

(論 文)

다단 후래시 증발장치내 개수로 유동의 열·수력학적 거동

설 광 원*·이 상 용*

(1990년 4월 3일 접수)

Thermo-Hydrodynamic Behaviors of Open Channel Flow Inside a Multi-Stage Flash Evaporator

Kwang Won Seul and Sang Yong Lee

Key Words: 후래시증발(Flash Evaporation), 개수로유동(Open Channel Flow), $k-\epsilon$ 난류모델($k-\epsilon$ Turbulence Model), 증기기포(Vapor Bubble), 기포궤적(Bubble Trajectory), 기포성장(Bubble Growth), PSI-Cell 개념, 비평형한도(Non-equilibrium Allowance)

Abstract

This paper describes behaviors of two-phase open channel flow inside the flash chamber of a horizontal Multi-Stage-Flash evaporator numerically along with the experimental observations. Bubble trajectories and the velocity and temperature distributions of the liquid phase were predicted by using the particle-source-in-cell(PSI-Cell) method with the appropriate bubble motion/growth equations. Size and number of bubble nuclei embedded in the incoming liquid (brine) were taken into account as important parameters in addition to the conventional ones such as the velocity, degree of inlet superheat, inlet opening height, and the liquid level. Bubble motions, which are unsteady, appeared to be mostly determined by the buoyancy and the drag forces. The calculations, though a number of simplifying assumptions were made, reasonably simulated the hydrodynamic behaviors of the two-phase horizontal stream observed in the experiments. The simulated temperature distributions also agreed fairly well with the other's measurments. Non-equilibrium allownaces, evaluated from the simulated temperature distributions, were within the range of those obtained from the existing correlations, and reduced with the increases of the number and size of incoming bubble nuclei due to vigorous flashing.

기 호 설 명

- A_v : 유동 방향의 기포 투영면적
- C_1, C_2, C_μ : 난류모델 상수
- C_d : 저항계수
- C_v : 가상 질량 계수
- d : 기포직경
- D_t : 액체의 열확산 계수

- $\Delta E_{i,j}$: (i, j)셀에서 에너지 생성
- f : 증발계수
- F_b : 부력 벡터
- F_d : 저항력 벡터
- F_h : Basset힘 벡터
- F_p : 압력에 의한 힘 벡터
- F_v : 가상 질량 힘 벡터
- g : 중력 가속도

*정회원, 한국과학기술원 기계공학과

G_k : 운동 에너지의 생성함
 H_g : 입구수문의 높이
 h : 열전달 계수
 H_w : 수위
 k_f : 액체의 열전도율
 k : 난류 운동에너지
 L : 단의 길이
 L_{fs} : 증발 잠열
 M : 기포의 질량
 m : 기포에 의해 제거된 액체의 질량
 \dot{m} : 질량 유량
 M_w : 증기의 분자량
 $\Delta M_{i,j}$: (i, j) 셀에서 운동량 생성
 $\Delta \dot{m}_{i,j}$: (i, j) 셀에서 질량 생성
 N_b : 단위체적(1cm³)당 함유된 기포의 개수
 $N(d_k)$: 직경 d_k 의 기포 개수유량
 N_μ : 액체 점성을 기초로 한 점성수
 $P_1 - P_5$: 입구에서 높이 방향에 따른 기포의 위치
 P : 정압력
 ∇P : 압력구배
 ΔP_{fd} : 단의 압력강하
 \dot{Q}_A : 후래시 단에서 이용할 수 있는 열량
 \dot{Q}_b : 후래시 단에서 총증발열량
 \dot{Q}_f : 후래시 증발열량
 r : 기포반경
 r^* : 무차위 기포반경
 $R(t)$: 시간 t 에서 기포반경
 $\dot{R}(t)$: 시간 t 에서 기포 성장률
 R_c : 증기에 대한 기체상수
 R_f : 자유표면에서 기포의 반경
 Re : 기포직경을 기초로 한 레이놀즈수
 S_ϕ : 지배 방정식의 생성항
 t : 시간
 t_f : 입구수문으로부터 자유표면까지 경과 시간
 T_i : 온도
 ΔT_{fd} : Flashdown 온도, $T_{inlet} - T_o$
 ΔT_s : 과열도, $T_i - T_v$
 T_o : 출구에서 평균 액체온도
 T_{sat} : 포화 증기온도
 T_v : 후래시단 상부의 평균 증기온도
 u : 속도 벡터
 u_{fs} : 액체와 증기의 비체적차
 u_g : 증기 비체적

w : 단위 폭당 액체유량
 x : 증기진도
 X : x -방향위치
 X_R : 재순환 영역의 길이
 x_v : 기포의 위치 벡터
 y : 자유표면으로부터 거리
 Y : y -방향위치

그리이스 문자

α : 기공률
 α_m : 최대 패킹 기공률
 β : 평형상태로의 접근률. $(T_{inlet} - T_o) / (T_{inlet} - T_v)$
 Γ_ϕ : 지배방정식의 확산계수
 Δ' : 비평형 한도, $T_o - T_v$
 Δ'_{10} : 길이가 10ft인 단에서 비평형 한도
 δ_c : 자유표면에서 열경계층 두께
 ϵ : 난류 운동에너지의 소멸률
 μ : 점성계수
 μ_m : 혼합점성계수
 μ_t : 난류 와점성계수
 v_{eff} : 유효점성계수
 k : von Karman 상수, 0.41
 ϕ : 액체장의 일반 종속변수
 ρ : 밀도
 $\Delta\rho$: 밀도차, $\rho_l - \rho_v$
 σ : 표면장력
 $\sigma_c, \sigma_k, \sigma_t$: 난류 Prandtl/Schmidt수

하첨자

i : 흐름 방향으로 i -번째 셀
 in : 단위 셀의 유입조건
 $inlet$: 입구조건
 j : 수직 방향으로 j -번째 셀
 k : 후래시단 입구에서의 기포 입경 그룹
 l : 액상
 n : 시간
 out : 단위 셀의 유출조건
 sur : 자유표면조건
 v : 증기상

1. 서 론

해수 담수화(desalination) 장치로서 널리 사용되

는 다단 후래시증발장치(multi-stage flash evaporator)는 후래시 단으로 유입되는 액체가 그 온도에 대응되는 포화압력보다 낮은 압력을 만나면서 후래시 증발(flash evaporation)을 일으키고, 이때 얻어진 수증기를 응축시켜 증류수(distillate water)를 얻는 증발장치이다. Fig. 1에는 개략적인 증발기 구조와 증발기 내부의 유동 형태를 보여주고 있다. 후래시가 시작되었을 때 과열 액체는 하류로 흘러가면서 증발에 의해 냉각되고, 또한 자유표면으로 올라 갈수록 온도는 감소된다. 그러나 후래시가 일어난다 하더라도 출구로 빠져나갈 때의 액체는 증기압에 대한 포화온도(T_v)보다 다소 높은 온도(T_0)를 가지고 유출되는데, 이러한 유출액체의 평균온도와 평형 포화온도 사이의 차를 비평형한도(nonequilibrium allowance)라 하고 다음과 같이 정의한다.

$$\Delta' = T_0 - T_v \quad (1)$$

비평형한도는 실제 증발장치에서 약 1°C 정도 이하의 크기를 가지며, 이 값이 작을수록 증발기 내부에서 증발이 활발히 일어나고 증발기의 성능이 좋다는 것을 말한다. 비평형한도는 후래시 증발기의 운전조건들 즉, 유량, 각 단 간의 압력차, 각 단의 수위, 입구수문(slucice gate)의 높이 등과 증발기 내부의 포화 증기온도와 입구부분에서의 과열도 그리고 액체에 포함되어 있는 비응축성 기체나 여러 불순물질 등에 따라 영향을 받는다⁽¹⁻³⁾.

일반적으로 입구부분에서 가능한 기포의 생성 기구(mechanism)는 다음과 같다⁽¹⁾. 첫째, 입구수문 부근의 국부적인 압력강하에 의해 발생하는 공동기포(cavitation bubble), 둘째, 앞 단으로 부터 유입되는 증기 기포핵(vapor bubble nuclei), 셋째, 작동유체 내부에 존재하는 비응축성 개스나 여러 불순물질 등에 의해 기포의 비등(boiling)이 일어날 수 있다. Lior와 Greif⁽¹⁾는 두 단 짜리 증발 장치를 제작하여 기본적인 증발현상을 관찰하였으며, 앞서 언급된 것 중에서 공동현상에 의한 기포의 생성이 후래시 증발에서 지배적인 것이라 보고하고 있다. 이것은 입구수문의 형상이나 재질 그리고 표면거칠기 등에 의해 후래시 증발량이 큰 영향을 받고 있다는 것이다.

본 연구에서는 개수로 후래시 증발기 내부를 단 순화된 형태로 가정하여 앞서 언급된 운전조건 및 유입되는 기포의 개수유량(혹은 기공률)에 따라 증발기 내부의 속도 및 온도분포를 수치적으로 계산

해 보고자 한다. 이를 위해 유동을 정상상태의 난류유동으로 가정하였으며, 구형의 기포에 대해 평균적인 운동 및 성장을 지배하는 방정식을 세우고 상변화에 의한 증발량을 구하였다. 즉 입구에서 유입된 기포들이 성장하면서 자유표면을 통해서 빠져나가는 운동 궤적을 추적함으로써 증발기 내부 유동의 속도 및 온도분포를 구하고 이를 바탕으로 총 증발량 및 증발성능을 예측해 보고자 하는 것이다. 그리고 이렇게 계산된 결과들을 기존의 실험값과 비교하였다.

2. 지배 방정식

2.1 액체장의 지배방정식

본 연구에서는 간단하게 액체 유동장을 2차원 정상상태, 난류유동으로 놓고 상변화에 의해 발생하는 물질, 운동량 그리고 열전달률을 액체장의 생성항으로 고려하는 PSI-Cell 개념⁽⁴⁾을 사용하였다. 시간 평균 보존 방정식들이 다음과 같이 유도되었다^(5,6).

$$\frac{\partial(\rho_i u_{i,j} \phi_i)}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi_i}{\partial x_j} \right) = S_\phi \quad (2)$$

여기서 ϕ_i 은 종속변수이며 Γ_ϕ 는 확산계수 그리고 S_ϕ 는 생성항으로, 이에 대응되는 각 항들은 Table 1과 2에 정리하여 나타내었다. 과열된 액체의 잠열에 의해 액체와 증기의 경계면에서 상변화

Table 1 Expressions appeared in equation (2)

ϕ_i	Γ_ϕ	S_ϕ
1	0	$\Delta \dot{m}$
$u_{i,i}$	μ_{eff}	$-\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \frac{\partial u_{i,j}}{\partial x_i} \right] + \Delta \dot{M}_i$
k_i	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k}$	$G_k - \rho_i \epsilon_i$
ϵ_i	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\epsilon}$	$C_1 \frac{\epsilon_i}{k_i} G_k - C_2 \rho_i \frac{\epsilon_i^2}{k_i}$
T_i	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_t}$	$\Delta \dot{E}$

where, $G_k = \mu_t \frac{\partial u_{i,i}}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_{i,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{i,j}}{\partial x_i} \right)$

$$\mu_t = \rho_i C_\mu \frac{k_i^2}{\epsilon_i}$$

$$\mu_{eff} = \mu_t + \mu_t$$

Table 2 Turbulence model constants⁽⁷⁾

C_1	C_2	C_μ	σ_k	σ_ϵ	σ_t
1.44	1.92	0.09	1.0	$k^2/[(C_2 - C_1)C_\mu]$	0.5

가 일어나며, 이때 질량과 운동량 그리고 에너지의 전달이 2상 간에 이루어 지게 되는데, S_p 항은 이러한 영향을 나타내는 것이다. 그리고 현 단계에서는 표준 $k-\epsilon$ 난류모델⁽⁷⁾(standard $k-\epsilon$ turbulence model)을 수정없이 사용하였다.

2.2 기포의 운동방정식

액체장에서 가속 혹은 감속되는 질량 M 인 한 개의 구형 기포는 일반적으로 여러 힘들에 의해 균형을 이루고 있으며 Lagrangian계에서 운동방정식을 나타내면 다음과 같다⁽⁸⁾.

$$M \frac{Du_v}{Dt} = -F_d + F_v + F_p + F_b + F_h \quad (3)$$

여기서 오른쪽의 첫 두항은 액체와 증기의 경계면에서 작용하는 힘들로서 액체와 기포의 상대운동에 의한 저항력(skin and form drag force)과 상대속도가 변할 때 기포의 운동에 의해 제거된 액체를 가속시키는데 필요한 가상질량(virtual mass) 힘을 각각 나타낸다. 셋째 항은 액체장의 압력구배에 의한 힘이고, 넷째항은 액체와 증기의 밀도차에 의한 부력이며 마지막 항은 이전 시간에서 기포 주변의 점성저항과 경계층 전개에 의한 가속효과로서 Basset 힘이라고 한다. 정상상태 하에서 저항력(F_d)은 상대속도를 기초로 한 저항계수 C_d 의 항으

로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$F_d = \left(\frac{1}{2}\rho_l\right)C_d(u_v - u_l)|u_v - u_l|A_v \quad (4)$$

여기서 C_d 는 레이놀즈 수와 기포의 형상 그리고 여러개의 기포들이 존재할 경우에는 기공률 등에 의해 영향을 받는다⁽⁹⁾. 즉, 한개의 기포에 작용하는 저항력은 이러한 주변 기포들의 영향에 의해 증가하게 되며, Ishii와 Zuber⁽⁹⁾는 이러한 저항력의 증가가 마치 점성이 증가하는 효과와 같다고 생각하였으며, 이 때 혼합 점성계수 μ_m 을 다음과 같이 정의하였다.

$$\frac{\mu_m}{\mu_l} = \left(1 - \frac{\alpha}{\alpha_m}\right)^{-2.5\alpha_m(\mu_v + 0.4\mu_l)/(\mu_v + \mu_l)} \quad (5)$$

여기서 α_m 은 고체 입자계에서는 0.62, 기포계에서는 1.0이 제안되고 있다. 그들은 이와 더불어 다(多) 입자계에서 나타나는 저항을 단일 입자에서와 같은 방법으로 나타낼 수 있다는 간단한 상사법칙을 사용하여 저항계수 C_d 에 관한 해석적인 관계식을 구하였다. 결과식들은 Table 3과 같으며 사용된 무차원수인 레이놀즈 수(Re)와 점성수(N_μ , viscosity number)는 다음과 같이 정의된다.

$$Re = \frac{\rho_l(u_v - u_l)d}{\mu_m} \quad (6)$$

$$N_\mu = \frac{\mu_l}{[\rho_l\sigma\sqrt{(g\Delta\rho)}]^{1/2}} \quad (7)$$

한편 가상질량 힘(F_v)은 일반적으로 상대 가속도에 비례하며 다음과 같이 정의된다.

$$F_v = mC_v\left(\frac{Du_l}{Dt} - \frac{Du_v}{Dt}\right) \quad (8)$$

많은 기포들이 존재하는 경우에 가상질량 계수 C_v 값은 기포들의 상호 간의 작용에 의해 변한다. 1차

Table 3 Drag coefficients for multi-particle system⁽⁹⁾

Flow regimes	Drag correlations	Applicable range
Viscous regime	$C_d = \frac{24}{Re}(1 + 0.1Re^{0.75})$	$r^* < 34.65$
Newton's regime	$C_d = 0.45 \left[\frac{1 + 17.67\{f(\alpha)\}^{6/7}}{18.67f(\alpha)} \right]^2$	$r^* \geq 34.65$
Distorted flow regime	$C_d = \frac{4}{3}r\sqrt{\left(\frac{g\Delta\rho}{\sigma}\right)} \left[\frac{1 + 17.67\{f(\alpha)\}^{6/7}}{18.67f(\alpha)} \right]^2$	$N_\mu \geq 0.11 \frac{1 + \Psi(r^*)}{\Psi(r^*)^{8/3}}$
Churn-turbulent flow regime	$C_d = \frac{8}{3}(1 - \alpha)^2$	$r\sqrt{\left(\frac{g\Delta\rho}{\sigma}\right)} \geq 2$

where $r^* = r[\rho_l g \Delta\rho / \mu_l^2]^{1/3}$
 $f(\alpha) = (1 - \alpha)^{0.5} \mu_l / \mu_m$
 $\Psi(r^*) = 0.55[(1 + 0.08r^{*8})^{4/7} - 1]^{0.75}$

원 2상 기포류 유동인 경우에 C_v 와 기공률에 대한 여러 연구가 제안되어 있으나⁽¹⁰⁻¹²⁾, 본 연구에서는 기공률이 아주 크지 않다는 가정하에 Ruggles등⁽¹²⁾이 제안한 다음식을 사용하였다.

$$C_v = C_{vo}(1 + 12\alpha^2) \quad (9)$$

여기서 C_{vo} 는 한개의 구형 기포에 대한 가상질량 계수이다.

기포 운동에 있어서 액체 유동장의 압력구배와 부력의 영향은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$F_p + F_b = -\left(\frac{m}{\rho_l}\right)\nabla P + (m - M)g \quad (10)$$

그리고 액체유동의 경력(history) 효과를 나타내는 바세트 항 F_h 는 다음과 같이 주어진다.

$$F_h = \left(\frac{9m}{d}\right)\sqrt{\left(\frac{\mu_m}{\pi\rho_l}\right)}\int_0^t \frac{D(u_v - u_l)}{Dt} \frac{d\tau}{\sqrt{(t-\tau)}} \quad (11)$$

이상의 식들을 식 (3)에 삽입하여 정리하면,

$$\begin{aligned} &(\rho_v - C_v\rho_l)\left(\frac{Du_l}{Dt} - \frac{Du_v}{Dt}\right) \\ &= -\left(\frac{3\rho_l}{4d}\right)C_d(u_v - u_l)|u_v - u_l| \\ &\quad + (\rho_v - \rho_l)\left(g - \frac{1}{\rho_l}\nabla P\right) \\ &\quad - \rho_v\nabla[v_{eff}\nabla u_l] + f_h \end{aligned} \quad (12)$$

이며 여기서 f_h 는 단위 체적당 바세트 항이다.

2.3 기포의 성장

구형의 기포 내부가 주변 액체의 포화증기 만으로 완전히 채워져 있다고 가정한다면, 기포의 성장률을 결정하기 위해서 다음의 관계식들을 풀어야 한다. 첫째, 액체와 증기의 경계면의 운동을 지배하는 Rayleigh방정식, 둘째, 액체와 증기의 경계면에서 열적 에너지균형을 지배하는 에너지 방정식, 셋째, 기포 내부의 증기압력과 증기온도와 사이의 관계로서 기포내부를 열역학적 평형상태라 가정했을 때 Clausius-Clapeyron관계식이 동시에 풀려야 한다. 그러나 기포 성장 문제에 있어서 이들 관계식을 해석적으로 풀기는 매우 어렵고, 현재, 간단한 두 가지의 극한 경우에 대해 해석적인 근사해가 존재한다⁽¹³⁾. 즉, 기포의 성장이 액체의 관성에 의해 조절되는 inertia controlled growth의 경우

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)_{inertia} = \left[\frac{2}{3} \frac{P_{sat}(T_l) - P_l}{\rho_v}\right]^{1/2} \quad (13)$$

와 기포의 성장이 액체의 열적 포텐셜에 의해 조절

되는 thermal diffusion controlled growth

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)_{thermal} = \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/2} \frac{k_f}{L_f g \rho_l} \frac{T_l - T_{sat}(P_l)}{(D_l t)^{1/4}} \quad (14)$$

로 나누어진다. 여기서 $P_{sat}(T_l)$ 는 주변 액체의 온도 T_l 에 대응되는 포화압력이고 $T_{sat}(P_l)$ 는 기포 주위 액체의 압력 P_l 에 대응되는 포화온도이다. 이 밖에도 이러한 두 개의 근사해를 적절히 포함하는 하나의 일반적인 식으로 표현한 수정된 관계식들이 있다^(14,15).

본 연구에서는 입구수문 부근에서 발생하는 공동 기포(cavitation bubble)와 같이 성장 초기에 inertia controlled growth에 의해 다소 영향을 받는 기포들도 있으나 후래시 증발기 내에서의 기포의 성장은 유동액체의 과열도에 의해 thermal diffusion controlled growth가 지배적으로 작용하게 된다. 따라서 본 계산모델에서는 식 (14)를 사용하여 액체장 내의 각 위치에서 기포의 크기를 계산하고자 한다.

3. 실험

본 연구에서는 후래시 증발이 일어날 때 기포의 생성 및 성장 그리고 운동 체적을 관찰하기 위해 가시화 할 수 있는 축소된 3단 후래시 증발기(scaled-down three stage flash evaporator)를 제작하였다. 후래시 증발현상을 관찰하는 시험부(test section)는 3단 중에서 가운데 후래시 단이며(Fig. 1을 참조), 후래시 단의 길이(L)는 0.88m, 폭은 74mm이고, 각 단 사이는 높이를 조절할수 있는 입구수문이 설치되어 있다. 그리고 입구단의 일부와 후래시 단은 증발현상을 가시화할 수 있도록 양 측면을 유리로 제작하였다. 본 연구에서는 안정한 실험 조건하에서 사진 촬영(Canon F-1 model를 사용)을 하였으며, 입출구 부분 등 증발기 내부 각 부위의 온도를 알아보기 위해 작은 온도 변화에 민감한 thermistor probe(Thermometric Co.의 series P20)를 사용하였다. Thermistor probe의 측정 오차는 $\pm 0.02^\circ\text{C}$ 이다. 주 순환 유동액체의 유량을 측정하기 위해 적산 유량계(vane type)를 사용하였으며 최대 오차는 $\pm 1.5\%$ 이다. 압력은 U 튜브 마노메타를 사용하여 측정하였다. 실험장치에 대한 기타의 설명은 참고문헌(16)에 상세하게 나타나있다.

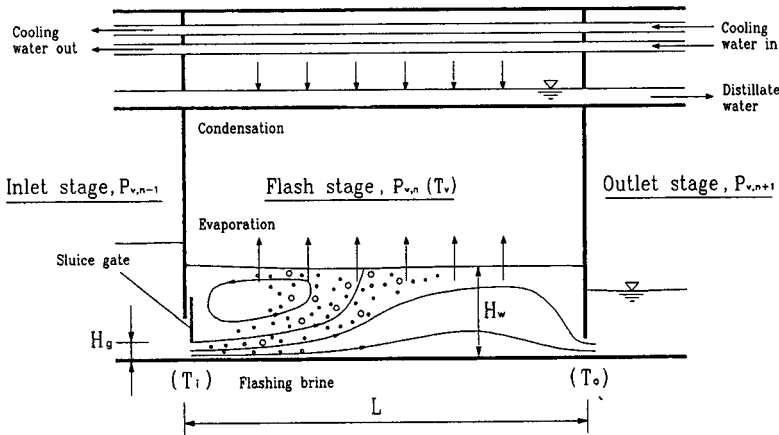


Fig. 1 Evaporator structure and flow pattern inside the n-th stage of a MSF evaporator

4. 수치계산

4.1 수치해 과정

본 계산에서는 액체장의 편미분 방정식에 대해 SIMPLE 알고리즘⁽⁵⁾을 사용하여 반복적인 방법으로 해를 구하였다. 계산과정은 먼저 액체장의 속도, 압력 그리고 온도분포를 구한 다음, 계산된 액체장에서 기포의 체적과 크기를 구하고, 각 셀에서 2상 간에 물질, 운동량 및 열전달량을 계산한다. 이렇게 계산된 각각의 전달량은 액체장의 지배방정식의 생성항으로 작용하여 다시 풀려지게 되고 주어진 수렴조건을 만족할 때 까지 위의 과정을 반복한다. 차분방정식의 계수를 구할 때 운동방정식에 대해서는 skew-upwind 차분법⁽⁶⁾을 사용하였고, 나머지 방정식에 대해서는 power 차분법⁽⁵⁾을 사용하였다.

(1) 기포의 운동 및 성장

앞서 유도된 기포에 대한 운동방정식은 다음의 몇가지 가정을 포함하고 있다. 첫째, 한개의 기포는 다른 기포와 서로 합쳐지거나 몇개의 기포로 나누어 지지 않는다고 가정한다. 둘째, 한 셀 내에서 기포의 크기와 평균속도는 항상 일정하다고 가정하며 기포의 불규칙적인 운동은 고려하지 않는다. 셋째, 자유표면에 도착한 기포는 축적되지 않고 곧바로 표면을 통해 빠져 나간다고 가정한다. 그리고 기포의 운동방정식 (12)는 1차 상미분 방정식으로 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$\frac{d(u_v - u_l)}{dt} + A(u_v - u_l) = B \quad (15)$$

여기서,

$$A = \frac{3\rho_l}{4d} |u_v - u_l| / (\rho_v + C_v \rho_l) \quad (16)$$

$$B = [(\rho_l - \rho_v) \left(g - \frac{1}{\rho_l} \nabla P \right) - \rho_v \nabla \{ v_{eff} \nabla u_l \} + f_h] / (\rho_v + C_v \rho_l) \quad (17)$$

미소 시간증분 Δt 동안에 계수 A 와 B 를 상수로 고려하고 적분하면, 이미 알고 있는 액체장의 속도분포로부터 기포의 속도를 구할 수 있다. 이때 t_n 과 $t_{n+1} (= t_n + \Delta t)$ 사이의 기포의 변위와 기포의 크기는 Taylor급수의 전개를 통해 다음과 같이 구할 수 있다.

$$x_v(t_{n+1}) - x_v(t_n) = u_v(t_n) \Delta t + \dot{u}_v(t_n) \frac{\Delta t^2}{2} \quad (18)$$

$$R(t_{n+1}) = R(t_n) + \dot{R}(t_n)_{thermal} \Delta t \quad (19)$$

(2) 생성항 및 기공률

후래시 증발기에서 발생된 증기는 액체장을 지배하는 방정식의 생성항으로 작용하며 액체장의 속도와 온도분포를 변화시킨다. 이 때 한 개의 단위 셀 (i, j)에서 생성된 증기량은 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$\Delta \dot{m}_{i,j} = \sum_k \frac{\pi}{6} \rho_v N(d_k) (d_{k,out}^3 - d_{k,in}^3) \quad (20)$$

따라서 식 (20)으로 부터 모든 셀에서 생성된 증기량의 합을 구하면 후래시 증발에 의해 생성된 총 증발량을 얻을 수 있다. 마찬가지로 기포가 (i, j) 셀을 지나면서 생기는 운동량과 에너지의 변화량은

$$\Delta \dot{M}_{i,j} = \sum_k \frac{\pi}{6} \rho_v N(d_k) [(u_v d_k^3)_{out} - (u_v - d_k^3)_{in}] \quad (21)$$

$$\Delta \dot{E}_{i,j} = \Delta \dot{m}_{i,j} L_{fg} \quad (22)$$

와 같이 계산되며, 모든 셀에서 생성된 에너지의 합은 후래시 증발에 사용된 총에너지가 된다.

또한 기포의 운동방정식을 풀 때 필요한 식 (5)를 위해서는 기공률을 알아야 한다. Hilal과 Marwan⁽⁷⁾은 증발기 단의 유동을 간단하게 1차원 slip two-phase flow이며 유동이 열적 평형상태에 있고 등엔트로피라는 가정하에서 기공률과 증기전도 사이의 관계식을 해석적으로 다음과 같이 구하였다.

$$\alpha = \frac{x}{2} \left[\left(2 - x \left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \right) + \left\{ \left(2 - x \left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \right)^2 + 4 \frac{\rho_l}{\rho_v} \right\}^{0.5} \right] \quad (23)$$

윗식은 실험결과와 비교하여 11.4~5.8%의 오차 범위 내에 있다고 그들은 보고하고 있다⁽¹⁹⁾. 따라서 본 계산에서는 식 (23)과 함께 1차원의 관점에서 후래시 단의 임의의 한 단면 i 를 지나가는 액체유량과 증기유량의 비로부터 다음과 같은 증기전도 관계식을 구하여 사용하였다.

$$x = \sum_j \sum_k \frac{\pi}{6} \rho_v (d_k^3 N(d_k))_j / \sum_j \rho_l u_j \Delta y_j \quad (24)$$

4.2 계산 조건

(1) 증발조건

다단 후래시 증발기에서 후래시 증발(혹은 기포의 성장)은 액체의 평균온도가 증기압에 대응되는 포화온도보다 다소 높을 때 시작되는데, 이는 후래싱을 방해하는 다음의 몇 가지 인자가 있기 때문이다. 첫째, 작동유체로서 해수(brine)를 사용하는 경우에 액체에 녹아있는 염분(salt)에 의해 비점이 상승(boiling point elevation)하는 효과이다. 둘째, 자유표면으로부터 깊이에 따라 증가하는 정압력(hydrostatic pressure)에 따른 포화온도의 상승 효과이다. 셋째, 표면장력의 효과로서 기포의 크기가 매우 작다면 기포가 성장하기 위해서 높은 과열도가 필요하게 될 것이다. 넷째, 앞단의 영향으로 Hilal 등⁽¹⁸⁾의 실험결과에 의하면 입구수문 가까이에서의 압력은 앞단의 높은 압력 때문에 후래시 단의 증기압력에 비해 상대적으로 높은 상태를 유지하고 하류로 내려가면서 급격히 강화되어 점차 후래시 단의 증기압력에 도달하는데, 이는 입구수문 가까이에서 포화 증기온도가 상대적으로 높다는 것을 말한다. 이 밖에도 액체 내에 포함되어 있는 여

리 물질 등에 의해 후래시 증발이 영향을 받을 수 있다^(2,3).

현재의 계산 모델에서는 계산유체로 물(tap water)을 택하였고, 앞단의 압력전과 영향은 무시하였으며 수위에 의한 정압의 감소 영향만을 고려하여 다음과 같이 기포성장에 작용하는 열역학적 구동력을 구하였다.

$$\Delta T_s = T_i - (T_{sat} + \Delta T_{hy}) \quad (25)$$

여기서 ΔT_{hy} 는 정압력에 의해 증발이 억제되는 영향을 나타낸 것으로 압력 증가분에 대응되는 온도 증가분은 Clausius-Clapeyron 관계식을 사용하여 다음과 같이 구하였다.

$$\Delta T_{hy} = - \frac{T_{sat} v_{fg}}{L_{fg}} \rho_l g y \quad (26)$$

(2) 경계 및 초기조건

계산의 경계조건으로는 자유표면의 형태를 편평(flat)하다고 가정하였으며 대칭조건을 사용하였다. 이는 입구게이트의 높이에 비해 수위가 상대적으로 높아서 자유표면이 잔잔하게 유지될 때 알맞은 가정이다. 그리고 자유표면에서는 표면증발에 의한 잠열 때문에 온도분포가 급격히 변할 것이므로 에너지 방정식에 대해서는 아래와 같이 경계조건을 유도하였다.

기체 운동법칙으로부터 간단한 모델에 의해 유도된 표면 증발의 열전달계수는 다음과 같다⁽¹⁹⁾.

$$h_{sur} = f \left(\frac{M_w}{2\pi R_c T_{sat}} \right)^{1/2} \left(\frac{L_{fg}}{T_{sat} v_{fg}} - \rho_v R_c \right) L_{fg} \quad (27)$$

여기서 f 는 증발계수로 물의 표면증발에 대해 Wyllie⁽¹⁹⁾는 실험적으로 0.04를 제안하고 있다. 또한 표면에서 열전달률은 액체의 열적 경계층 δ_t 에서 온도차에 의한 열전도와 균형을 이루므로 표면의 온도에 대해 정리하면 다음과 같다.

$$T_{sur} = \left[T_i + \frac{h_{sur} \delta_t}{k_f} T_v \right] / \left[1 + \frac{h_{sur} \delta_t}{k_f} \right] \quad (28)$$

여기서 T_i 는 자유표면으로부터 거리 δ_t 만큼의 위치에서 평균 액체온도이다. 따라서 자유 표면에서의 온도 T_{sur} 는 증기온도 T_v 와 액체의 내부 온도 T_i 에 의해 구할 수 있게 된다. 그리고 본 계산에서 사용된 열적 경계층의 두께는 자유표면으로부터 가장 가까운 그리드 점(grid point)까지의 거리로 하였다. 모든 벽면에서는 벽의 법칙(law of the wall)을 사용하였으며, 단열되어 열의 출입이 없다고 가정하였다.

입구 부분에서 액체속도는 균일하다고 가정하였으며, 유입되는 기포는 균일하게 분포하고 크기도 균일하다고 가정하였다. 따라서 계산상으로 입구에서는 아래 벽면으로 부터 입구수문의 높이에 따라 일정한 간격으로 기포를 분포시켰고, 기포의 속도는 액체의 속도와 같다고 놓았다. 또한 입구 부분에서는 수문의 형상 등에 의해 vena-contraction이 발생하므로 액체의 유동면적이 감소하며 액체의 속도가 증가하게 된다. 이 때 수축계수(contraction coefficient) C_c 는 실험적으로 결정되는 값으로 실제 증발기에서는 $0.4 < C_c < 0.7$ 의 범위를 갖는 것으로 알려졌고⁽²⁰⁾ 본 계산에서는 C_c 의 값을 0.5로 취하였다.

5. 결과 및 논의

5.1 후래싱이 일어나지 않는 경우

개수로 후래시 증발기에서 증발은 거의 대부분 입구수문으로 부터 재순환되는 영역 사이에서 발생된다. 재순환 영역은 기포가 존재하는 2상유동(일반적으로 기포류)이며 그 이후에는 단상유동(일반적으로 개수로 유동)이 나타난다. 먼저 현재의 계산 프로그램의 타당성을 시험하고 증발기 내부의 유동형태를 개략적으로 살펴보기 위해 후래싱이 일어나지 않는 유동장의 속도분포를 계산하여 측정값⁽²¹⁾과 비교하였다.

Fig. 2 (a)와 (b)에 후래싱 증발이 일어나지 않는 경우에 대해 측정된 유동방향의 평균속도와 난류 운동에너지치를 계산값과 비교하였다. 본 계산결과는 앞서 언급했듯이 증발기 내부유동을 2차원 정상상태 유동이고 자유표면이 평평 (flat)한 형상이라고 가정하여 얻어진 결과들이나, 실제적으로 자유표면에 표면파와 비정상적인 운동이 나타나므로 계산조건과는 다소 차이가 있다. 이러한 차이에도 불구하고 계산된 평균속도 및 난류에너지의 분포는 비교적 실험값과 그 경향이 잘 일치하고 있으며 현재의 계산과정과 프로그램이 증발기 내부의 유동을 합리적으로 예측하고 있음을 보여준다. Fig. 3에는 유동방향에 따른 최대 속도 감소율을 평면 벽면분류의 이론적인 값(점선)과 계산값(실선) 그리고 실험값에 대해 함께 비교하여 나타냈다. Fig. 3에 나타난 최대속도 감소율도 실험값과 계산값이 비교적 잘 일치하고 있으며, 입구수문 가까이에서는 평면 벽면분류의 경향을 따르는 것을 볼 수 있다. 그러

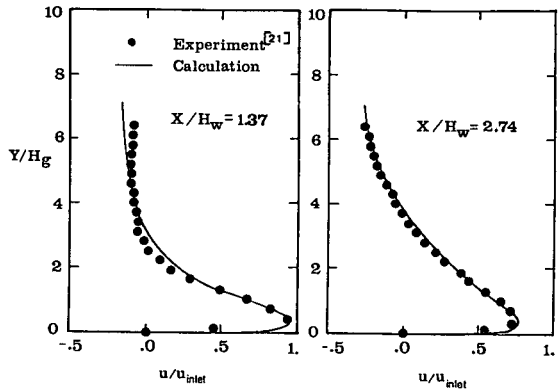


Fig. 2(a) Mean velocity profiles in flash evaporator (without flashing) ($u_{inlet} = 1.034\text{m/s}$, $H_g = 10\text{mm}$, $H_w = 73\text{mm}$)

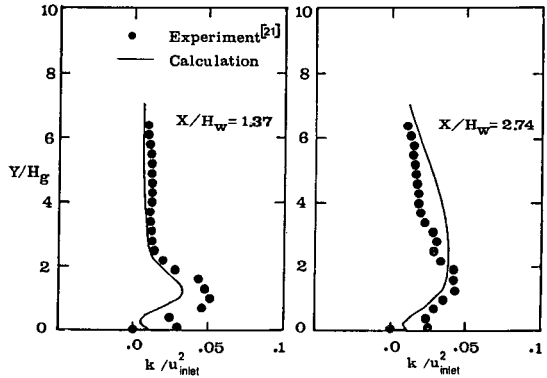


Fig. 2(b) Turbulence kinetic energy profiles in flash evaporator (without flashing) ($u_{inlet} = 1.034\text{m/s}$, $H_g = 10\text{mm}$, $H_w = 73\text{mm}$)

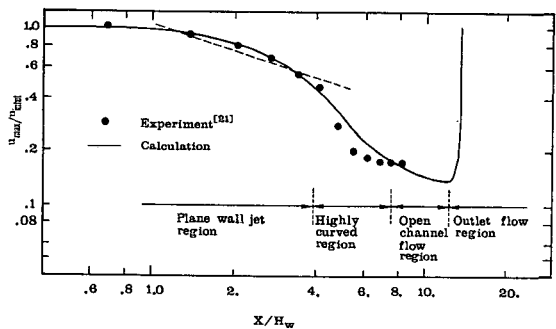


Fig. 3 Maximum streamwise velocity decay rate (without flashing) ($u_{inlet} = 1.034\text{m/s}$, $H_g = 10\text{mm}$, $H_w = 73\text{mm}$)
 ----- theory of plane wall jet ; $u_{max} \sim X^{-0.5}$
 ——— calculation

나 본 계산에서는 약 $4.0 < X/H_w < 8.0$ 에서 유동방향 최대속도가 급격히 감소되는 영역이 나타나는 것이 특징적이다. 이러한 영역은 자유표면이 존재하기 때문에 나타나며 수직방향 운동량의 증가에 의해 액체 유선이 급격히 자유표면 쪽으로 휘어지고 (highly curved region), 자유표면에는 다소의 점프가 발생하게 된다. 측정된 재순환 영역의 크기는 $X_R/H_w = 5.2$ 이었으며, 계산된 값은 $X_R/H_w = 5.54$ 로 약 5%의 차이를 보여 주었다.

5.2 후래싱이 일어나는 경우

본 연구를 위해 제작된 3단 후래시 증발기에서 전형적으로 나타나는 후래시 증발현상에 관한 실험 사진과 계산결과를 비교하여 Fig. 4에 나타내었다. Fig. 4(a)는 카메라의 노출시간을 1/60초로 하여 촬영한 것이며 Fig. 4(c)는 같은 실험조건 하에서 순간적인 기포들의 궤적을 보기 위해 노출시간을 1/15초로 하여 촬영한 것이다. Fig. 4(b)의 계산된 액체장의 유선과 기포들의 운동 궤적을 Fig. 4(c)의 사진과 비교해 보면, 입구수문에서 생성된 기포가

액체의 유선을 따라가다 액체유선으로 부터 윗쪽 방향으로 점차 이탈되어 재순환 영역으로 유입되고, 더욱 상승하게 되면 재순환영역의 역 방향 속도에 의해 다시 앞쪽으로 휘어지고, 결국에는 자유표면을 통해 빠져나가고 있음을 볼 수 있다. 이 때 계산결과는 기포의 평균적인 궤적을 나타내고, 실제로는 계산된 경로 부근의 기포들을 대표하는 것이기 때문에 실험사진에서의 2상유동 영역과는 다소 차이를 보여준다. 실험적으로 관찰된 바에 의하면 기포들의 평균적인 궤적으로 부터 이탈되어 불규칙적인 운동을 하는 기포들이 상당히 존재하며, 또한 자유표면으로 올라온 기포들이 표면장력에 의해 곧 바로 위쪽 증기장으로 빠져나가지 못하고 축적되어 (accumulate) 서로 합쳐 (coalescence) 지면서 기포층 (bubble layer) 을 형성하고 아랫 부분에서 올라오는 기포들의 운동을 방해하는 것이 관찰되었다. Fig. 4(a)의 사진에서도 자유 표면에 형성된 기포층의 일부를 관찰할 수 있다. 그러나 이러한 일부 기포들의 비정상적인 운동에도 불구하고 평균적으로 계산된 현재의 결과는 전체적으로 기포의 궤적을 합리적으로 예측하고 있음을 보여준다.

(1) 기포의 운동

과거 연구가들⁽²²⁻²⁴⁾에 의하면 순수한 물에서 부력에 의해 상승되는 한 개의 공기기포는 등가직경 (equivalent diameter) 이 약 1.4mm~1.6mm이하에서는 직선적인 운동 (rectilinear motion) 을 하며 이 보다 커지면 평면적인 지그재그 운동 (planarily zig-zag motion) 이나 나선형 운동 (spiral or helical motion) 을 하는 것으로 알려졌다. 직경이 약 2mm 보다 커지는 경우는 균일한 나선형 운동이 나타난다. 그리고 등가직경이 더욱 커서 약 4mm 정도가 되면 나선형 운동은 사라지기 시작하여 약 6~8mm 이상이 되면 다시 직선적인 운동을 하는 것으로 알려졌다. 후래시 증발이 일어날 때, 실험에서 관찰된 기포의 크기는 대략 등가 직경이 1~6mm 정도였고, 기포의 운동은 3차원 나선형 운동과 지그재그 운동이 지배적이었다. 그러나 이 영역을 벗어나는 기포도 다소 존재하며 기포 상호간의 영향 등에 의해 보다 복잡한 운동을 보여 주었다. 그리고 평균적인 기포의 운동 방정식으로 부터 계산된 결과를 보면, Fig. 4에 나타난 바와 같은 평균 운동궤적을 그리며 자유표면을 빠져 나갈 때의 기포직경이 약 2~5mm 정도로 실험값과 합리적으로 일치하였다.

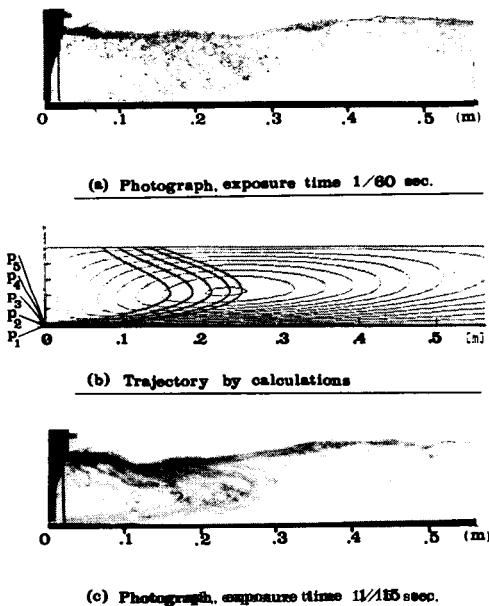


Fig. 4 Photographs and calculated bubble trajectories inside a flash stage
 ((a), (c) $w = 10.86 \text{ kg/s} \cdot \text{m}$, $H_s = 6 \text{ mm}$, $H_w = 100 \text{ mm}$, $L = 0.88 \text{ m}$, $T_v = 89.17^\circ \text{C}$, $\Delta T_s = 1.52^\circ \text{C}$, $\Delta P_v = 1.331 \text{ kPa}$; (b) $d_{inlet} = 0.2 \text{ mm}$, $N_s = 300$ other conditions same as (a))

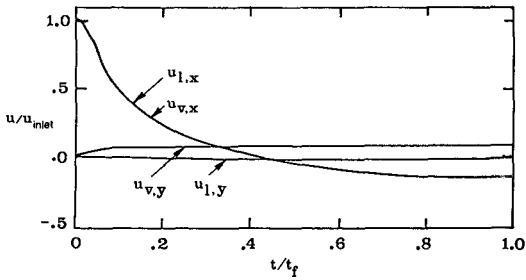
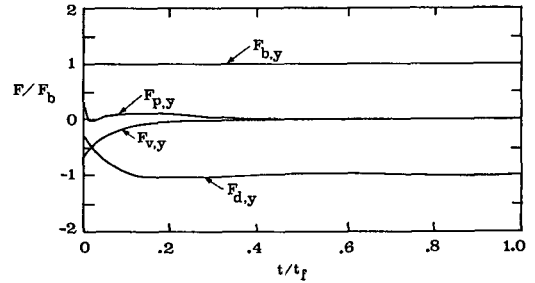


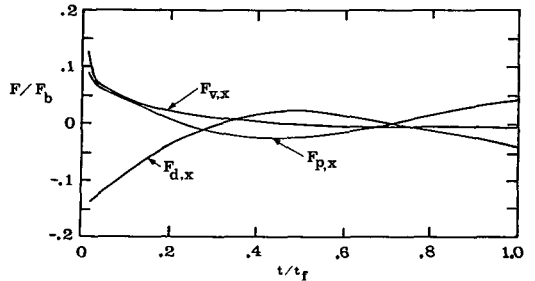
Fig. 5 Calculated mean velocity distributions of bubbles and liquid along the bubble trajectory started at P_1 ; conditions same as shown in Fig. 4

Fig. 5에는 P_1 의 위치(Fig. 4참조)에서 출발하는 기포와 그 주위 액체의 시간에 따른 속도변화를 보여준다. 입구에서 출발하여 표면을 통해서 빠져나갈 때까지 걸린 체류시간(residence time)은 약 0.5~1.0초이었다. X -방향(유동방향)으로 액체와 기포의 속도는 거의같은 크기로 감소되었으며 t/t_f 가 약 0.4를 지나면서 재순환 영역의 음의 속도에 의해 기포의 속도가 음으로 바뀌고 있음을 볼 수 있다. Y -방향(수직방향)의 기포 속도는 초기에 급격히 증가하며 t/t_f 가 약 0.1이후에는 거의 균일한 속도를 보여주었다. 이러한 균일속도는 부력과 저항력이 균형을 이루어 결정되는 기포의 수직방향 종속도(terminal velocity)에 해당하는 것이다.

Fig. 6은 각 방향으로 기포에 작용하는 힘들을 부력(F_b)에 대해서 무차원하여 시간의 경과에 따라 나타낸 것이다. 여기서 일반적으로 바셋트 항과 유체장의 확산에 의한 영향은 작으므로 무시하였다. Fig. 6(a), (b)의 종축 좌표의 스케일을 살펴보면 기포에 Y -방향으로 작용하는 힘들이 X -방향에 비해 거의 10배 가까이 크다는 것을 알 수 있다. 기포에 작용하는 X -방향의 힘은 초기에 액체장의 압력구배에 의한 힘과 상대속도에 의한 가상질량 힘이 상대속도에 비례하는 저항력과 균형을 이루고 있으나 점차 시간이 지나면서 상대 가속도가 사라지고 압력 구배에 의한 힘과 저항력이 균형을 이루고 있다. Y -방향에 있어서는 초기에 가상질량 힘과 저항력이 부력과 균형을 이루고 있으나 짧은 시간 내에 기포의 속도가 종속도에 도달하고 나면, 부력과 저항력이 균형을 이루게 됨을 알 수 있다.



(a) Y-directional forces



(b) X-directional forces

Fig. 6 Calculated forces acting on the bubble started at P_1 ; conditions same as shown in Fig. 4.

결과적으로 현재의 계산에 의하면 기포의 운동은 평면 벽면분류의 형태로 유입된 초기에는 상대 가속도에 의한 가상질량 힘의 영향을 받고 시간이 지나면서 X -방향으로는 액체장의 압력 구배에 의한 힘과 저항력이, 그리고 Y -방향으로는 부력과 저항력이 균형을 이루게 됨을 알 수 있다. 이러한 사실은 후래시 증발에 의해 발생된 증기 기포의 궤적을 올바르게 예측하기 위해서는 무엇보다도 2상 유동장에서 저항계수 C_d 와 가상질량 계수 C_v 의 역할이 중요하다는 것을 말한다. 본 계산에서는 가상질량 계수는 기포의 성장과 난류 영향 등에 의해 기포 주변에서 유동박리(flow separation)와 wake formation 및 shedding등이 발생⁽²⁵⁾되고 따라서 보다 복잡한 액체 유동장이 야기될 것이므로 식 (9)에서 C_{vo} 는 1.0이라고 놓았다.

(2) 기포의 성장

Fig. 7은 입구수문의 위치 P_1 에서 출발한 기포를 따라 기포의 성장률($\dot{R}(t)$)과 무차원화된 기포의 크기($R(t)$)를 나타낸 것이다. 전체적으로 초기의 입구수문 부근에서 높은 과열도에 의해 급격한 성장률을 나타내다가 기포가 하류와 자유표면 쪽으로 진행되면서(시간이 지남에 따라) 주변 액체의 온도

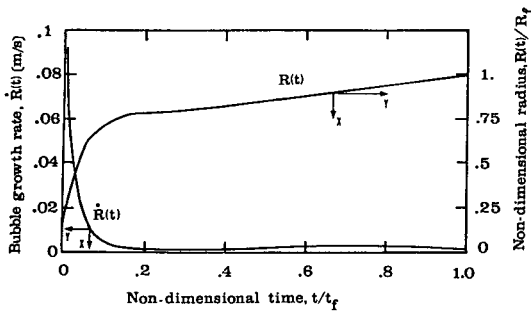


Fig. 7 Calculated bubble size and growth rate along its trajectories; ($w = 16.1\text{kg/s}\cdot\text{m}$, $H_g = 12.4\text{mm}$, $H_w = 100\text{mm}$, $L = 1.1\text{m}$, $T_v = 76.91^\circ\text{C}$, $\Delta T_s = 2.31^\circ\text{C}$, $\Delta P_v = 1.935\text{kPa}$, $d_{inlet} = 0.6\text{mm}$, $N_b = 600$)

감소에 의해 성장이 매우 둔화되고 있음을 볼 수 있다. 즉, 시간 t/t_f 가 0.1에 이르면 기포성장이 약 70%정도 이루어짐을 알 수 있다. 이러한 기포 성장의 특성은 입구의 다른 위치(P_2-P_5 , Fig. 4 참조)에서 출발한 기포들에 대해서도 마찬가지이며, 결과적으로 후래시 증발은 입구 부근의 과열도가 높은 액체장에서 2상 간의 물질전달을 수반하는 급격한 열전달에 의해 일어나고 있음을 알 수 있다.

(3) 액체장의 온도 분포

Fig. 8(a)는 입구수문 영역에서 온도분포이고 (b)는 급격하게 유선이 굽어는 단상영역에서 온도분포이며, (c)는 출구 부근의 온도분포이다. 후래시 증발기 내부에서 발생하는 증발과정은 후래시 증발과

정과 표면 증발과정으로 나누어 볼 수 있다. Fig. 8(a)를 보면 특히 입구 부분에서 유출된 고온의 액체가 재순환 영역과의 경계부분에서 후래시 증발에 따른 기화열 손실로 급격히 온도가 감소되고, 또한 자유표면에서도 표면증발에 의해 급격한 온도 감소를 볼 수 있다. 그러나 하루로 내려갈 수록 액체의 온도분포는 균일해지고 표면증발 방식만이 남게되는 것을 볼 수 있다. 그림에는 Lior와 Greif⁽¹⁾의 실험결과에서 자유표면의 비정상적인 운동에 의해 관찰된 최대 수위($H_{w,max}$)와 최저 수위($H_{w,min}$) 그리고 측정된 온도의 최대 온도변동(temperature fluctuation)과 그 위치를 함께 나타내었다. 비록 입구 부분에서 기포의 급격한 성장에 의해 계산값이 다소 작게 예측되었으나 온도차의 절대치가 작고 실험상의 측정오차를 고려한다면 현재의 계산결과는 실험의 평균적인 온도분포를 합리적으로 예측한다고 볼 수 있다. 그리고 계산에서 사용된 에너지 방정식의 자유표면 경계조건(식 (28))은 액체의 온도분포를 예측하는데 중요한 역할을 하였으며, 자유표면의 열적 경계층두께의 변화는 별로 영향을 주지 않았다.

(4) 비평형한도 및 증발률

비평형한도(식 (1))는 증발기의 설계나 운전시에 증발성능을 나타내는 중요한 변수로서 많은 실험식이 제시되고 있으며⁽³⁾ Table 4에는 비교적 사용하기에 용이한 7가지의 실험적 관계식들이 다음과 같은 변수들로서 정리되어 있다.

$$\Delta T' = f(\text{tn}(w, H_w, L, v_g(\text{or } T_v), \Delta T_{fd}(\text{or } T_s)))$$

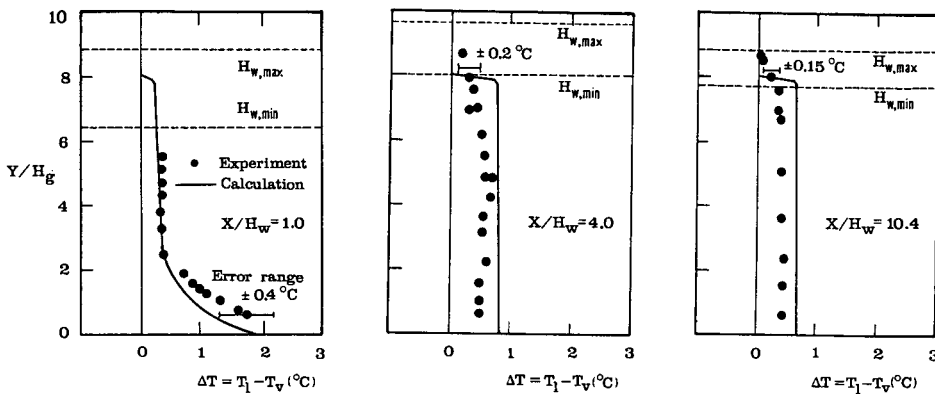


Fig. 8 Comparisons of temperature profiles between calculations and experiments ($w = 16.1\text{kg/s}\cdot\text{m}$, $H_g = 12.4\text{mm}$, $H_w = 100\text{mm}$, $L = 1.1\text{m}$, $T_v = 76.91^\circ\text{C}$, $\Delta T_s = 2.31^\circ\text{C}$, $\Delta P_v = 1.935\text{kPa}$, $d_{inlet} = 0.6\text{mm}$, $N_b = 600$)

Table 4 Various non-equilibrium allowances in MSF evaporators⁽³⁾

- (1) AMF eq. No.2; American Machine & Foundry Co.

$$\Delta' = 0.156 H_w^{0.86} \nu_g^{0.71} (w \times 10^{-5})^{0.455} \Delta T_{fd}^{-0.5}$$
- (2) ORNL/AMF; Oak Ridge National Laboratory

$$\Delta'_{10} = (0.9784) T_v^{15.7378} H_w^{1.3777} w \times 10^{-6}$$

$$\Delta' = [\Delta'_{10} / (0.5 \Delta T_{fd} + \Delta'_{10})]^{0.3281 L} (0.5 \Delta T_{fd} + \Delta'_{10})$$
- (3) BLH eq. No.1; Baldwin-Lima-Hamilton Co.

$$\Delta' = \Delta T_{fd} (2.88 \Delta P_{fd}^{-0.22} \nu_g^{-0.05} - 1.0)$$
- (4) BLH eq. No.2

$$\Delta' = 0.857 H_w^{0.344} \nu_g^{0.284} (w \times 10^{-5})^{0.182} \Delta P_{fd}^{-0.348}$$
- (5) B & R eq.; Burns & Roe Inc.

$$\Delta' = (7867.17) H_w^{1.1} \Delta T_{fd}^{-0.25} (w \times 10^{-3})^{0.5} (1.8 T_v + 32.)^{-2.5}$$
- (6) Fujii eq. No.1 (without baffle)

$$\Delta' = 1.13 \Delta T_s \exp[(-2/\nu_g) + (0.65 H_w \cdot w \times 10^{-5} - 0.5) \Delta T_{fd}]$$
- (7) Miyatake et al.

$$\Delta' = 33 \Delta T_{fd}^{0.55} / T_v$$

$$\Delta P_{fd}) \tag{29}$$

Fig. 9에는 동일한 조건하에서 Table 4에 나타난 여러 실험식들에 의해 계산된 비평형 한도를 비교하여 나타냈으며, 매우 폭 넓게 분포(약 0.01~0.7°C)하고 있음을 볼 수 있다. 이렇게 비평형 한도가 서로 다르게 예측되는 이유를 Lior⁽³⁾는 실험 측정상의 오차와 부적절한 변수들의 선정등에 기인한다고 생각하였다. 본 연구에서는 식 (29)에서 비평형한도를 예측하는데 고려되지 않았던 새로운 변수로서, 입구에서 기포핵의 수밀도(N_b , 단위 체적(1cm³)당 함유된 기포핵의 개수)와 크기를 고려하였다. Fig. 9에는 같은 조건하에서 각 실험식에 의해 예측된 비평형한도와 입구 수밀도에 따라 계산된 비평형한도의 분포(일점쇄선)를 보여주고 있다. 입구에서 기포핵의 수밀도가 증가함에 따라 후래시 증발이 활발히 일어나므로 계산된 비평형한도가 감소되고 있으며, 유입되는 기포핵의 크기가 클 때에도 다소 작아지고 있음을 보여준다. 이러한 계산결과는 기존의 비평형한도의 관계식으로부터 예측된 결과들을 어느정도 포함하고 있으며, 이것은 비평

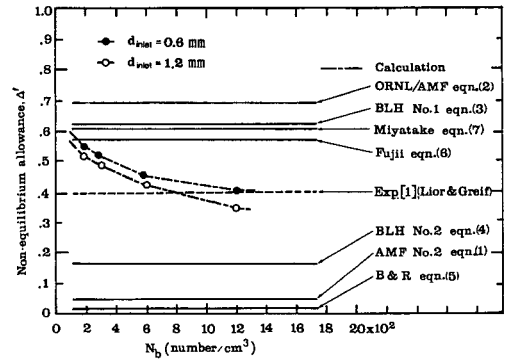


Fig. 9 Comparison of non-equilibrium allowance between calculations and various correlations. ($w=16.1\text{kg/s}\cdot\text{m}$, $H_g=12.4\text{mm}$, $H_w=100\text{mm}$, $L=1.1\text{m}$, $T_v=76.91^\circ\text{C}$, $\Delta T_s=2.31^\circ\text{C}$, $\Delta P_v=1.935\text{kPa}$), equation numbers should be referred to Table 4

Table 5 Comparison of experimental and calculated results

Conditions	Results		
	Experiments ⁽¹⁾	Calculations	
$H_g=12.4[\text{mm}]$	$T_0[^\circ\text{C}]$	77.31	77.36
$H_w=100[\text{mm}]$	$\Delta T_{fd}[^\circ\text{C}]$	1.91	1.859
$w=16.1[\text{kg/s}\cdot\text{m}]$	$\Delta' [^\circ\text{C}]$	0.4	0.451
$T_v=76.91[^\circ\text{C}]$	$1-\beta$	0.187	0.195
$P_v=0.4196[\text{Bar}]$			
$T_i=79.22[^\circ\text{C}]$			
$\Delta T_s=2.31[^\circ\text{C}]$	$\dot{m}_v/\dot{m}_i[\%]$	—	0.293
$\dot{Q}_A=19.4[\text{kw}]$	$\dot{Q}_b/\dot{Q}_A[\%]$	82.1	70.1
$N_b=700[\text{cm}^{-3}]$	$\dot{Q}_f/\dot{Q}_b[\%]$	—	99.7
$d_{inlet}=0.6[\text{mm}]$			

형한도를 정확하게 예측하기 위해서 입구에서 기포핵의 개수와 크기를 결정하는 새로운 변수들이 추가로 고려되어야 한다는 것을 의미한다. 즉, 기포가 생성되는 기구(mechanism)는 기존의 변수뿐만 아니라 실험장치의 크기, 입구수문의 형상이나 재질 및 거칠기 정도 그리고 액체에 포함된 비응축성 기체나 불순물 혹은 첨가제에 의해 결정적인 영향을 받으므로 이러한 변수들에 대한 개별적인 영향이 앞으로 고려되어야 할 것이다.

마지막으로 전체적인 증발률을 알아보기 위해 현재의 계산 결과는 Table 5와 같이 Lior와 Greif⁽¹⁾의 실험결과와 비교하였다. 이를 살펴보면 증발기

내부에서 유입 유량에 대한 증발된 증기의 양(\dot{m}_o/\dot{m}_i)은 약 0.293%를 차지하였으며, 이러한 증기를 생성하기 위해 사용된 열량(\dot{Q}_b)은 입구에서 유입되는 이용할 수 있는 최대에너지(\dot{Q}_A)의 약 70.1%이었으며 실험값은 82.1%이었다. 또한 증발에 사용된 전체에너지(후래시증발+표면증발)중에서 후래시 증발에 의한 양(\dot{Q}_f/\dot{Q}_b)은 99.7%로 거의 대부분의 증발이 후래시 증발에 의해 일어나고 있음을 알 수 있다.

6. 결 론

다단 후래시 증발장치의 증발성능을 알아보기 위해 수치적인 방법으로 속도 및 온도분포를 예측하였다. 이를 위해 증발기 내부의 2상유동(거의 기포류) 영역에서 나타나는 증기 기포들의 운동과 성장률을 해석하였으며, 증발기 내부의 온도장과 비평형한도를 조사하였다. 현재의 계산결과를 기존의 실험값과 비교한 결과 많은 단순화된 가정에도 불구하고 후래시 증발기의 증발량을 상당히 정확히 예측할 수 있었고 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 후래시 증발기에서 발생된 증기 기포에 작용하는 힘은 초기에 액체의 가상질량에 의한 관성력이 중요한 역할을 하였으나 하류로 내려가면서 밀도차에 의한 부력과 주위 유동저항에 의한 힘이 균형을 이루었다. 즉 기포의 궤적은 초기에 액체의 유선과 같은 궤적을 가지다가 부력에 의해 액체의 유선으로 부터 이탈되어 급격히 자유표면으로 휘어져 상승하면서 자유표면을 빠져나갔다.

(2) 후래시 증발기에서 증기기포의 성장을 지배하는 것은 주변 액체의 과열도이며 후래시 단의 입구 부분에서 가장 높은 과열도를 유지하기 때문에 이 부분에서 급격한 기포의 성장과 온도감소가 예측되었고, 여기서 거의 대부분이 후래시 현상에 의해 증발이 되고 있음을 알 수 있다.

(3) 현재의 근사적인 수치해석의 결과를 보면 생성된 전체의 증발량 중에서 후래시 증발과정(flash evaporation mode)에 의한 증발이 99%이상을 차지한 반면 표면 증발과정(surface evaporation mode)에 의한 기여는 상대적으로 매우 적었다.

(4) 증발성능에 영향을 주는 변수로서, 기존에 고려된 변수들(유입 액체의 유량, 수위, 단의 길이, 단의 포화온도 그리고 단의 flash down 온도 등)과 함께 후래시 단의 입구에서 기포핵의 수밀도

와 크기의 영향을 고려하였다. 그 결과, 입구에서 기포핵의 수밀도가 증가함에 따라 활발한 후래시 증발이 일어나며 전체적으로 비평형한도가 감소되는 것을 볼 수 있었다. 이는 비평형한도를 정확하게 예측하기 위해서는 기존의 변수들 만으로는 부족하며, 기포생성의 기구에 관련된 변수들이 고려되어야 함을 의미한다.

참 고 문 헌

- (1) Lior, N. and Greif, R., 1980, "Some Basic Observations on Heat Transfer and Evaporation in the Horizontal Flash Evaporator", *Desalination*, Vol.33, pp.269~286.
- (2) Lior, N. and Nishiyama, E., 1983, "The Effects of Gas Bubbles on Flash Evaporation", *Desalination*, Vol.45, pp.231~240.
- (3) Lior, N., 1986, "Formulas for Calculating the Approach to Equilibrium in Open Channel Flash Evaporators for Saline Water", *Desalination*, Vol.60, pp.223~249.
- (4) Crowe, C.T., Sharma, M.P., and Stock, D.E., 1977, "The Particle-Source-In Cell (PSI-Cell) Model for Gas-Droplet Flows", *Journal of Fluids Engineering*, *Trans. ASME*, Vol.99, No.2, pp.325~332.
- (5) Patankar, S.V., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", *Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences*, McGraw-Hill
- (6) Raithby, G.D., 1976, "Skew Upstream Differencing Schemes for Problems Involving Fluid Flow", *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol.9, pp.153~164.
- (7) Launder, B.E., and Spalding, D.B., 1974, "The Numerical Calculation of Turbulent Flows", *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol.3, pp.269~289.
- (8) Clift, R., Grace J.R. and Weber, M.E., 1978, "Bubbles, Drops and Particles", *Academic Press Inc.*, New York.
- (9) Ishii, M. and Zuber, N., 1979, "Drag Coefficient and Relative Velocity in Bubbly, Droplet or Particle Flows", *AIChE J.*, Vol.25, No.5 pp.843~855.
- (10) Zuber, N., 1964, "On the Dispersed Two-Phase Flow on the Laminar Flow Regime", *Chemical Engineering Science*, Vol. 19, pp.897~917.
- (11) Wijngaarden, L.V., 1976, "Hydrodynamic Interaction Between Gas and Bubbles in Liquid", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.77, Part 1, pp.27~44.

- (12) Ruggles, A.E., Lahey, R.T., Drew, D.A. and Scar-ton, H.A., 1988, "An Investigation of the Propagation of Pressure Perturbations in Bubbly Air-Water Flows", *Journal of Heat Transfer, Trans. ASME*, Vol.110, No.2, pp.494~499.
- (13) Prosperetti, A. and Plesset, H.S., 1978, "Vapor-bubble Growth in a Superheated Liquid", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.85, Part 2, pp.349~368.
- (14) Theofanous, T.G. and Patel, P.D., 1976, "Universal Relations for Bubble Growth", *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.19, pp.425~429.
- (15) Mikic, B.B., Rohsenow, W.M. and Griffith, P., 1970, "On the Bubble Growth", *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.13, pp.657~666.
- (16) 이상용, 방병렬, 설광원, 1987, "다단 후래시 증발장치 내부의 액체 유동 및 열전달 현상에 관한 연구", 한국과학재단 일반연구 보고서, 한국과학기술원.
- (17) Hilal, M.M. and Marwan, M.A., 1985, "Design Equations for a New Setup of Sluice Gates to Stabilize Inter-Stage Brine Flow", *Desalination*, Vol.55, pp.139~144.
- (18) Hilal, M.M., Marwan, M.A. and Mariy, A.H., 1987, "Experimental Verification of Interstage Sluice Gate Design Equations", *Desalination*, Vol.61, pp.7~16.
- (19) Hsu, Y.Y. and Graham, R.W., 1976, "Transport Processes in Boiling and Two-Phase Systems: Including Near-Critical Fluids", Chp.2, McGraw-Hill.
- (20) Hömig, H.E., 1978, "Seawater and Seawater Distillation", *Fichtner-Handbook*, Chp.7, Vulkan-Verlag · Essen.
- (21) 이재인, 1990, "평면 벽면분류의 유입경계조건을 가지는 이차원 개수로 유동에 관한 실험적 연구", 한국과학기술원 석사학위논문.
- (22) Mercier, J., Lyrio, A. and Forslund, R., 1973, "Three-Dimensional Study of the Nonrectilinear Trajectory of Air Bubbles Rising in Water", *Journal of Applied Mechanics, Trans. ASME*, Vol.40, pp.650~654.
- (23) Baker, J.L.L. and Chao, B.T., 1965, "An Experimental Investigation of Air Bubble Motion in a Turbulent Water Stream", *AIChE J.* Vol.11, No.2, pp.268~273.
- (24) Saffman, P.G., 1956, "On the Rise of Small Air Bubbles in Water", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.1, pp.249~275.
- (25) Tsuchiya, K. and Fan, L.-S., 1988, "Near-Wake Structure of a Single Gas Bubble in a Two-Dimensional Liquid-Solid Fluidized Bed: Vortex Shedding and Wake Size Variation", *Chemical Engineering Science*, Vol.43, No.5, pp.1167~1181.