Q_L}{h_1} \right)^2 + \frac{\rho_G}{2} \left(\frac{Q_G}{H-h_1} \right)^2 \\ + (\rho_L - \rho_G) g h_1 \end{aligned} \quad (7)$$

식 (7)로부터 얻어진 h_1 을 사용하여 식 (5) 또는

식 (6)으로부터 하류에서의 경계면 압력 P_1 을 구한다.

2.1 계산순서

초기 기체-액체 계면의 형태(BC)를 가정하고 기체유동을 x - ψ 평면에서 유선함수에 대한 라플라스 방정식 (식 (1))을 유한차분법으로 풀어 계면상의 유속을 구하고 베르누이 식으로부터 경계면상의 압력을 다음과 같이 계산한다.

$$\frac{P_{c,0}}{\rho c g} + \frac{1}{2g} \left(\frac{Q_c}{H}\right)^2 = \frac{P_s}{\rho c g} + \frac{1}{2g} (u_{c,s}^2 + v_{c,s}^2) + h_s \quad (8)$$

식 (8)에서 얻어진 경계면상의 압력을 액체유동에 적용하여 액체 표면상의 에너지 평형여부를 확인한다. 액체유동의 경계면상의 에너지 평형은

$$P_{L,0} + \frac{1}{2g} \left(\frac{Q_L}{h}\right)^2 = \frac{P_s}{\rho_L g} + \frac{1}{2g} (u_{L,s}^2 + v_{L,s}^2) + h_s \quad (9)$$

와 같이 표현된다. 액체유동의 유속은 기체유동의 경우와 같이 액체유동의 x' - ψ 평면에서 유선함수에 대한 라플라스 방정식을 유한차분법으로 풀어 계면상의 유속을 구한다. 식 (9)가 만족이 될 때까지 계면형태를 수정하면서 기체유동과 액체유동의 라플라스 방정식을 풀어 가는 반복적인 계산을 수행한다. 즉, 식 (9)의 좌변은 액체유동 입구 에너지를 나타내고 우변은 경계면 입구의 위치에서의 액체유동 에너지를 나타낸다. 따라서 본 논문에서는 식 (8)에 의해 얻어진 경계면 압력(P_s)을 식 (9)의 우변에 대입하여 경계면상의 액체유동 에너지를 계산하여 액체유동 입구에너지와의 상대오차가 최대 1.0% 미만이 될 때까지 반복계산을 수행 하였다.

2.2 수치해법

x - ψ 평면에서 정의된 라플라스 방정식(식 (1))을 유한차분법으로 풀기위하여 기체유동 영역 ACDE와 액체유동 영역 BCGF를 수평, 수직방향으로 각각 50개의 간격으로 분할하였다. 식 (1)의 편미분 항들은 다음과 같이 2차의 근사치로 대치하였다.

$$\frac{\partial y}{\partial x} = \frac{y(i+1, j) - y(i-1, j)}{2\Delta x} \quad (10)$$

$$\frac{\partial y}{\partial \psi} = \frac{y(i, j+1) - y(i, j-1)}{2\Delta \psi} \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{y(i+1, j) - 2y(i, j) + y(i-1, j)}{\Delta x^2} \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial \psi^2} = \frac{y(i, j+1) - 2y(i, j) + y(i, j-1)}{\Delta \psi^2} \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x \partial \psi} = \frac{y(i+1, j+1) - y(i-1, j+1) - y(i+1, j-1) + y(i-1, j-1)}{4\Delta x \Delta \psi} \quad (14)$$

위와 같은 편미분 근사치들을 식 (1)에 대입하면 $y(i, j)$ 에 대해 50×50 의 선형 연립방정식이 얻어진다. Successive Overrelaxation(SOR)기법을 이용하여 연립방정식의 해를 얻을 수 있는데, SOR 기법은 프로그래밍이 용이하고 계산의 효율성이 좋은 장점이 있다. 유동영역 경계 내부에서 얻어진 해 $y(i, j)$ 로부터 각 위치에서의 수평방향 속도는 식 (2)의 2차 근사치로 계산할 수 있다. 즉,

$$u = \frac{2\Delta \psi}{y(i, j+1) - y(i, j-1)} \quad (16)$$

와 같이 계산되며, 기체와 액체 유동영역 각각의 윗면과 아랫면에서의 수평방향의 속도는 다음과 같이 구하였다.

$$u_i = \frac{2\Delta \psi}{3y(i, j_{\max}) - 4y(i, j_{\max}-1) + y(i, j_{\max}-2)} \quad (17)$$

$$u_b = \frac{2\Delta \psi}{-3y(i, 0) + 4y(i, 1) - y(i, 2)} \quad (18)$$

여기서, j_{\max} 는 각 유동영역의 윗 면을 나타내며 0은 아랫면을 나타낸다.

2.2 특이점 처리방법

Fig. 1에서 B는 기체의 속도가 0인 정체점이며 O는 액체의 속도가 이론적으로 무한히 커지는 둔각형태의 모서리점(corner point)이다. 이와 같은 특이점 근처에서의 유한차분법의 해는 부정확하므로 특이점 근처에서는 해석적인 해를 구해야 한다. 이러한 해석적인 해는 잘 알려진 다음과 같은 복소 포텐셜을 이용하여 근사적으로 구할 수 있다.⁽²⁰⁾

$$\phi + i\psi = Az^{(\pi/\beta)} \quad (19)$$

여기서, A 는 상수이며 β 는 모서리각도(corner angle)이다. 식 (19)로부터 유선함수 ϕ 는 아래와 같이 주어진다.

$$\phi = A(x^2 + y^2)^{(\pi/2\beta)} \sin\left[-\frac{\pi}{\beta} \tan^{-1}\left(\frac{y}{x}\right)\right] \quad (20)$$

식 (20) 으로부터 특이점 근처에서의 근사적인 해석적 해(유속)을 얻을 수 있다.

3. 계산결과 및 고찰

2차원 성층류유동에서 압력이 일정하지 않은 2유체 계면(액체표면)의 형태에 관한 연구는 아직 발표되고 있지 않다. 따라서 본 연구에서 사용하는 역변환방법의 타당성을 검증하기 위해 Fig. 4에서와 같이 둔각형태의 모서리(특이점)를 가진 기울기가 급격히 변하는 경사면을 흐르는 비점성 유동에서 자유수면의 형태를 예측해 보았다. Vanden-Broeck과 Keller⁽¹³⁾는 등각변환방법으로 이와 같은 자유수면 문제를 이미 해석하였다. Fig. 4의 실선은 역변환에 의해 구한 자유수면 형태를 나타내며 Vanden-Broeck과 Keller의 결과도 함께 점으로 도시하였다. 이 그림에서 알 수 있듯이 다른 두 방법에 의해 예측된 자유수면 형태는 서로 잘 일치하고 있다. 여기서, 역변환에 의한 자유수면의 형태는 특이점에 대해서 별다른 처리를 하지 않은 결과이다. 그럼에도 불구하고 자유수면 형태가 등각변환에 의한 결과와 잘 일치하는 것은 특이점으로부터 어느 정도 떨어진 지점에서의 유동장은 특이점의 영향을 별로 받지 않기 때문이다. 즉, 특이점

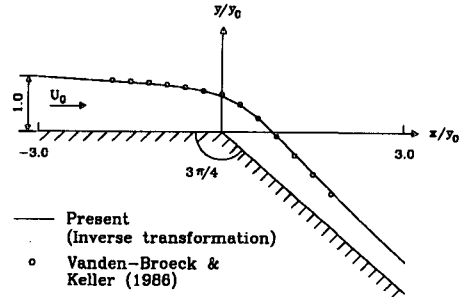


Fig. 4 Flow over a spillway with a turning angle of $3\pi/4$ and $F^2=1.3$, $F=U_0/(gy_0)^{1/2}$

가까이에서의 유동장(특히 유속이나 압력)에 특이점의 영향이 국한되어 있음을 의미한다.

이제 이 역변환을 이용한 계산방법의 타당성을 검증하였으므로 이에 이어 본 연구에서는 Y자형 혼합지점에서의 성층류 유동특성, 즉 계면형태 및 압력분포등을 알아보기 위해 여러 경우의 계산을 수행하였다. 좀 더 구체적으로는 액체의 주입각도와 입구유량에 따른 계면형태 및 압력분포등의 결과를 비교하였다. 계산에 사용한 입구조건 및 유체의 물성치는 Table 1에 표시되어 있다. 계산에서 기체의 입구압력($P_{c,0}$)을 기준압력으로 설정하였다. 따라서 액체 입구압력($P_{L,0}$)은 관계식 (4)에

Table 1 Parametric conditions of numerical experiments

Cases	h/H	Angle of liquid injection, θ (deg)	Liquid flow rate, Q_L (m ³ /sec)	Gas flow rate, Q_G (m ³ /sec)	Density ratio ρ_G/ρ_L	Gravity effect
1	0.5	30	0.05	2.0	1×10^{-3}	No
2		45	0.05	2.0	1×10^{-3}	No
3		60	0.05	2.0	1×10^{-3}	No
4		60	0.025	2.0	1×10^{-3}	No
5		60	0.1	2.0	1×10^{-3}	No
6		60	0.1	4.0	1×10^{-3}	No
7		60	0.05	2.0	5×10^{-3}	No
8		60	0.05	2.0	1×10^{-3}	Yes
9		60	0.1	4.0	1×10^{-3}	Yes
10	0.25	60	0.05	2.0	1×10^{-3}	No
11	0.75	60	0.05	2.0	1×10^{-3}	No

의해 결정된다. 기체유량(Q_c)은 기체의 밀도를 고려하여 입구에서의 유속이 20 m/sec-40 m/sec 범위 내에 들도록 2.0-4.0 m³/sec로 하였으며 액체유량(Q_L)은 입구속도가 0.5 m/sec-2.0 m/sec 범위가 되도록 0.025-0.1 m³/sec로 하였다. 액체 주입각도(θ)는 30, 45, 60도로 변화시켰다. 액체가 유입되는 수로의 높이(h)는 0.05 m로 설정하였으며 기체유로 높이(H)와의 기준 비율은 0.5로 하였다. 또한 기체유로 높이의 효과를 평가하기 위해 그 비

율이 0.25 및 0.75 인 경우에 대해서도 계산을 수행하였다.

Fig. 5는 액체 주입각도의 영향을 나타낸다. Fig. 5(a)는 계면형태를 나타내며 Fig. 5(b)와 (c)는 각각 계면상의 압력분포와 액체층 아랫벽면에 따른 압력분포를 나타낸다. 액체 주입각도가 증가할수록 기체유동과 수직인 방향의 액체 운동량이 증가하여 계면의 형태가 윗 쪽으로 밀려올라 간 것을 알 수 있다. 이것은 '기준 연구들⁽⁴⁻⁶⁾에서 이미 지적된 바와 같이 액체 주입각도가 증가할수록 막힘 효과가 증가한다는 현상과 일치하는 현상이다. 그러나 액체 주입각도가 다르더라도 입구유량 조건은 모두 동일하게 설정하였으므로 하류에서의 흐름이 평형상태에 도달하게 되면 계면형태는 동일하게 나타난다. 계면상의 압력분포는 Fig. 5(b)에서와 같이 혼합지점으로부터 하류로 내려가면서 일반적으로 감소하는 경향을 보이고 있는데 이는 액체의 주

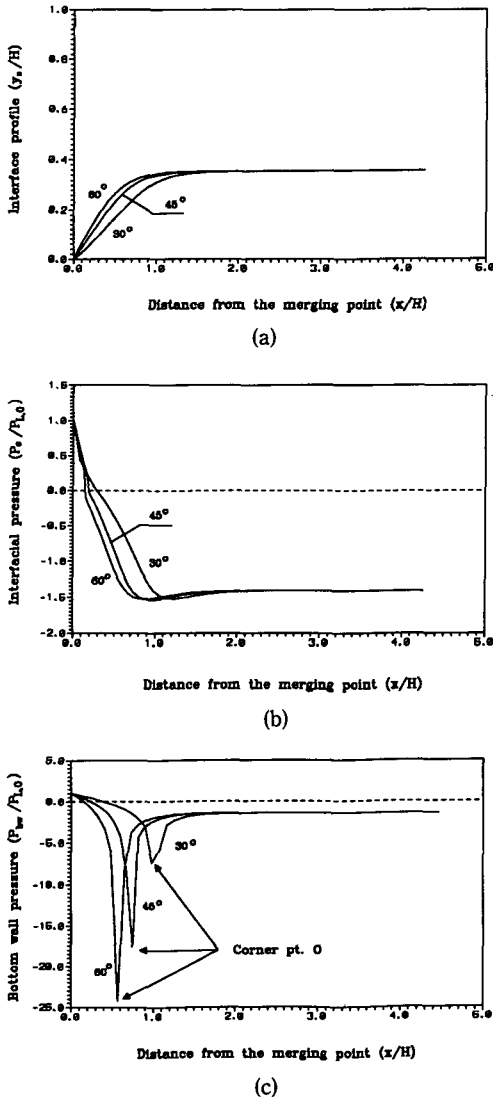


Fig. 5 Effect of injection angle on (a) interface profile, (b) interfacial pressure, and (c) bottom wall pressure for no gravity, $h/H=0.5$, $Q_L/Q_C=0.025$, and $Q_C=2.0$ m³/sec

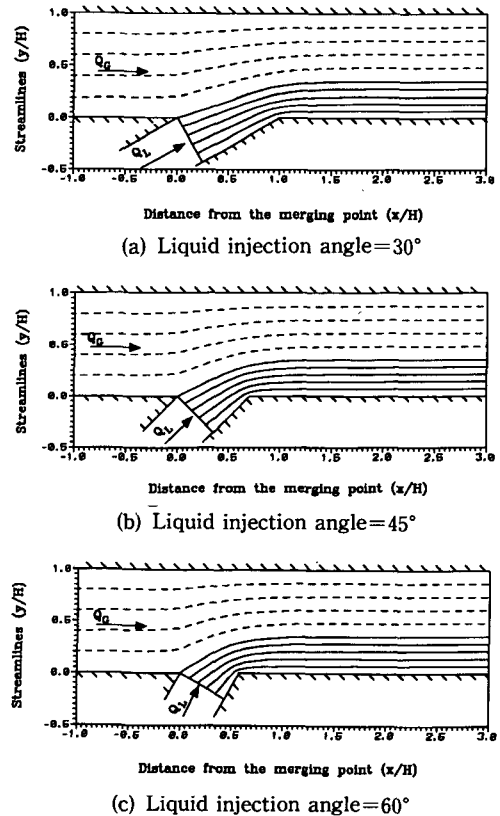


Fig. 6 Streamlines with various injection angles for no gravity, $h/H=0.5$, $Q_L/Q_C=0.025$, and $Q_C=2.0$ m³/sec

입에 의해 기체유로가 축소되고, 결과적으로 유속이 증가하기 때문이다. 특히 액체유동이 수직방향에서 수평방향으로 바뀌는 지점 근처에서 압력이 최소가 된다. 액체층의 아랫 벽면을 따른 압력변화는 Fig. 5(c)에 나타난 바와 같이 특이점인 모서리 지점(O)에서 급격히 감소하고 결국 평형상태의 압력으로 수렴하는 경향을 보이고 있다. 액체 주입각도가 클 수록 모서리 근처에서 압력이 낮게 나타난다. Fig. 6은 액체 주입각도 변화에 따른 기체와 액체 유동의 유선을 나타낸다. 액체 주입각도가 증가함에 따라 혼합지점 근처에서 유선의 변화가 크게 나타나는 것을 관찰할 수 있다. 특히 액체 주입각도가 증가함에 따라 모서리 지점 근처에서 액체 유선이 더욱 조밀하므로 Fig. 5(c)에 나타난 바와 같이 모서리 근처에서의 압력이 더 낮게 나타난다. 그러나 Fig. 5(a)의 계면형태에서 이미 설명한 바와 같이 액체 주입각도가 다르더라도 입구 유량조건이 모두 동일하게 설정되어 있으므로 하류에서의 기체와 액체의 유선형태는 동일하게 나타난다.

Fig. 7은 각각 유입 액체유량 변화에 따른 계면의 형태와 기체유로의 윗 벽면과 액체층 아랫벽면에서의 압력분포를 나타낸다. Fig. 7(a)에서는 액체유량의 증가에 따라 수직방향의 운동량이 증가하므로 계면의 형태가 윗쪽으로 밀려 올라간 것을 알 수 있으며 또한 액체입구 유량이 많을수록 하류에서 평형상태에 도달하였을때 액체층 두께도 큰 것을 알 수 있다. Fig. 7(b)는 유로 윗면에서의 압력분포를 나타낸다. 혼합지점(B) 근처에서 유로축소에 따른 기체의 가속이 크므로 압력이 급격히 감소하는 것을 알 수 있다. 이러한 혼합지점 근처에서의 급격한 압력강하 현상은 2상유동이 혼합되는 경우에 대한 Schmidt와 Loth⁽⁹⁾의 실험결과와 일치하고 있다. 액체유량이 증가할수록 기체유로가 더욱 협소해지므로 압력강하의 정도는 더 커진다. Fig. 7(c)는 유로의 아랫 벽면을 따른 압력분포로서 액체유량이 증가할 수록 모서리 지점(O) 근처에서 압력의 변화가 더 큰 것을 알 수 있다.

Fig. 8은 액체 주입각도를 60도로 유지시킨 경우 중력의 영향을 보여주는 결과로 Fig. 8(a)는 기체 유속이 20 m/sec ($Q_c=2.0 \text{ m}^3/\text{sec}$) 그리고 액체 유속이 1.0 m/sec ($Q_l=0.05 \text{ m}^3/\text{sec}$)인 경우 중력을 고려하였을 때와 고려하지 않았을 때의 계면의 형태를 나타낸다. 여기서, 중력의 영향을 고려한 경우가 액체막 두께가 더 높이에 예측되고 있는데 이것

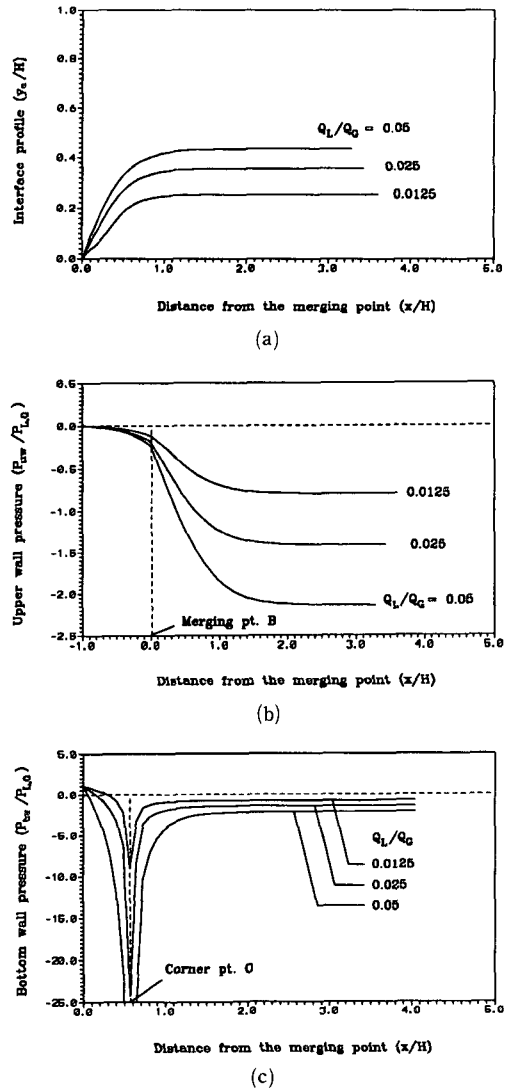
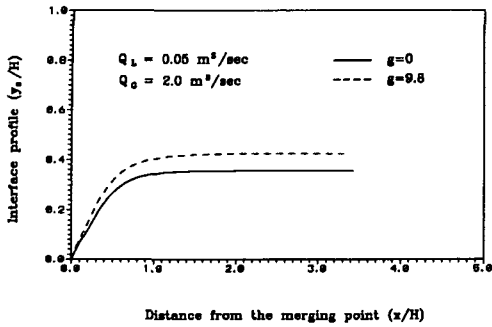
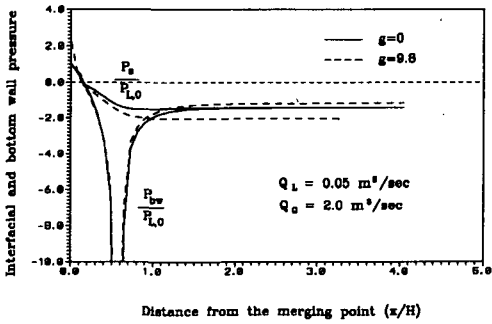


Fig. 7 Effect of liquid flowrate on (a) interface profile, (b) upper wall pressure, and (c) bottom wall pressure for no gravity, injection angle=60°, h/H=0.5, and $Q_c=2.0 \text{ m}^3/\text{sec}$

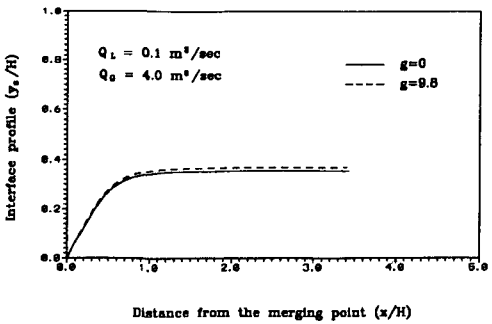
은 액체유량과 입구폭이 정해진 상태에서 중력에 의한 위치에너지가 추가로 고려되기 때문이다. 다시 말해서 입구부분의 운동에너지의 일부가 혼합지점 이후에서 위치에너지로 바뀌므로 액체유속이 그만큼 낮아지게 되고 따라서 액체유량이 주어진 상태에서는 액체층의 폭이 더 커지게 나타난다. Fig. 8(b)는 계면과 액체층 아랫 벽면을 따른 압력분포에 대한 중력의 영향을 나타낸다. 중력을 고려하지 않으면 하류(평형상태)에서 계면상의 압력과 아랫



(a)



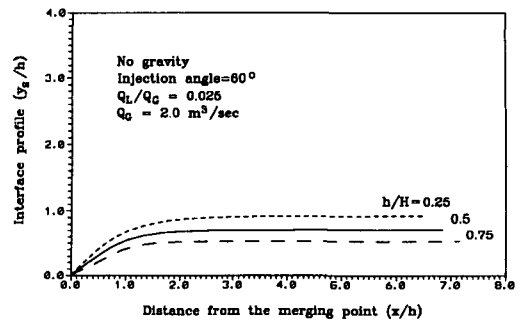
(b)



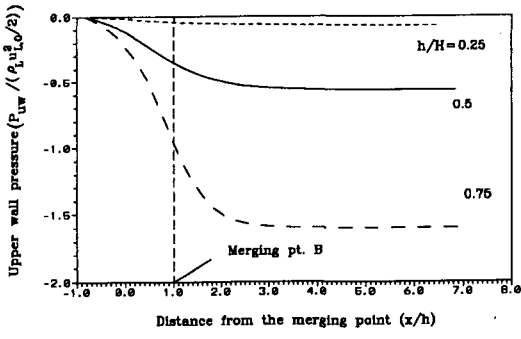
(c)

Fig. 8 Effect of gravity on (a) interface profile, (b) interfacial and bottom wall pressure for low flowrates and (c) interface profile for high flowrates for $h/H=0.5$, and injection angle = 60°

벽면상의 압력은 일치하지만 중력이 포함되면 아랫 벽면의 압력이 다소 높게 나타남을 알 수 있다. Fig. 8(c)는 기체유속이 40 m/sec ($Q_G=4.0 \text{ m}^3/\text{sec}$), 액체유속이 2.0 m/sec ($Q_L=0.1 \text{ m}^3/\text{sec}$)인 경우 계면의 형태이다. Fig. 8(a)의 경우와 유량비는 동일하나 기체와 액체유속이 모두 증가하였고 중력의 영향이 거의 나타나지 않고 있는데 이는 기체와 액체의 운동에너지가 공히 증가하여 위치에너지 변



(a)



(b)

Fig. 9 Effect of channel height on (a) interface profile and (b) upper wall pressure

화의 영향이 상대적으로 미미하기 때문이다.

Fig. 9는 유로 높이(H)에 따른 계면형태 및 기체유로 윗 벽면에서의 압력분포를 나타낸다. 여기서 좌표는 유로 높이(H)가 변하므로 일정하게 유지되는 액체유로 높이(h)를 기준 길이로 하여 나타내었다. Fig. 9(a)는 액체유로 높이(h)와 유로 높이(H)의 비율(h/H)을 0.25, 0.5 및 0.75로 변화시킨 경우 계면형태를 예측한 결과이며 h/H 가 증가 할수록, 즉 기체유로가 좁아질 수록 액체층의 높이가 낮게 나타난다. 이것은 액체유로 높이와 기체유량을 동일하게 유지시킨 상태에서 기체유로가 좁아질 수록 기체의 운동에너지가 상대적으로 증가하여 액체층을 아래로 밀어내기 때문이다. Fig. 9 (b)는 유로 윗 벽면을 따른 압력분포로써 유로가 좁아질 수록 기체가 크게 가속되어 압력강하가 더 크게 나타나고 있다.

기체 밀도의 영향은 Fig. 10과 같은데 기체와 액체 밀도의 비율이 1×10^{-3} 과 5×10^{-3} 인 경우이다. 기체 밀도의 증가는 기체의 운동에너지를 증가시키므로 액체층을 아래쪽으로 밀어내게 된다. (Fig. 10

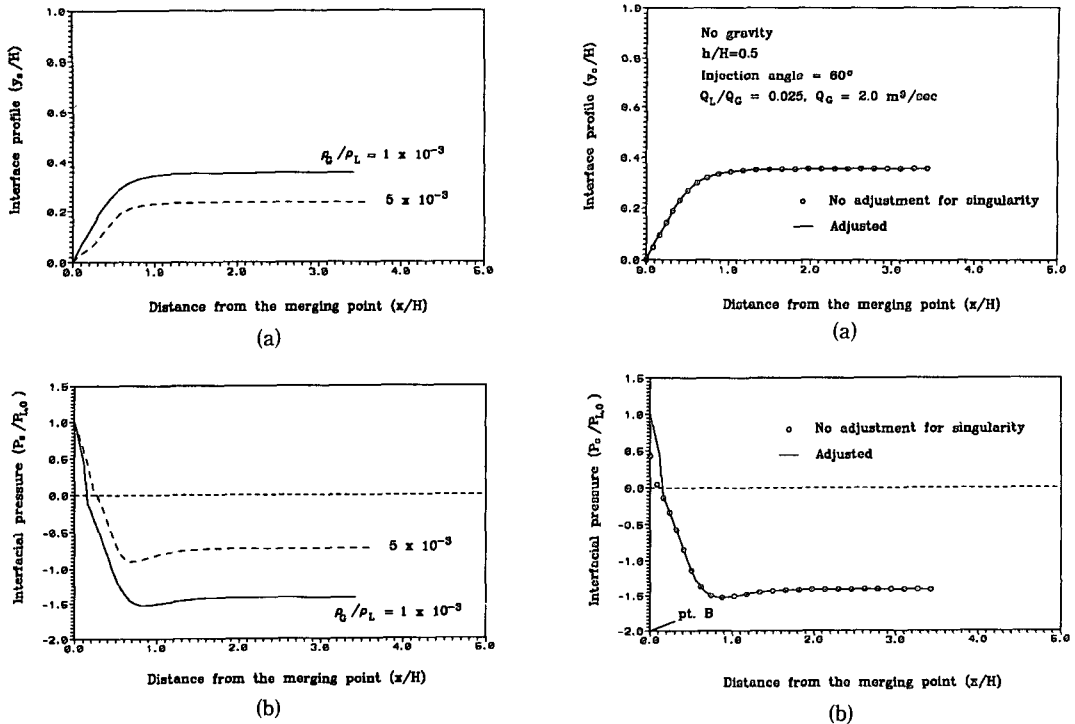


Fig. 10 Effect of gas density on (a) interface profile and (b) interfacial pressure for no gravity, $h/H=0.5$, injection angle = 60° , $Q_L/Q_C=0.025$ and $Q_C=2.0 \text{ m}^3/\text{sec}$

(a) Fig. 10(b)는 경계면상의 압력분포로써 기체 밀도의 증가는 혼합지점에서의 압력(식 (3))을 증가시키고 또한 기체의 운동에너지를 증가시키므로 압력강하가 더 크게 나타난다.

Fig. 11은 특이점 처리효과를 보여 주고 있다. 즉, 혼합지점 B와 모서리 지점 O는 특이점으로써 이들 지점 근처에서는 앞서 언급한 특이점에 대한 처리방법을 이용하여 국소적으로 타당한 근사해를 구해야 한다. 본 연구에서는 식 (20)을 이용하여 특이점 근처에서의 근사해를 얻어 역 변환 방법에 의한 수치해를 수정하였다. 특이점 처리를 한 것과 하지 않은 경우의 계면형태는 Fig. 11(a)에 비교 도시되어 있고 기체-액체 경계면 및 액체층 아랫 벽면에서의 압력분포는 각각 Fig. 11(b)와 Fig. 11(c)에 각각 비교 도시하였다. 경계면의 형태는 거의 변화가 없으나 압력변화는 특이점(지점 B와 O) 근처에서 뚜렷한 차이를 보이고 있음을 알 수 있다. 특히 혼합지점(B)에서 특이점 처리를 하지 않은 경우의 압력(Fig. 11(b))은 특이점 처리를 한

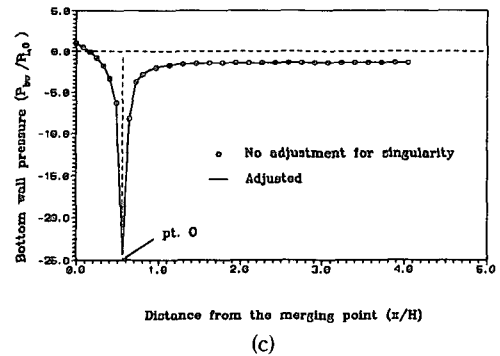


Fig. 11 Effect of singular point treatment on (a) interface profile (b) interfacial pressure and (c) bottom wall pressure

압력(정체점 압력(식 (3))) 보다 매우 낮게 나타나고 있다. 이는 역 변환에 의한 수치 해는 혼합지점에서 기체유속이 영(zero)이 아니기 때문이다. 이와 같은 이유로 Fig. 11(c)에 나타난 바와 같이 유로 아랫 벽면의 모서리 근처에서의 압력도 큰 차이를 보이고 있다. 따라서 특이점 근처에서는 식(20)과 같은 방법을 이용하여 국소적으로 타당한 근사해를 구해야 정확한 결과를 얻을 수 있다. 한편 특이점 처리를 한 경우 일지라도 특이점인 혼합지점

(B) 근처에서의 계면상의 압력 변화(Fig. 11(b)의 실선)는 다소 부드럽지 못하는데 이는 특이점 근처에서 1차항만의 근사해(식 (20))를 사용했기 때문이다. 따라서 좀 더 정확한 근사해를 사용한다면 특이점 근처에서 개선된 압력분포를 나타낼 것으로 추측되지만 특이점 처리를 하지 않은 경우의 계면 형태(Fig. 11(a)의 점) 및 유로 아랫 벽면의 압력 분포(Fig. 11(c)의 점)와 비교해 보면 큰 차이가 없을 것으로 판단된다.

4. 결 론

Y자형 기체와 액체의 혼합유동을 2차원 포텐셜 유동으로 가정하고 역 변환 방법을 이용하여 혼합 지점 근처에서 성층류 유동특성을 살펴보았다. 액체 주입각도와 입구유량, 중력의 영향, 기체밀도 및 유로 높이 등의 변화에 따른 계면형태 및 압력 분포를 예측하였다. 예측결과 계면을 따라 압력이 일정한 자유수면(free surface) 문제 뿐만 아니라 압력이 일정하지 않은 기체와 액체의 혼합 성층류 문제에도 역 변환 방법을 확장 적용할 수 있음을 확인하였다. 비록 포텐셜 유동으로 가정한 제약은 있으나 본 연구의 예측결과는 기-액 혼합 성층류 유동특성을 잘 나타내고 있다. 특히 물과 공기의 성층류인 경우에는 다른 종류의 유체에 비해 점도가 매우 낮으므로 비점성 유동의 가정이 크게 문제 되지 않는다. 따라서 본 연구의 결과는 경계면상의 압력이 변하는 기체와 액체의 혼합 성층류 문제에 대한 점성유동 수치해의 기준해가 될 수 있다. 한편 기체와 액체가 만나는 혼합지점(B) 근처에서의 유동형태는 액체의 유입으로 인해 기체유로가 막히는 경우와 기체유동으로 인해 액체유로가 막히는 경우를 생각할 수 있으나, 본 연구에서는 액체의 유입에 의해 기체유로가 막히는 유동의 경우만을 다루었다. 그러므로 입구유량 조건에 따른 다른 유동형태, 즉 액체 유입량이 매우 적은 경우에 기체 유동에 의해 액체유로가 막히는 경우에 대한 고찰이 필요하다.

후 기

본 연구는 1995년도 한국과학기술원 기본연구사업과 1995년도 과학기술처 출연기관 연구과제의 일환으로 수행되었습니다.

참고문헌

- (1) Mullinger, P. J. and Chigier, N. A., 1974, "The Design and Performance of Internal Multijet Twin Fluid Atomizers," *Journal of the Institute of Fuel*, Vol. 47, pp. 251~261.
- (2) Hurley, J. F. and Doyle, B. W., 1985, "Design of Two-Phase Atomisers for Use in Combustion Furnaces," *Proc. of ICLASS-85*, pp. 1A/3/1-1A/3/13.
- (3) Graziadio, M., Andreussi, P., Tognotti, L. and Zanelli, S., 1987, "Atomization of Coal-Water Fuels by a Pneumatic Internal Mixing Nozzle Part I-Two-Phase Flow Inside the Nozzle," *Atomisation and Spray Technology*, Vol. 3, pp. 187~208.
- (4) De Michele, G., Graziadio, M., Novelli, G., Andreussi, P. and Giacomelli, A., 1989, "Scaling Problems of HFO Y-Jet Atomizers," *Proc. 4th Members Conference, Int. Flame Res. Found., Noordwijkerhout, The Netherlands*.
- (5) De Michele, G., Graziadio, M., Morelli, F. and Novelli, G., 1991, "Characterization of the Spray Structure of a Large Scale H. F. O Atomizer," *Proc. of ICLASS-91, Gaithersburg, MD, U. S. A.*, pp. 779~786.
- (6) Andreussi, P., Tognotti, L., De Michele, G. and Graziadio, M., 1992, "Design and Characterization of Twin-Fluid Y-Jet Atomizers," *Atomization and Sprays*, Vol. 2, pp. 45~59.
- (7) Sang Yong Lee, Byung Suh Park and Wang Kee In, 1992, "Study of Flow Characteristics Inside a Y-Jet Twin-Fluid Atomizer," *Proc. of the 2nd JSME-KSME Thermal Engineering Conference, Kitakyushu, Japan*.
- (8) 인왕기, 이상용, 송시홍, 1993, "Y-Jet 2-유체 분무노즐 내부유동의 모델링," 대한기계학회논문집, 제17권, 제7호, pp. 1841~1850.
- (9) Schmidt, H. and Loth, R., 1994, "Predictive Methods for Two-Phase Flow Pressure Loss in Tee Junctions with Combining Conduits," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 20, No. 4, pp. 703~720.
- (10) Keller, J. B., 1957, "Teapot Effect," *Journal*

- of *Applied Physics*, Vol. 28, No. 8, pp. 859~864.
- (11) Dagan, G. and Tulin, M. P., 1972, "Two-Dimensional Free-Surface Gravity Flow Past Blunt Bodies," Part 3, *J. Fluid Mech.*, Vol. 51, pp. 529~543.
- (12) Chow, W. L. and Han, T., 1979, "Inviscid Solution for the Problem of Free Overfall," *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 46, pp. 1~5.
- (13) Vanden-Broeck, M. and Keller, J. B., 1986, "Pouring Flows," *Phys. Fluids*, Vol. 29, No. 12, pp. 3958~3961.
- (14) Vanden-Broeck, M. and Keller, J. B., 1989, "Pouring Flows with Separation," *Phys. Fluids*, Vol. 1, No. 1, pp. 156~158.
- (15) Vanden-Broeck, M., 1986, "Flow under a Gate," *Phys. Fluids*, Vol. 29, No. 10, pp. 3148~3151.
- (16) Jongwoo Lee and Vanden-Broeck, 1993, "Two-Dimensional Jets Falling from Funnels and Nozzles," *Phys. Fluids*, Vol. 5, No. 10, pp. 2454~2460.
- (17) Montes, J. S., 1994, "Potential Flow Solution to 2D Transition from Mild to Steep Slope," *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 120, No. 5, ASCE, pp. 601~621.
- (18) Stokes, G. G., 1880, "Supplement to a Paper on the Theory of Oscillatory Waves," *Mathematical and Physical Papers*, Cambridge University Press, London, England, Vol. 1, pp. 314~326.
- (19) Thom, A. and Apelt. C., 1961, *Field Computations in Engineering and Physics*, Van Nostrand, London, England.
- (20) Vallentine, J. R., 1959, *Applied Hydrodynamics*, Butterworths Scientific Publications, London, England.