

과냉수에서의 증기응축제트에 대한 해석적 연구

김기웅 · 이계복 · 김환열*

충북대학교, *한국원자력연구소

An Analytical Study on the Condensation of Submerged Vapor Jets in Subcooled Liquids

Ki Ung Kim, Kye Bock Lee and Hwan Yeol Kim*

School of Mechanical Engineering, Chungbuk National University

*Korea Atomic Energy Research Institute

요 약

과냉수에서의 난류 증기응축 제트에 대한 수치해석 연구가 수행되었다. 증기와 과냉수 사이에 국부 균질유동을 가정하고 난류 특성은 난류 확산화염에서 사용되는 k-ε-g 모델을 사용하여 증기응축 유동 현상에 대한 물리적 모델을 제안하였다. 즉, 난류는 난류 운동 에너지와 운동 에너지 소멸률로 묘사되고 증기와 과냉수의 혼합률비에 대한 평균값과 변동량에 대한 미분 방정식을 추가하여 직접 풀고 혼합률비에 확률분포 함수를 적용하여 열역학 변수의 평균값을 구한다. 증기 질량 유속, 과냉수 온도와 노즐 직경을 변화시키며 증기응축제트의 특성을 해석하였다. 본 해석에 사용된 모델을 평가하기 위해 기존의 실험 데이터를 사용해서 수치해석 결과와 실험치를 비교하여 만족할 만한 결과를 얻었다.

Abstract — A numerical study of turbulent condensing vapor jet submerged in subcooled liquids has been conducted. A physical model of the process is presented employing the locally homogeneous flow approximation of two phase flow in conjunction with a k-ε-g model of turbulence properties. In this model the turbulence is represented by differential equations for its kinetic energy and dissipation. A differential equation for the concentration fluctuations is solved and a clipped normal probability distribution function is proposed for the mixture fraction. Effects of steam mass flux, pool temperature and nozzle internal diameter on the condensing vapor jet are also analyzed. The model is evaluated using existing data for turbulent condensing vapor jets. The agreement between the predictions and the available experimental data is good.

1. 서 론

증기가 짧은 시간에 과냉된 수조로 방출되어 응축 또는 이동하는 현상은 여러 산업 공정에서 일어난다. 즉 직접 접촉 공급수 가열기(direct contact feedwater heater), 제트 펌프, 원자로 증기 감압 계통 등에서 이런 현상을 쉽게 찾아 볼 수 있다. 방출되는 증기와 이의 응축에 수반되는 현상은 복잡하여 주로 실험적 연구에 의해 분석되어 왔다. 방출되는 증기는 방출량에 따라 레이놀즈수가 클 때는 제트의 형태로 작을 때는 독립된 증기 방울로 방출된다. 지금까지의 연구는 주로 물 속에서의 증기방울 외해 현상에 집중되어 liquid inertia, 증기방울로부터 물로의 열전달 현상에 대해 많은 연구가 수행되었

으나 아직도 응축시의 열 및 물질 전달에 대해 완전한 분석은 이뤄지지 못하고 있다. 특히 증기방출시 형성되는 제트는 응축으로 인한 유입(entrainment)현상과 난류 유동 효과로 제트 표면이 매우 거칠다. 따라서 증기응축제트를 포함하는 계통의 설계를 위해서는 증기제트의 난류 유동 특성 파악이 필수적이다. 따라서 국외에서는 이 분야에 대한 연구가 활발히 진행되고 있으나 유동 현상의 복잡성 때문에 많은 어려움에 직면하고 있다.

지금까지의 증기응축제트에 대한 연구는 실험적 연구와 해석적 연구로 나눌 수 있는데 주로 전자가 많이 수행되고 있다. 현재까지 수행된 대부분의 실험적 연구는 증기 제트 내부의 압력, 온도 분포와 증기와 물 경계면에서의 유입량 측정에 한정되고 있다. 즉, 증기 제트의

형상이나 제트 길이, 제트 주위의 과냉수의 유동 영역 특성 등 거시적 특성 파악에 치우치고 있다. 실제로 증기 제트는 난류 현상에 의해 영향을 받으므로 난류 특성 파악은 증기 제트내의 구조를 규명하기 위해서는 꼭 필요하지만 측정상의 어려움으로 난류량 측정은 매우 제한되어 있다. 따라서 증기 제트 내부와 경계면에서의 유동 특성을 해석할 수 있는 이론적 모델 개발에 큰 장애가 되고 있고 유동 조건에 따른 상관 관계식이 설계에 사용되고 있으나 사용 범위가 제한되어 있다. 증기응축 제트에 대한 이론적 연구는 실험적 연구에 비해 많이 뒤떨어진 상태이다. 즉 증기제트에 대한 난류 효과를 포함하는 모델이 대단히 중요한데 현재까지는 주로 경험적인 모델을 사용하고 있다. 즉 실제 난류 방정식을 푸는 것이 아니고 난류 효과를 경험적으로 증기와 냉각수 경계면에서의 유입량 등에 인위적으로 추가시켜 사용하는 방법이 널리 사용되고 있다. 그러나 이 방법은 증기 제트의 세부적인 난류 특성은 해석할 수 없다. 최근에는 난류 혼합 거리 모델을 사용한 해석적 방법도 제안되었으나 여전히 많은 경험 상수를 포함하고 있다.

단상 유동에 대해서는 열전달 계수가 비교적 잘 정의되어 있으나 이상 유동이나 증기 방울이 응축할 때의 열전달 계수에 대해서는 제한적인 경우에 대한 실험 결과를 토대로 한 관계식만이 알려져 있다. 증기 방울이 생성되는 초기 단계에서는 증기 방울의 거동을 인터페로그래프나 고속 사진촬영 등을 이용하여 증기방울 주위의 온도를 직접 측정하여 열전달 계수를 알아내고 있으나 증기 방울이 응축될 때는 난류 대류가 포함되는 복잡한 현상이므로 열전달 계수를 직접 측정할 수 없어 응축 증기량과 증기-물 경계면 면적을 사용하여 간접적으로 열전달 계수를 계산한다. 경계면에서의 열과 질량 전달 현상은 난류 운동이 분자 운동보다는 더 많은 열, 질량, 운동량 전달을 야기시키므로 기체-액체 경계면 근처에서의 난류 특성량을 측정하는 실험적 연구가 수행되고 있다. 따라서 증기의 응축을 포함하는 유동은 증기-물 경계면 근처에서의 액체의 난류 특성에 크게 좌우된다. 따라서 기체-액체면에서의 응축 현상을 정확히 모사하기 위해서는 주변 난류 유동장에 대한 해석이 선행되어야 한다.

제트 응축의 복잡성과 실험 데이터 부족에 기인한 물리적 직관력 부족은 수학적 모델을 개발하는 데 가장 큰 장애 요인이다. 이 분야에 대한 첫 번째 해석적 연구는 Weimer¹¹⁾ 등에 의해 제안되었고 질량, 운동량, 에너지 보존 방정식에 대한 적분 모델을 개발하였다. 이 모델에 사용된 가정은 국부적으로 균질화된 유동(locally homogeneous flow: LHF)으로 상간의 전달률이 매우 빨라서 각 상의 속도와 온도가 같다고 가정하였고 유입률에 대

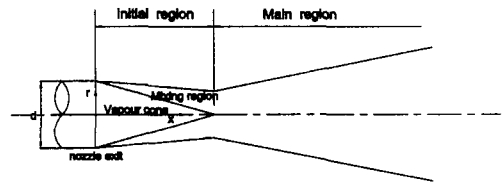


Fig. 1. Jet model and Coordinate.

한 경험 상수를 도입하였다. 따라서 완전한 난류에 대한 현상학적 해석이라 할 수는 없으나 이론식을 사용하여 처음으로 유동 특성을 구하였다. 그 후에 Kudo¹²⁾는 Prandtl-Taylor 혼합거리 모델을 사용하여 응축 제트의 열 유동 특성을 분석하였다. Fig. 1과 같이 증기 응축 제트는 일반적으로 초기 영역과 주 영역으로 나누어지고 증기 제트의 모양은 원추형이며 원추 길이는 증기-액체 경계를 통한 응축 열전달에 의해 제어된다고 가정하였다. 초기 영역은 경계층 이론을 가정하여 지배 방정식을 유도하였고 증기가 존재하는 영역에서는 액체에서의 난류 전달을 모사하기 위해 혼합거리 모델을 사용하였다. 주 영역은 축대칭에서의 단상 제트를 가정하여 적분 모델을 사용하여 해석하였다. 이 방법은 이전까지의 해석이 주로 실험 데이터를 이용한 상관 관계식의 개발인 것에 비해 전달률에 대한 현상학적 모델을 개발하여 유동장을 해석한 것이다. 그러나 이 해석은 지배 방정식을 풀기 위해 축대칭 좌표계를 직교 좌표계로 가정하였다. 그 후 여러 연구자¹³⁾에 의해 증기응축제트의 유동조건에 따라 Kudo 모델을 변형하여 제트유동을 해석하였다. Young¹⁴⁾은 증기와 냉각수의 운동량 교환을 현상학적으로 모사할 수 있는 상관 관계식을 만들어 해석적 연구에 적용하였다. 그러나 이러한 모델들은 증기응축제트에 큰 영향을 미치는 난류특성 방정식을 직접 푸는 것이 아니고 간접적으로 모델하여 난류량이 아닌 평균 특성값(온도, 평균 속도, 제트 길이 등)을 구하는 것으로 만족하고 있다.

증기 응축 제트의 유동 특성은 난류 유동과 증기와 냉각수의 경계면에서 일어나는 유입(entrainment) 효과에 의해 좌우된다. 따라서 본 연구에서는 이러한 양들을 실험이나 경험에 의해 얻어진 상관 관계식을 사용하여 구하는 방법을 지양하고 주요 난류량들에 대한 지배 방정식을 사용하여 직접 풀어 유입량과 난류 특성치를 계산할 수 있는 해석 방법을 개발하려고 한다. 즉, 증기 응축 제트의 난류 특성치를 계산하기 위해 난류 운동에너지 방정식과 난류 운동에너지 소산률 방정식에 증기와 냉각수 사이에 국부 균질 유동(locally homogeneous model)을 가정하여 혼합률비(mixture fraction)에 대한 평균값과 변동량에 대한 방정식을 추가하여 수치해석을 수행하여 증기 응축 제트의 유동 특성을 해석하였다.

2. 이론적 해석

증기 응축 제트에서 이상 유동이 일정 온도하에서 혼합이 일어나는 경우, 주위 유체의 증기는 증기의 응축을 야기시켜 혼합물이 평형상태에 도달하면 밀도를 증가시키고 공극률(void fraction)은 감소한다. 증기 응축 제트의 특성을 나타내는 무차원 변수로 응축 추진력(driving potential)을 사용하는데 $B=(h_{fs}-h_{\infty})/(h_0-h_{fs})$ 로 정의된다. 응축 추진력이 크다는 것은 노즐에서 방출되는 증기의 엔탈피와 주위 액체의 엔탈피의 차이가 작다는 것을 의미하고 이 경우 제트의 길이는 상대적으로 짧다.

에혼합되지 않은 난류 혼합 유동의 가장 큰 특징은 혼합 과정의 요동 특성이이다⁶⁾. 난류 확산 화염 유동의 해석시 농도 요동을 고려하지 않은 모델은 좋은 결과를 보여 주지 못하는 것으로 알려져 있다. 증기 응축 제트도 증기와 과냉수의 혼합비 요동 특성이 해석 결과에 큰 영향을 미칠 것이다. 따라서 이러한 혼합비와 혼합비 요동에 대한 방정식을 난류를 고려한 지배 방정식에 포함시켜야 한다.

본 해석에서는 증기 응축 제트를 모사하기 위해 균일한 성질을 갖는 무한한 정지 유체에서의 정상 축대칭 난류 제트에 대해 얇은 전단층 근사식을 적용하였고 난류 확산 화염을 모사하기 위해 개발된 난류 연소 모델을 응축 제트에 확장하였다. 연소 모델에서 난류는 난류 운동 에너지와 에너지의 소멸률에 대한 방정식으로 모사된다. 각 상간에는 국부적으로 균질화된 유동으로 매우 빠른 열전달이 상의 경계면에서 발생하여 각 상의 속도는 같은 열역학적 평형 상태임을 가정하였다. 연소 반응인 경우 연료와 산소의 혼합비가 중요하므로 혼합비 f 를 정의하고 혼합비에 대한 평형 방정식을 유도하였다. 또 혼합비 요동에 대한 확률 분포 함수를 도입하여 혼합비와 혼합비 요동에 대한 지배 방정식을 동시에 풀어 나온 결과를 사용하여 모든 열역학 변수들을 구할 수 있다. 임의의 열역학 변수의 평균값은 다음과 같이 정의된다⁶⁽⁶⁷⁾.

$$\bar{\phi} = \int_0^1 \phi(f)p(f)df$$

증기 응축 제트에서는 연소 모델과 마찬가지로 증기와 물의 혼합비로 혼합물은 $f < f_{lis}$ 일 때는 단상으로 가정되고 혼합이 계속 이루어질수록 주위 액체 상태로 변하고 $f=0$ 으로 접근한다. 국부 균질 유동 가정이 적용되어 두 상의 속도는 같고 각 지점에서 열역학적 평형이 유지된다. 이러한 가정하에서 유동장 내 임의의 점에서 열역학적 순간 특성(property)은 분사 유체의 양(f , mixture)과 주위 유체의 양($1-f$)이 단열적으로 혼합되어 유동의 주위 압력 하에서 열역학적 평형을 이루게 된다.

그러므로 유동 내의 스칼라 열역학적 특성들은 주어진 분사 유체와 주위 유체 조건에 대해 혼합비의 함수로 결정되어진다.

증기응축제트는 Fig. 1과 같이 증기만 존재하는 코아 영역(core region)과 증기와 과냉수가 공존하는 혼합 영역(mixing region)으로 나누어지며 각 영역의 폭과 길이는 과냉수와 증기 경계면에서의 응축 열전달과 깊은 관계가 있으며 응축에 의한 열방출은 난류 확산에 의해 주위로 전달된다. 따라서 난류 유동 효과와 증기 응축 현상은 증기 응축 제트의 특징을 결정하는 가장 중요한 현상들이다. 코아 영역과 혼합 영역을 쉽게 구별할 수 있는 방법은 온도 변화이다. 압력의 변화는 거의 없는 것으로 알려져 있다.

축대칭 좌표계로 나타낸 난류 제트에 대한 지배방정식은 다음과 같다.

연속 방정식

$$\frac{\partial(\bar{\rho}u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho v^{\circ}) = 0 \tag{1}$$

운동량 방정식

$$\bar{\rho}u \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{\rho}v^{\circ} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r(\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right] \tag{2}$$

$$\bar{\rho}u \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{\rho}v^{\circ} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} + \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r(\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right] = \frac{2\mu v}{r^2} \tag{3}$$

혼합비 방정식

$$\bar{\rho}u \frac{\partial \bar{f}}{\partial x} + \bar{\rho}v^{\circ} \frac{\partial \bar{f}}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \bar{f}}{\partial r} \right] \tag{4}$$

$$\bar{\rho}u \frac{\partial \bar{g}}{\partial x} + \bar{\rho}v^{\circ} \frac{\partial \bar{g}}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{\sigma_g} \right) \frac{\partial \bar{g}}{\partial r} \right] + C_{g1} \left(\frac{\partial \bar{f}}{\partial r} \right)^2 - C_{g2} \bar{\rho} \frac{\epsilon g}{k} \tag{5}$$

여기서 $f = \bar{f} + f'$, $g = (\bar{f} - f')^2$

난류 운동 에너지 방정식

$$\bar{\rho}u \frac{\partial k}{\partial x} + \bar{\rho}v^{\circ} \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_t \frac{\partial k}{\partial r} \right) + \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right)^2 - \bar{\rho} \epsilon \tag{6}$$

난류 운동 에너지 소멸률 방정식

$$\bar{\rho}u \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + \bar{\rho}v^{\circ} \frac{\partial \epsilon}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_t \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right) + \left(C_{\epsilon 1} \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right)^2 - C_{\epsilon 2} \bar{\rho} \epsilon \right) \frac{\epsilon}{k} \tag{7}$$

여기서 $\bar{\rho}v^{\circ} = \bar{\rho}v + \bar{\rho}v'$ 이고 여러 가지 모델 상수는 다음과 같다.

$$\mu_i = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon}$$

$$C_\mu = 0.09, C_{\epsilon 1} = 1.44, C_{\epsilon 2} = C_{\epsilon 3} = 1.92, C_{\epsilon 4} = 2.8$$

$$\sigma_k = 1.0, \sigma_\epsilon = 1.3, \sigma_f = 0.7, \sigma_g = 0.7, Sc = 0.7$$

제트의 모든 유동장에서 위 방정식과 이상 유체에 대한 상태 방정식⁽⁸⁾을 사용해서 수치 해석을 수행하면 열 유동 특성을 자세하게 분석할 수 있다⁽⁹⁾. 혼합률비에 대한 확률분포함수 $p(f)$ 는 Fig. 2과 같이 가정되는데 $0 < f < 1$ 범위에서는 혼합률비는 정상분포를 갖고 $f < 0, f > 1$ 에서는 $f=0, f=1$ 에서의 Dirac delta 함수로 다음과 같은 식으로 정의된다.

$$p[f] = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{f-\mu}{\sigma}\right)^2\right] [u[f]-u[f-1]] + A\delta(0) + B\delta(1) \quad (8)$$

여기서

$u[f]$: Heaviside function

$$A = \int_{-\infty}^0 \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{f-\mu}{\sigma}\right)^2\right] df = P(z_0)$$

$$B = \int_1^{\infty} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{f-\mu}{\sigma}\right)^2\right] df = 1 - P(z_1)$$

유동장 내 임의의 위치에서 \bar{f} 와 g 는 지배 방정식으로 부터 얻어지고 다음 식들을 사용하여 μ 와 σ 를 결정하여 $p(f)$ 를 구할 수 있다.

$$\bar{f} = B + \int_0^1 \frac{f}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{f-\mu}{\sigma}\right)^2\right] df = 1 + (\mu-1)P(z_1) - \mu P(z_0) + \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}} \left[\exp\left(-\frac{1}{2}z_0^2\right) - \exp\left(-\frac{1}{2}z_1^2\right) \right] \quad (9)$$

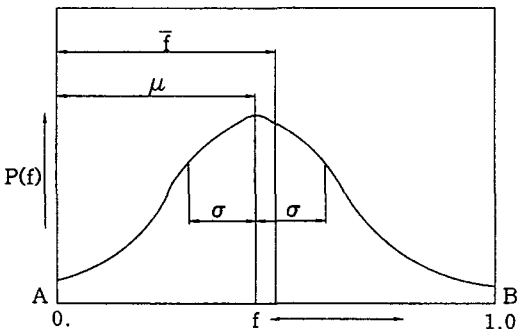


Fig. 2. Sketch of the assumed PDF for mixture fraction.

where, $z = \frac{f-\mu}{\sigma}, z_0 = -\frac{\mu}{\sigma}, z_1 = \frac{1-\mu}{\sigma}$

$$P(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^z \exp\left(-\frac{s^2}{2}\right) ds$$

$$g = B + \int_0^1 \frac{f^2}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{f-\mu}{\sigma}\right)^2\right] df - \bar{f}^2 = 1 + (\sigma^2 + \mu^2 - 1)P(z_1) - (\sigma^2 + \mu^2)P(z_0) + \frac{\sigma^2}{\sqrt{2\pi}} \left[z_0 \exp\left(-\frac{1}{2}z_0^2\right) - z_1 \exp\left(-\frac{1}{2}z_1^2\right) \right] + \frac{2\sigma\mu}{\sqrt{2\pi}} \left[\exp\left(-\frac{1}{2}z_0^2\right) - \exp\left(-\frac{1}{2}z_1^2\right) \right] - \bar{f}^2 \quad (10)$$

혼합이 진행됨에 따라 유동은 포화 액체 상태에 해당하는 혼합비에 다다르게 되고 이 때의 혼합비는 다음과 같이 주어진다⁽¹⁰⁾.

$$f_{fs} = \frac{B}{1+B} = \frac{h_s - h_\infty}{h_0 - h_\infty}$$

혼합물은 $f < f_{fs}$ 에서는 단상 액체이고 혼합비가 0에 접근함에 따라 주위 과냉수 상태로 변하게 된다. 이 관계식과 확률분포함수를 사용하여 유동장 내 임의의 점에서 열역학 변수(온도, 밀도 등)의 평균값을 구할 수 있다.

3. 수치 해석

본 연구에서 수치 해석은 SIMPLER⁽¹¹⁾ 알고리즘을 기초로 한 EL-2D 유한차분방법(Finite Difference Method: FDM) 코드로 본 해석에 맞게 수정하였다. EL-2D 코드는 타원형 방정식(elliptic equation)으로 나타나는 2차원 평면 또는 축대칭 유동을 계산하는 프로그램으로, 그 특징은 SIMPLE 알고리즘의 수정형인 SIMPLER 알고리즘을 사용하여 수렴성을 향상하여 시간을 단축하였으며 각각의 변수마다 자기 다른 격자점을 갖는 엇갈린 격자(staggered grid)를 사용하여 유동 해석시 발생하는 물리적 오류를 해결하였다. 본 해석에서는 증기응축제트에 대한 수치해석을 위해 혼합 길이 모델(mixing length model)을 사용한 기존의 EL-2D 코드를 k-ε 모델⁽¹²⁾⁽¹³⁾로 확장하였다.

타원형 편미분 방정식(elliptic partial differential equation)인 Navier-stokes 방정식을 계산하기 위해서는 초기조건(initial condition)과 모든 계산영역의 경계면에 경계조건(boundary condition)을 주어야 한다. 초기 조건으로 노즐 출구에서 노즐 반경의 1%에 해당하는 두께를 제외하고는 모든 특성치들은 일정하다고 가정하였다.

$$\kappa = 0, 2r/d \leq 0.999; \bar{u}_0 = \bar{m}/\rho_0, f_0 = 1, k_0 = (0.02\bar{u}_0)^2, \epsilon_0 = 0.07 \bar{u}_0^3/d, g_0 = 0$$

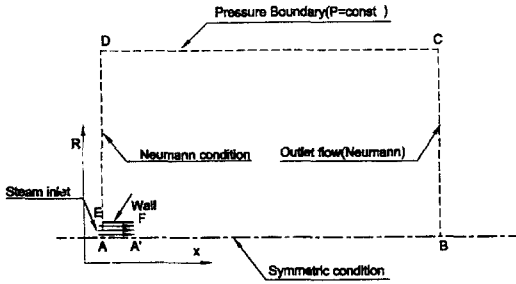


Fig. 3. Boundary condition.

전단층($x=0, 0.999 < 2r/d \leq 0.999$)에서 속도와 혼합비는 선형으로 변한다고 가정하였다. 주위유체의 속도, 혼합비, 혼합비 요동, 난류 운동 에너지와 소멸률의 초기 조건은 없다고 가정하였다. 본 수치 해석을 수행하기 위해 유동장에 대해 경계조건이 주어져야 한다. Fig. 3에 유동장의 경계영역과 경계조건을 표시하였다. 그림에서 축대칭선인 A-B에서는 대칭조건(symmetric condition)을 적용하였으며, E-F는 노즐의 돌출부위로 윗면에서는 벽법칙을 적용, 벽면에서는 비활 경계조건(no-slip condition)을 적용하였다. 난류 운동에너지와 난류 소멸률에 대한 벽면 경계 조건은 평형유동을 가정하여 결정하였다. 경계면 C-D에서는 일정한 압력을 주었다. 경계면 D-E와 B-C는 Neumann 조건을 주었다.

유동장 내 전체 격자의 수는 48×40 으로 하였다. FDM code에서 격자(grid)수는 계산 시간과 유동장 해석에 있어서 유연성을 필요로 한다. 격자가 많아지면 계산시간과 많은 메모리를 차지하기 때문에 성긴 격자에서도 유동장의 특성을 잘 모사하고 수치 발산이 되지 않는 격자를 선택해야 한다. 본 수치 해석에서는 불규칙 격자를 사용하여 속도나 난류 특성치 들의 변화가 큰 영역에서는 조밀하게 격자를 구성하여 유동장에 대한 계산을 자세히 할 수 있었고 시간을 단축할 수 있었다. 또한 각 변수마다 각기 다른 격자점을 갖는 엇갈린 격자를 사용하였다^[11].

4. 결과 및 고찰

난류계산 모델 중 k-ε 모델은 난류 현상을 가장 효과적으로 모사한다. 본 연구에서는 EL-2D의 혼합거리 모델을 k-ε 모델로 확장하고 코드의 검증에 위해 단상 원형 제트에 적용하였다. Fig. 4는 원형 제트에 대한 본 연구의 수치해석 결과와 Wagnanski 와 Fiedler^[14]의 실험 결과를 나타낸다. 그림에서 볼 수 있듯이 계산된 제트의 반경 방향 속도 분포가 실험치와 잘 일치하는 것을 볼 수 있다.

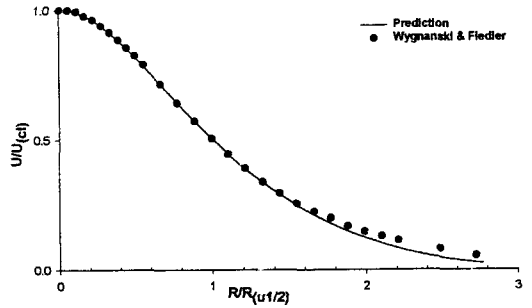


Fig. 4. Radial velocity profiles of circular jet (X=40D).

수치 해석 결과를 비교하기 위해 증기응축제트에 대한 실험 결과^[15]를 사용하였다. 사용된 실험 결과는 증기 분사기(sparger) 설계를 위해 응축탱크로 분사되는 증

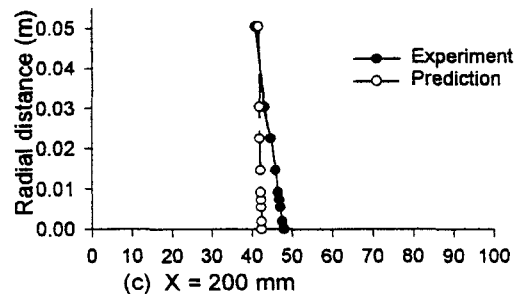
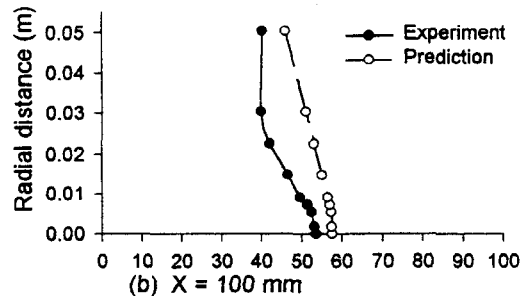
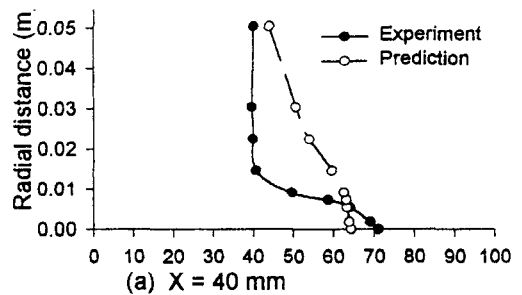


Fig. 5. Radial Temperature Profiles (Nozzle ID: 20 mm, Mass Flux: 280 kg/m²s, Pool Temp.: 40°C).

기 제트의 온도를 측정할 실험 데이터이다. 증기응축제트의 유동 조건은 증기제트가 원추 형상을 갖는 노즐직경 20 mm, 질량유량은 280 kg/m²s의 경우와, 노즐직경 10.15 mm, 질량유량 309 kg/m²s의 경우이다.

Fig. 5는 노즐직경 20 mm, 질량유량 280 kg/m²s, 과냉수 온도 40°C일 경우 임의의 축방향 위치(x=40, 100, 200 mm)에서 반경방향에 따른 온도 분포에 대한 실험과 수치해석 결과를 나타낸다. 초기 영역 안에서는 일정 온도 영역이 존재하고 주 영역이 되면 반경방향으로 온도가 떨어지는 것을 보여준다. 축 방향 길이 x=40 mm에서 증기응축제트는 침투길이(penetration length)를 포함하게 되므로 반경방향 온도가 일정한 부분을 포함하며, 노즐 중심 축에서의 온도도 응축이 어느 정도 진행되어 노즐 출구 증기 온도보다 떨어진 것을 보여준다.

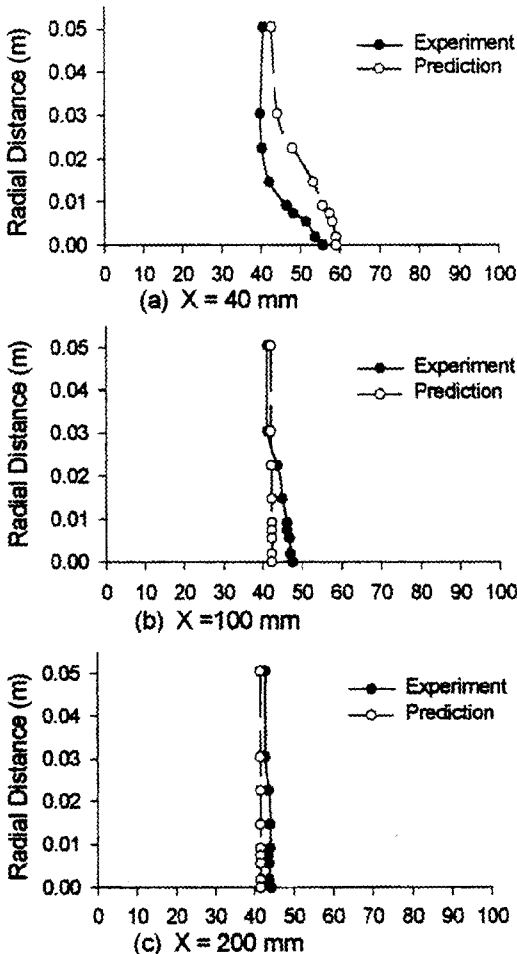


Fig. 6. Radial Temperature Profiles (Nozzle ID: 10.15 mm, Mass Flux: 309 kg/m²s, Pool Temp.: 40°C).

과냉각 상태로 유지되고 있는 수조 내에서 증기를 완전히 응축시키는 것이 공학적 측면에서 바람직하기 때문에 수조 내로 분출되는 증기 제트의 길이를 광범위한 운전조건에서 계산하는 것은 의미가 있는 일이다. 침투길이(penetration length) 끝부분의 중심축 온도는 주위 물 온도에 영향을 받는 곳으로 주위의 물과 증기가 충분히 혼합되어 응축된 효과가 나타나는 곳으로 판단된다. 따라서 축 방향 온도분포에서 온도 구배가 급격히 감소하는 부분까지의 길이가 침투 길이로 판단된다. 실험 결과는 침투 길이가 매우 짧은 것을 보여준다. 수치 해석의 결과가 정성적으로는 실험결과와 같은 경향을 보이거나 실험결과에 비해 응축이 진행되는 속도는 다른 것을 보여주고 있다. 그러나 노즐로부터 멀리 떨어진 위치에서는 침투길이(penetration length)를 지나게 되므로 실험결과와 비슷한 경향을 보이고 완전히 발달된 영역에서는 거의 같은 온도 분포를 보여준다. 즉 노즐 출구로부터 멀어 떨어질수록 단상제트유동과 유사한 경향을 보여준다. Fig. 6은 노즐 직경 10.15 mm, 질량유량 309 kg/m²s, 과냉수 온도 40°C일 경우 임의의 축방향 위치(x=40, 100, 200 mm)에서 반경방향 온도 분포이다. 노즐 직경 20 mm에서 나타난 경우와 유사한 결과를 보여준다.

Fig. 7과 Fig. 8은 노즐중심 축 방향 온도 분포에 대한 결과이다. 그림에서 나타나듯이 과냉수의 온도가 동일할 경우 노즐에서 멀어질수록 중심축 온도가 낮아지는 것을 보여준다. 수치해석 결과와 실험 결과 모두 같은 경향을 보여주고 있다. 본 해석 결과와 실험 데이터의 차이는 응축 진행 속도를 정확히 예측하지 못하기 때문으로 생각된다. Fig. 8은 과냉수 온도에 따른 중심축의 온도 변화를 나타낸다. 실험 결과와 거의 같은 경향을 보이고 주위 과냉수 온도가 낮아질수록 중심축 온도가 낮아지는 것을 알 수 있다. 따라서 과냉수 온도가 높아질수록 응축 추진력이 커지므로 침투길이는 응축 후

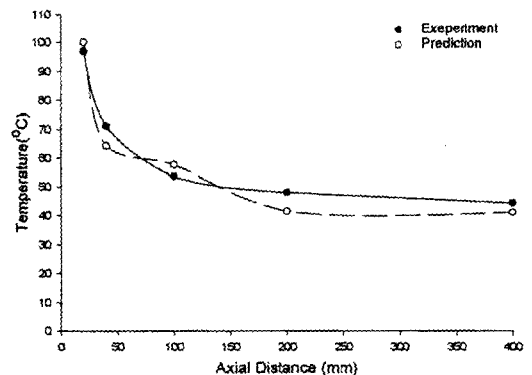


Fig. 7. Centerline Temperature Profiles (Nozzle ID: 20 mm, Mass flux: 280 kg/m²s, Pool Temp.: 40°C).

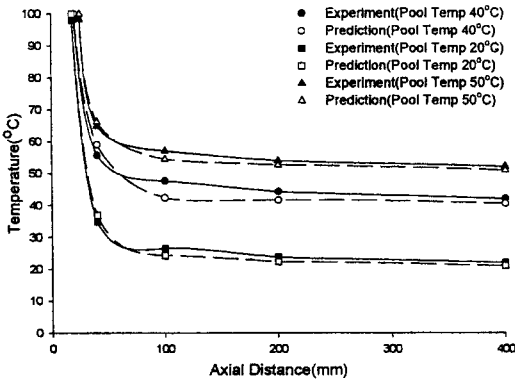


Fig. 8. Centerline Temperature Profiles (Nozzle ID: 10.15 mm, Mass flux: 309 kg/m²s).

진력이 클수록 증가하는 것을 보여준다.

5. 결 론

증기응축제트는 주위유체의 난류 확산과 응축현상으로 매우 복잡한 열유동 현상이 일어나므로 주로 실험을 통해 연구되는 분야이다. 본 연구에서는 증기-물의 2상 유동 현상을 국부 균질유동으로 가정하여 난류 확산은 k-ε 2방정식 모델로 모사하고 증기 응축은 응축시의 변동량(fluctuation)을 고려할 수 있는 난류 연소 모델을 채택하여 이론적 해석을 수행하였다. 계산을 통해 증기 코어 영역과 혼합 영역에서의 국부적인 온도 분포를 구하였다. 아직까지 이런 국부적인 온도 분포를 단순화된 가정 없이 구한 이론적 해석은 없었고 본 해석은 이 분야에 대한 이론적 연구의 가능성을 타진하는 기초 연구로 수행되었다. 본 연구를 통한 결과는 다음과 같다.

1. 본 해석은 기존의 해석 방법과는 다르게 증기와 냉각수 사이의 질량 및 운동량 전달률에 대한 현상학적 모델을 사용하기 때문에 모든 유동장에서 국부적 평균 열유동 특성치(온도, 평균속도)와 난류량 들을 구할 수 있다. 따라서 실제 증기응축제트의 실험결과인 임의의 축방향 위치에서 반경방향에 따른 온도 분포를 계산하여 비교하여 만족할 만한 결과를 얻었다.

2. 본 수치 해석 결과를 실험 데이터와 비교한 결과, 완전히 발달된 영역에서의 온도 분포는 비교적 정확히 예측하였고, 초기 영역에서는 수치 결과는 차이가 있으나 정성적으로 같은 경향을 나타냈다.

3. 수치 해석 결과 초기영역에서 정확한 응축 진행 속도를 예측하지 못하는 것으로 나타났다. 따라서 이 문제를 해결하기 위해서는 증기와 물의 경계면이 난류 확산에 미치는 영향을 고려할 수 있는 난류모델의 개발이 필요하다.

후 기

본 연구는 1997년도 학술진흥재단 지만대 육성과제(과제번호: 002-E00013) 연구비 지원에 의한 결과이며 관계자 여러분께 감사드립니다.

사용기호

- A, B : $f=0$ 과 1에서 Dirac Delta 함수의 면적
- B : 응축 추진력
- C_i : 난류 모델 상수
- d : 노즐 직경
- f : 순간 혼합률비
- \bar{f} : 시간 평균 혼합률비
- g : 혼합률비 요동의 제곱
- k : 난류 운동에너지
- P(z) : z의 확률
- r : 대칭축으로부터 반경방향 거리
- T : 온도
- u : 축방향 속도
- v : 반경방향 속도
- v° : 반경방향 요동특성을 포함한 반경방향 속도
- x : 축방향 거리
- z : 규정화 된 f
- ε : 난류 운동에너지의 소멸률
- μ : 층류 점성계수, μ_i 최대 확률값
- μ_i : 난류 점성계수
- ρ : 밀도
- σ : 난류 Prandtl/Schmidt 수, 정규 분포의 편차
- ∞ : 과냉수 조건
- o : 노즐 출구 조건
- f_s : 포화 액체
- cl : 중심선
- $u_{1/2}$: 제트의 half-width에서 속도
- (-) : 시간 평균양
- (^o) : 요동양

참고문헌

1. Weimer, J.C., Faeth, G.M. and Olson, D.R.: AIChE Journal, **19**(3), 552 (1973).
2. Kudo, A.: Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Tokyo, 221 (1974).
3. Del Tin, G., Lavagno, E. and Malandrone, M.: Proc. 7th Int. Heat Transfer conf., Munchen, **6**, 159 (1982).

4. Young, R.J., Yang, K.T. and Novotny, J.L.: Proc. 5th Int. Heat Transfer conf., **3**, 226 (1974).
5. Lockwood, F.C. and Naguib, A.S.: Combustion and Flame, **24**, 109 (1975).
6. Gosman, A.D., Lockwood, F.C. and Syed, S.A.: 16th. Symposium on Combustion, Pittsburgh, 1543 (1977).
7. Spalding, D.B.: Chem. Eng. Sci., **26**, 95(1971).
8. Shearer, A.J.: Ph.D Dissertation, Pennsylvania State Univ., Pennsylvania, U.S.A. (1979).
9. Shearer, A.J., Tamura, H. and Faeth, G.M.: J. Energy, **3**(5), 271 (1979).
10. Chen, L.D. and Faeth, G.M.: ASME, J. Heat Transfer, **104**, 774 (1982).
11. Patánka, S.V.: "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow" Hemisphere Publishing Corp., New York (1980).
12. Wilcox, D.C.: "Turbulence Modeling for CFD" DWC Industries, Inc., California (1993)
13. Launder, B.E. and Spalding, D.B.: "Mathematical Models of Turbulence", Academic Press, New York (1972).
14. Wagnanski, I. and Feidler, H.E.: J. Fluid Mech., **38**(3), 577 (1969).
15. Kim, H.Y., Bae, Y.Y. and Cho, C.H.: Third International Conference on Multiphase Flow, ICMA98, (1998).