

이중확산 대류계에서의 부력효과에 관한 연구(II)

-이론적 연구-

홍 남 호* · 김 민 찬** · 현 명 택***

(99년 1월 8일 접수)

A Study on Buoyancy Effects in Double-Diffusive Convecting System(II) -Theoretical Study-

Nam-Ho Hong* · Min-Chan Kim** · Myung-Taek Hyun***

Key Words : Double-Diffusive Convecting System(이중확산 대류계), Natural Convection (자연대류), Stability Analysis(안정성 해석), Soret Effect(Soret 효과)

Abstract

The time of the onset of double-diffusive convection in time-dependent, nonlinear concentration fields is investigated theoretically. The initially quiescent horizontal fluid layer with a uniform temperature gradient experiences a sudden concentration change from below, but its stable thermal stratification affects concentration effects in such way to invoke convective motion. The related stability analysis, including Soret effect, is conducted on the basis of the propagation theory. Under the linear stability theory the concentration penetration depth is used as a length scaling factor, and the similarity transform for the linearized perturbation equations. The newly obtained stability equations are solved numerically. The resulting critical time to mark the onset of regular cells are obtained as a function of the thermal Rayleigh number, the solute Rayleigh number, and the Soret effect coefficient. For a certain value of the Soret effect coefficient, the stable thermal gradient promote double-diffusive convective motion.

1. 서 론

이중확산계에서 부력에 의한 자연대류는 해양학, 결정성장계, 태양열 연못, 천연가스 저장시설

등의 과학적, 공학적 응용과 관련하여 많은 연구가 진행되어왔다¹⁻⁴⁾. 그러나, 실제계의 복잡성때문에 다양한 자연대류 효과를 결정하는 안정성 기준을 예측하는 것은 매우 어렵다. 이러한 어려

* 제주대학교 대학원 기계공학과, 서귀농업고등학교 교사

** 제주대학교 화학공학과

*** 정희원, 제주대학교 기계공학과

움은 비선형이며 시간의존형의 용질의 농도 분포와 온도 분포에서 기인한다.

초기 정지상태의 열적으로 안정하게 성층화된 유체층에 갑작스런 농도장의 변화를 주면 일정시간의 경과후에 자연대류가 발생하게 된다. 이 자연대류 발생시간은 온도차에 의한 Rayleigh 수, 농도차에 의한 용질 Rayleigh 수에 의존하게 된다⁵⁾. 따라서, 자연대류 발생 임계시간을 예측하는 것이 중요하게 된다. 자연대류 발생의 구동력이 되는 Rayleigh 수가 큰 경우, deep-pool 계에서 자연대류 발생 임계시간을 예측하기 위하여 증폭 이론(amplification theory)⁶⁾, 에너지법 (energy method)⁷⁾, 추계모델 (stochastic model)⁸⁾, 전파이론 (propagation theory)⁹⁾ 등이 사용되어 왔다. 이 중 증폭이론이 가장 많이 사용되어온 방법이나 초기조건과 자연대류 발생 임계시점을 결정하는 성장률을 결정하는데 임의성을 포함한다. 에너지 법에 의한 해석결과는 자연대류 발생 임계시점의 하한치를 제시한다. 추계모델도 초기조건 설정에 임의성을 내포한다. 열 침투 깊이 또는 농도 경계층 깊이를 새로운 길이차원으로 하여 선형화된 교란방정식을 유사변환하는 전파이론은 어떠한 임의성도 내포하지 않는 결정론적 방법으로 경계층 특성을 가지는 많은 계에서 자연대류 발생 임계조건을 성공적으로 예측하여 왔다.¹⁰⁻¹²⁾

본 연구에서 고려되고 있는 이중확산계에 대한 대부분의 해석은 Soret 효과를 무시하고 진행되었다.^{13,14)} 그러나, 온도 구배가 크지않은 계에서도 Soret 효과는 자연대류 현상에 중요한 역할을 할 수 있음이 밝혀지고 있다^{15,16)}. 본 연구에서는 이중 확산계에서 Soret 효과를 고려하여 자연대류 발생 임계시점을 전파이론을 적용하여 해석하였다. 따라서 본 연구는 본 연구진에 의하여 진행된 전기화학계에서 이중 확산 대류 현상에 대한 실험적 연구의 보완이 될 것이다.¹⁷⁾

2. 이론적 해석

1. 지배 방정식

본 연구에서 고려되고 있는 계는 Fig. 1에 보는 바와 같이 거리가 "d"인 두평판사이에 놓인 수평

유체층이다. 유체층은 초기에는 정지상태에 있고 일정한 농도 C_0 로 유지되며 균일한 온도 구배로 안정하게 성층화되어 있다. 시간 $t=0$ 에 밀면에는 농도가 감소하게 되며 시간에 따라 일정하게 유지된다. 농도차가 큰 경우에는 일정시간이 지난 후 부력에 의한 자연대류가 발생하게 된다. 이러한 조건하에서 유체층의 농도 분포는 다음과 같은 상태 방정식에 의하여 주어진다.⁵⁾

$$\rho = \rho_0[1 - \beta(T - T_0) + \alpha(C - C_0)] \quad (1)$$

여기서 ρ , T , C , β 와 α 는 각각 유체의 밀도, 온도, 농도, 열 팽창계수 및 용질의 농도에 의한 부피 팽창계수이다. 하첨자 "0"은 기준 상태를 나타낸다.

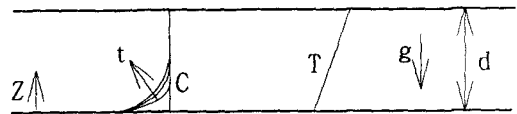


Fig. 1 Schematic diagram of system

열속(J_Q)과 용질 확산속(J_C)을 온도 및 농도와 연관 짓는 현상학적 모델은 다음과 같이 주어진다^{15,16)}.

$$J_Q = -k \nabla T - TC \left(\frac{\partial \mu}{\partial C} \right) D' \nabla C \quad (2)$$

$$J_C = -\alpha_s [\nabla C - S_T C C \nabla T] \quad (3)$$

여기서 k , μ , D' , α_s , S_T 와 C' 는 각각 열 전도도, 화학 포텐셜, Dufour 계수, 물질 확산 계수, Soret 계수와 용매의 농도이다. Onsager의 상관법칙에 의하여 $D' = \alpha_s S_T$ 로 주어지며, 액체에서는 Dufour 계수는 Soret 계수 보다 몇 크기 위수 작은 값을 가진다. 따라서 Dufour 효과는 액체에서는 보통 무시된다.

본 연구에서 고려되는 계에서 자연대류 발생에 영향을 주는 중요한 인자들은 다음과 같이 정의되는 용질 Rayleigh 수 Rs , Rayleigh 수 Ra , Schmidt 수 Sc , Lewis 수 Le 와 무차원 Soret 효과 계수 ϵ 이다.

$$Rs = \frac{g\gamma\Delta C a^3}{\alpha_s \nu}, Ra = \frac{g\beta\Delta T d^3}{\alpha\nu}, Sc = \frac{\nu}{\alpha_s},$$

$$Le = \frac{\alpha}{\alpha_s}, \varepsilon = S_T \overline{CC} \frac{\gamma}{\beta}$$

여기서 g , α , ν , ΔT , ΔC , 와 \overline{C} 는 각각 중력 가속도, 열 확산계수, 동점도, 온도차, 농도차 및 유체층의 평균 농도를 나타낸다. 본 연구진에 의하여 실험적으로 연구된 황산구리 용액계에서는 $O(\gamma/\beta)=100(\text{mol/l})^{-1}\text{K}$ 이다. 따라서 S_T 가 작은 값을 갖는다 하더라도 ε 을 무시할 수는 없다. 선형 안정성 이론을 사용하면 Soret 효과를 고려하는 보존 방정식은 다음과 같은 무차원화된 형태로 주어진다.¹³⁻¹⁶⁾

$$\left(\frac{1}{Sc} \frac{\partial}{\partial \tau} - \nabla^2\right) \nabla^2 w = -\nabla_1^2 \phi_1 + Le \nabla_1^2 \theta_1 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial \tau} + Rs \frac{\partial \phi_0}{\partial z} w = \nabla^2 (\phi_1 + Le \cdot \varepsilon \theta_1) \quad (5)$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \tau} + Ra \frac{\partial \theta_0}{\partial z} w = Le \nabla^2 \theta_1 \quad (6)$$

여기서 ∇^2 는 삼차원 Laplace 연산자이고, ∇_1^2 은 x 와 y 에 대한 2차원 수평 Laplace 연산자이다. z , τ , w , θ_0 , θ_1 , ϕ_0 와 ϕ_1 은 각각 수직 방향의 무차원 길이, 시간, 기본 온도, 온도 섭동량, 기본 농도 및 농도 섭동량을 나타낸다. 각 변수들은 d , d^2/α , α/d , ΔT , $\nu\alpha_s/g\gamma d^3$ 를 사용하여 무차원화하였다. 경계조건들은 다음과 같다.

$$w_1 = \frac{\partial w_1}{\partial z} = \phi_1 = \theta_1 = 0 \quad \text{for } z=0 \text{ and } z=1 \quad (7)$$

$$\phi_0 = \theta_0 + 1 = 0 \quad \text{at } z=0 \quad (8)$$

$$\phi_0 = \theta_0 + 1 = 1 \quad \text{at } z=1 \quad (9)$$

식(7)은 고정 경계면에서 섭동량들의 변화가 없다는 것을 나타낸다.

변수분리법을 사용하면, 기본 농도장에 대한 Graetz 형의 해를 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$\phi_0 = z - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n\pi} \sin(n\pi z) \exp(-n^2 \pi^2 \tau) \quad (10)$$

τ 가 작은 경우의 deep-pool계에서는, 기본 농도장을 다음과 같은 Leveque형의 해로 나타낼 수 있다.

$$\phi_0 = \text{erf}\left(\frac{z}{4\sqrt{\tau}}\right) \quad (11)$$

열적으로 안정하게 성층화된 유체층의 경우, 식(8)과 (9)를 만족하는 기본 온도장은 Fig. 1에서와 같이 선형으로 주어진다. 따라서 상태 방정식을 만족하는 기본 밀도장은 다음과 같이 정의될 수 있다.

$$\bar{\rho} = -1 + \phi_0 - \frac{RaLe}{Rs} \theta_0 \quad (12)$$

여기서 $\bar{\rho}$ 는 $(\rho - \rho_0)\Delta C\gamma/\rho_0$ 무차원화된 밀도이다. 위의 기본 농도장 및 온도장을 만족하는 밀도분포는 Fig. 2에 주어져 있다. 그림에서 보듯이 밀도의 최대값이 유체층내에 존재하게 된다. 이와 같은 농도 분포는 Ueda 등의 계와 비슷한 분포이다.¹⁸⁾

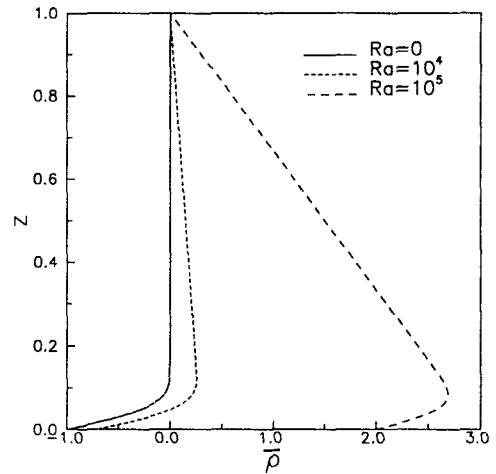


Fig. 2 Base density profiles with respect Ra for $Rs=10^7$, $Le=300$ and $\tau=0.001$. $\bar{\rho}$ and z represent the dimensionless density and the dimensionless vertical distance, respectively.

2. 전파이론

Rs, Sc, Ra, Le 및 ϵ 이 주어진 경우에 대류 발생 임계시점은 안정성 교환의 원리(the principle of exchange of stabilities)하에서 식 (4)-(6)와 경계조건 식(7)에 의하여 결정된다. 안정하에 성층화된 밀도장에 의해서 초기에는 교란량들의 크기가 감폭될수도 있지만, 교란들은 연속적으로 생성되고 성장한다. 따라서 열확산 및 수용액에서의 이온들의 확산에 의한 농도 분포는 시간의존형이 된다. 그러므로, 이중 확산계에서 자연대류발생 임계시점에 대한 정량적인 결과를 얻는 것은 쉬운 일이 아니다. 동결시간 모델(frozen-time model)에서는 시간에 대한 도함수를 포함하는 항들을 무시하여 계를 시간에 무관한 형태로 전환하여 해석한다. 증폭이론과 추계 모델에서는 $\tau=0$ 에서의 적절한 초기조건들이 요구된다. 증폭이론이 여러 모델들 중에서 가장 많이 쓰이고 있으나 자연대류 발생을 나타내는 증폭율을 실험적으로 결정해야 한다. 하지만 다음에 설명되는 전파이론은 어떠한 임의성을 포함하지 않는 결정론적인 방법으로 deep-pool 계에서의 자연대류 발생 임계시점을 성공적으로 예측하여 왔다. 따라서 본 연구에서는 이중확산 대류계에서의 자연대류 발생을 전파이론을 사용하여 예측할 것이다.

정규 형태 해석(normal mode analysis)에 의하면, 대류 유동은 수평면에서 주기성을 가진다고 가정된다.¹⁸⁾ 따라서 섭동량들은 무차원 파수 a_x 와 a_y 를 사용하여 다음과 같이 나타내어 진다.

$$[w_1(\tau, x, y, z), \varphi_1(\tau, x, y, z), \theta_1(\tau, x, y, z)] \\ = [w_1^*(\tau, z), \varphi_1^*(\tau, z), \theta_1^*(\tau, z)] \exp[i(a_x x + a_y y)] \quad (13)$$

여기서 'i' 허수 단위이다. 식(13)을 식 (4)-(6)에 대입하면 무차원 수평 파수 $a=(a_x^2+a_y^2)^{1/2}$ 의 항으로 진폭함수들을 나타낼 수 있다. 자연대류 발생 임계시점 t_c 를 찾기위한 전파이론은 교란량들이 주로 농도 경계층 깊이 Δ_c 내에 한정되고 식 (4)-(6)에서의 교란량들이 $\Delta_c(\propto t^{1/2})$ 의 항으로 나타내어지는 다음의 위수 해석을 만족한다는 가정에 근거한다.

$$\frac{\partial C_1}{\partial t} \sim W_1 \frac{\partial C_0}{\partial Z} \sim a_s \nabla^2 C_1 \sim a_s \frac{C_1}{\Delta_c^2} \quad (14)$$

$$g\gamma C_1 \sim \nu \frac{W_1}{\Delta_c^2}, W_1 \sim \frac{g\gamma \Delta_c^2}{\nu} C_1 \quad (15)$$

따라서, 위의 관계식으로부터 다음과 같은 상관관계를 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial C_0}{\partial Z} \sim \frac{a_s \nu}{g\gamma \Delta_c^2} = \frac{\Delta C}{\Delta_c} \left(\frac{g\gamma \Delta_c T \Delta_c^3}{a_s \nu} \right)^{-1} = \frac{\Delta C}{\Delta_c} R_{s\Delta_c}^{-1} \quad (16)$$

여기서 $R_{s\Delta_c}$ 는 길이차원이 Δ_c 이고, 농도차가 ΔC 인 용질 Rayleigh 수이다. R_s 를 증가시키에 따라 무차원 임계시간 τ_c 와 그때의 Δ_c 는 작아지게 될 것이다. 식(16)에서 $|\partial C_0/\partial Z| \sim \Delta C/\Delta_c$ 의 관계가 성립하므로 시간 t 가 작은 경우에 $R_{s\Delta_c}(\propto R_s \tau^{3/2})$ 의 특성치가 일정하다고 가정할 수 있다. 이와 같은 경향은 Foster⁶⁾, Wankat와 Homsy⁷⁾, Jhavaray와 Homsy⁸⁾ 및 Choi 등⁹⁾에 의하여 예측되었다. 본 연구에서는 자연대류는 주로 농도차에 의하여 지배된다고 가정하였다. 즉 $g\gamma C_1 \gg g\beta T_1$ 의 관계가 성립한다고 가정하였다. 위의 사실에 기초하여 교란량들의 무차원 진폭함수는 다음과 같은 형태를 갖는다고 가정한다.

$$[w_1^*(\tau, z), \theta_1^*(\tau, z), \varphi_1^*(\tau, z)] \\ = [\tau w^*(\zeta), \theta^*(\zeta), \varphi^*(\zeta)] \quad (17)$$

여기서 $\zeta=z/\sqrt{\tau}$ 이다. 유사변수 ζ 는 교란량들의 시간 및 공간상에서의 변화를 고려하기 위하여 도입하였다. 식(13)과 (17)의 관계를 이용하면 다음과 같은 무차원화된 형태의 안정성 방정식을 유도할 수 있다.

$$(D^2 - a^{*2})^2 w^* = \frac{1}{Sc} \left(-\frac{1}{2} \zeta D^3 + \frac{1}{2} a^{*2} \right) w^* \\ - a^{*2} (\varphi^* - Le \theta^*) \quad (18)$$

$$\left(D^2 + \frac{1}{2} \zeta D - a^{*2} \right) \varphi^* \\ = R_s^* w^* D \varphi_0 - Le \cdot \epsilon (D^2 - a^{*2}) \theta^* \quad (19)$$

$$\left(D^2 + \frac{1}{2Le} \zeta D - a^2\right)\theta^* = \frac{Ra^*}{Le} w^* \quad (20)$$

경계조건은 다음과 같다.

$$w^* = Dw^* = \phi^* = \theta^* = 0 \quad \text{for } \zeta=0 \text{ and } \zeta \rightarrow \infty \quad (21)$$

여기서 $a^* = a\sqrt{\tau}$, $Rs^* = Rs\tau^{3/2}$, $Ra^* = Ra\tau^2$ 그리고 $D = d/d\zeta$ 이다. 이 방정식들은 시간 의존성을 내포하고 있다. a^* , Ra^* 및 Rs^* 는 고유치들이고 안정성 교환의 원리가 성립한다고 가정한다. 이것이 전 파이프론의 주된 내용이다. Sc , Le , a^* , ϵ 및 Ra^* 가 주어진 경우에 Rs^* 의 최소값을 수치적으로 찾아 자연대류 발생 임계조건을 결정하게 된다.

3. 수치적 해법

식(18)-(21)의 안정성 방정식을 적분하기 위해서는, 주어진 Sc , Le , a^* , ϵ 및 Ra^* 값에 대해서 고유치 Rs^* 와 $\zeta=0$ 에서 D^3w^* , $D\phi^*$ 와 $D\theta^*$ 의 값을 가정하여야 한다. 본 연구에서는 황산구리-황산 수용액에서 열 및 구리 이온의 확산을 고려하기 위하여 Sc 와 Le 를 각각 2100과 300으로 고정하였다. 식(21)로 주어진 경계조건들은 모두 제차적(homogeneous)이므로, $\zeta=0$ 에서 D^2w^* 은 임의로 고정할 수 있다. 이 과정을 거치면 경계치 문제를 초기치 문제를 전환하는 shooting법을 사용하여 적분할 수 있게 된다.¹¹⁾ $\zeta=0$ 에서의 4개의 경계조건과 앞에서 가정된 값들이면 수치적으로 적분할 수 있는 모든 조건들이 만족된다. 적분은 4차 Runge-Kutta법을 사용하여 $\zeta=0$ 에서 무한대의 경계조건을 만족시킬 수 있는 충분히 큰 값까지 진행된다. Newton-Raphson 반복법을 사용하여 무한대에서의 경계조건이 최대 상대 오차범위에서 수렴이 되면 적분 상한을 증가시켜 위의 계산을 반복하고 외삽법을 사용하여 무한대의 경계조건을 만족하는 Rs^* 값을 구한다.

3. 결과 및 고찰

a^* 와 Ra^* 를 변화시켜가면서 $Le=300$,

$Sc=2100$ 에 대한 중립안정성 곡선을 구하여 결과를 Fig. 3에 나타내었다. Fig. 3에 주어진 중립안정성 곡선에서 Ra^* 에 대해서 Rs^* 의 최소값과 그에 해당하는 a^* 의 값이 자연대류 발생 임계조건을 나타낸다. Fig. 4와 Table 1에 임계조건들이 정리되어 있다. $Rs_c^* = Rs\sqrt{\tau_c^3}$ 및 $Ra_c^* = Ra\tau_c^2$ 의 관계를 이용하면 주어진 Rs 와 Ra 값에 대한 임계시간 τ_c 를 구할 수 있다.

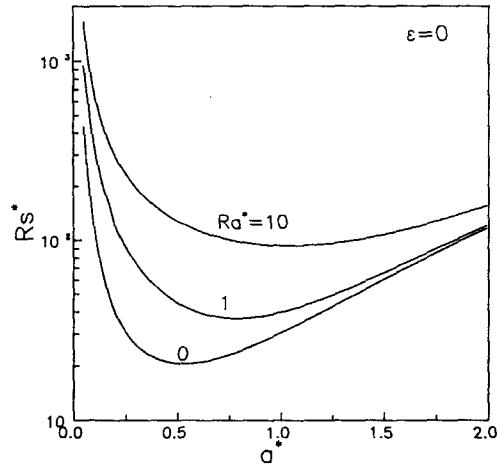


Fig. 3 Neutral stability curves for $Sc=2100$, $Le=300$ and $\epsilon=0$.

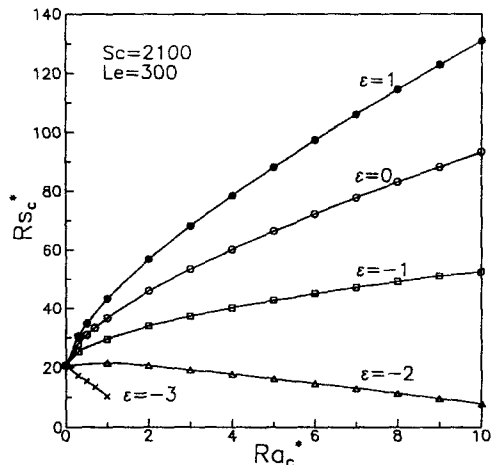
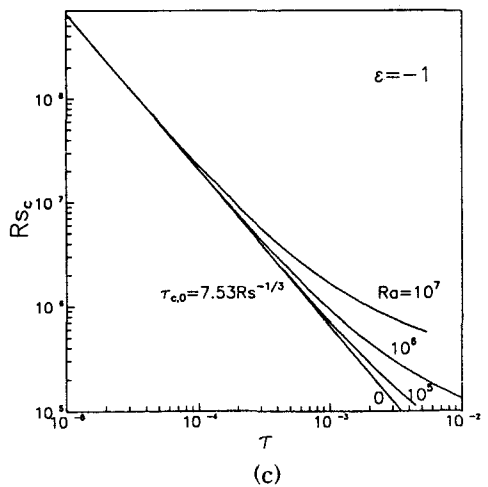
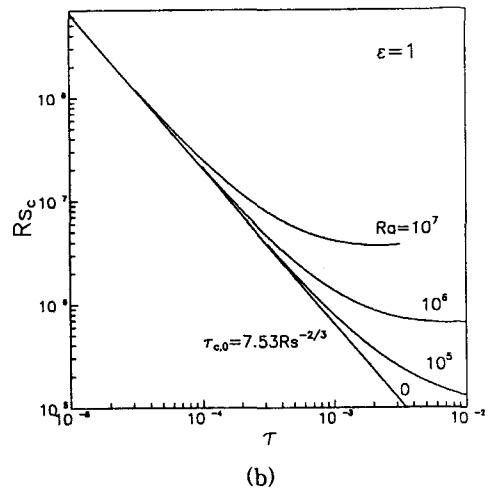
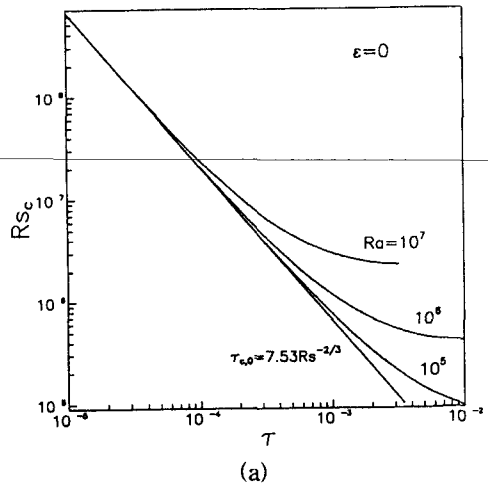


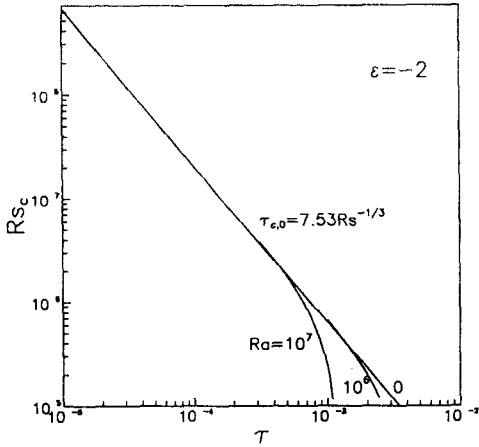
Fig. 4 Critical conditions for $Sc=2100$, $Le=300$ and various ϵ . Ra_c^* and Rs_c^* represent the critical conditions of the modified thermal and solutal Rayleigh numbers.

Table 1 Critical conditions for $Sc=2100$ and $Le=300$.

	Rs^*	a^*	Rs_c^*		Ra^*	a^*	Rs_c^*
$\epsilon=0$	0	0.53	20.65	$\epsilon=-1$	0	0.53	20.65
	1	0.79	36.76		1	0.77	29.56
	5	0.95	66.46		5	0.96	42.78
	10	1.04	93.34		10	1.07	54.40
	50	1.28	248.01		50	1.39	97.34
	100	1.40	406.09		100	1.57	132.91
$\epsilon=1$	0	0.53	20.65	$\epsilon=-2$	0	0.53	20.65
	1	0.81	43.32		1	0.77	21.51
	5	0.97	88.27		2	0.87	20.61
	10	1.06	130.97		5	1.04	15.97
	50	1.31	391.51		7	1.14	13.10
	100	1.45	668.79		10	1.25	7.91

$\epsilon \geq -1$ 의 경우에는 주어진 Sc , Le 및 Rs 값에 대하여, Ra 가 증가할수록 자연대류 발생시간은 지연된다. 하지만 이와 같은 경향은 Fig. 5에서 보는 바와 같이 $\epsilon \geq -2$ 인 영역에서는 반대가 된다. $\tau_c < 0.01$ 영역에서는 온도 구배의 효과는 대략 $Ra < 10^5$ 인 영역에서 현저히 나타난다. 온도 구배가 없는 경우 즉 $Ra=0$ 인 경우에 해당하는 임계시간 $\tau_{c,0} = 7.54Rs^{-2/3}$ 는 $\epsilon \geq -1$ 인 경우에는 최고한계를 $\epsilon \geq -2$ 인 경우에는 최대한계를 나타낸다. Fig. 6에는 $Ra=10^6$ 인 경우의 임계시간이 요약되어 있다. Fig. 6에서 보듯이 $\epsilon \geq -2$ 인 영역에서는 곡선의 볼록한 방향이 $\epsilon \geq -1$ 인 경우와 다르다. $Ra=0$ 인 극한의 경우에는 Lewis수 Le 와 Soret 계수 ϵ 은 안정성 조건에 영향을 주지 못하며, 본 연구에서 구한 임계시간은 Ueda 등¹⁸⁾이 증폭이론을 사용하여 구한 값의 1/4정도가 된다. 이와 같은 차이는 τ_c 에서 성장하기 시작한 가장 불안한 교란이 $4\tau_c$ 정도에 가지화 될 수 있을 정도로 성장하기 때문에 여겨진다. Deep-pool계에서 $4\tau_c$ 는 실험적인 자연대류를 발생시점을 나타낸다.²⁰⁾ 이와 같은 열 침투깊이를 길이차원으로 하여 자연대류 발생시점을 예측하였을 때, 대류 발생시점은 4배 정도 빨리 예측된다는 Foster의 견해와 일치하는 결과이다.²¹⁾





(d)

Fig. 5 Critical times with respect to Rs for various Ra and ϵ . (a) $\epsilon=0$, (b) $\epsilon=1$, (c) $\epsilon=-1$ and (d) $\epsilon=-2$. τ_c is critical time of onset of double-diffusive convection.

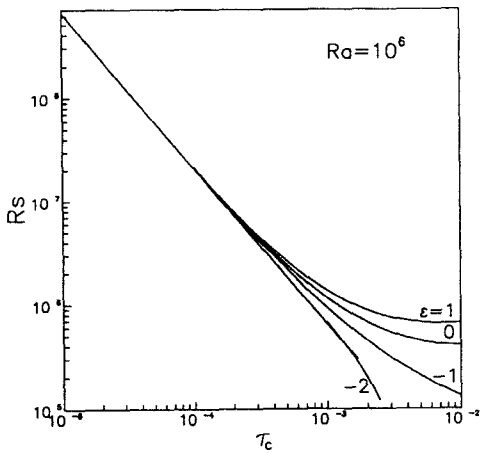
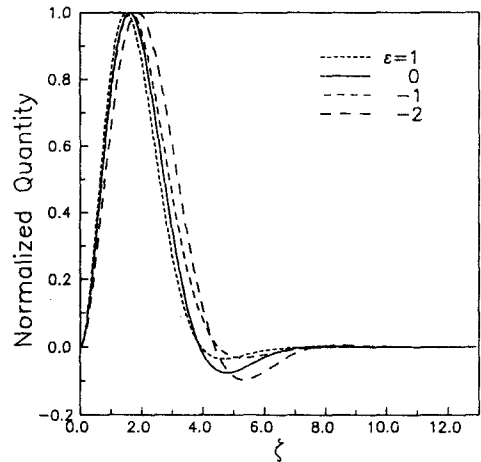


Fig. 6 Critical times of $Ra=10^6$ with respect to Rs for various ϵ .

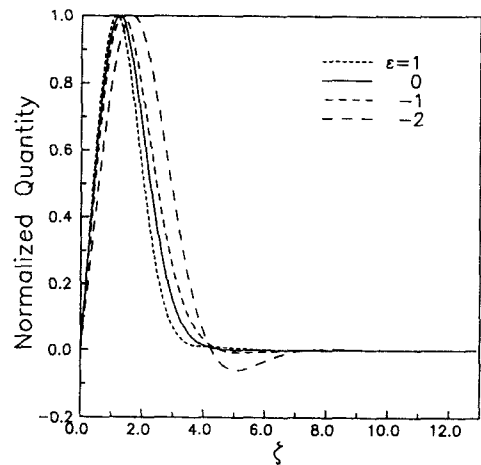
위의 모든 결과는 대류 발생시의 유동이 정규 셀 (regular cell) 형태를 가지는 경우에 대해서 적용된다. 대류 발생 시점 이후의 유동은 시간에 따라 진동하는 형태를 보이므로, 위의 결과는 대류 발생 시점 근처에서만 적용된다고 할 수 있다.^{4,16)} 기본 농도 분포가 선형일 경우, 즉 시간이 아주 큰 영역에서의 안정성 조건은 다음과 같이 주어진다.

$$Rs_c = (1 + \epsilon)Ra + 1708 \quad \text{for large } \tau \quad (22)$$

위의 결과는 안정성 한계를 나타낸다.¹⁵⁾ 만일 Soret 효과를 무시하면, 즉 $\epsilon=0$ 인 경우, 위의 안정성 한계는 잘 알려진 $Rs_c = Ra + 1708$ 형태를 갖는다.⁴⁾ 위에서 보듯이 $\epsilon=-1$ 인 경우에는, 온도 불포가 임계조건에 아무런 영향도 주지 못한다는 것을 알 수 있다. Fig. 5에서 주어진 결과와 위의 결과를 종합하면, 본 연구에서 고려되는 계에 대한 불안정성 발생 조건을 전영역에 걸쳐서 예측하였다고 할 수 있다.



(a)



(b)

연구비에 의하여 연구되었음.

참고문헌

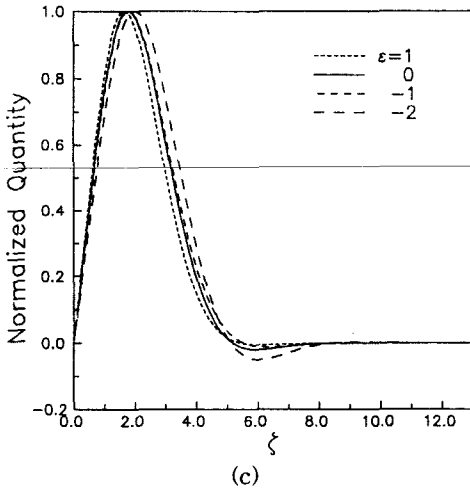


Fig. 7 Distribution of amplitude functions at $Ra^* = 10$ and its corresponding critical conditions. (a) velocity, (b) concentration and (c) temperature.

$Ra^* = 10$ 과 이에 해당하는 임계조건에서 교란량들의 분포를 각각의 최대값으로 정규화한 형태로 Fig. 7에 나타내었다. 그림에서 보듯이 교란량들은 농도 경계층, 깊이, $\zeta = 3.65$ 내에 한정됨을 알 수 있다. 다른 경우에도 비슷한 경향을 볼 수 있다. 따라서 농도 경계층 깊이가 deep-pool계의 적절한 길이 차원임을 유추할 수 있다.

4. 결 론

초기에 안정성 온도 분포를 가지는 유체층에서 이중확산에 의한 자연대류발생 임계조건을 전파이론을 사용하여 해석하여, 황산구리-황산 수용액에서 열 및 구리 이온의 확산에 의한 이중확산 대류에 대한 정량적인 결과를 제시한다. $\epsilon \geq -1$ 인 경우에는 온도의 안정화 효과 때문에 Ra 가 대류 유동을 촉진시키는 결과를 얻었다. 이와 같은 특성은 Soret 효과가 이중확산 계에서는 중요한 역할을 한다는 것을 보여준다.

감사의 글

이 논문은 1997년 한국학술진흥재단의 공모과제

- 1) Huppert, H.E. and J.S. Turner, "Double-Diffusive Convection", Journal of Fluid Mechanics, Vol.106, pp.299-329, 1981
- 2) Ostrach, S., "Fluid Mechanics in Crystal Growth-The 1982 Freeman Scholar Lecture", Journal of Fluids Engineering, Vol.105, pp.5-20, 1983
- 3) Chen, C.F. and D.H. Johnson, "Double-Diffusive Convection: A Report on an Engineering Foundation Conference", Journal of Fluid Mechanics, Vol.138, pp.405-416, 1984
- 4) Turner, J.S., "Buoyancy Effects in Fluids", Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1973
- 5) Nield, D.A., "The Thermohaline Rayleigh-Jeffreys Problem", Journal of Fluid Mechanics, Vol.29, pp.545-558, 1967
- 6) Foster, T.D., "Stability of a Homogeneous Fluid Cooled Uniformly from Above", Physics of Fluids, Vol.8, pp.1249-1257, 1965
- 7) Wankat, P.C. and G.M. Homsy, "Lower Bound for the Onset Time of Instability in Heated Layers", Physics of Fluids, Vol.20, pp.1200-1201, 1977
- 8) Jhaveri, B.S. and G.M. Homsy, "The Onset of Convection in Fluid Layers Heated Rapidly in a Time-Dependent Manner", Journal of Fluid Mechanics, Vol.114, pp.251-260, 1982
- 9) Choi, C.K., C.B. Shin and S.T. Hwang, "Thermal Instability in Thermal Entrance Region of Plane Couette Flow Heated Uniformly from Below", Proceedings of the Eighth International Heat Transfer Conference (San Francisco), Vol.3, pp.1389-1394, 1986
- 10) Kim, M.C., C.K. Choi and E.J. Davis, "Thermal Instability of Blasius Flow over

- Isothermal Horizontal Plates", International Journal of Engineering Fluid Mechanics, Vol.3, pp.71-90, 1990
- 11) Kim, M.C., J.S. Baik, D.Y. Yoon, I.G. Hwang and C.K. Choi, "Buoyancy-Driven Convection in Plane Poiseuille Flow", Chemical Engineering Science, (in press)
 - 12) Yoon, D.Y. and C.K. Choi, "Thermal Convection in a Saturated Porous Medium Subjected to Isothermal Heating", Korean Journal of Chemical Engineering, Vol.6, pp.144-149, 1989
 - 13) Kaviany, M., "Effect of a Stabilizing Solute Gradient on the Onset of Thermal Convection", Physics of Fluids, Vol.27, pp.1108-1113, 1984
 - 14) Kaviany, M. and M. Vogel, "Effect of Solute Concentration Gradients on the Onset of Convection: Uniform and Nonuniform Initial Gradients, Journal of Heat Transfer", Vol.108, pp.776-782, 1986
 - 15) Hurl, D.T.J. and E. Jakemann, "Soret-Driven Thermosolutal Convection", Journal of Fluid Mechanics, Vol.47, pp.667-687, 1971
 - 16) Gershuni, G.Z., A.K. Kolesnikov, I.-C. Legros, and B.I. Myznikova, "On the Vibrational Convective Instability of a Horizontal, Binary-Mixture Soret Effect", Journal of Fluid Mechanics, Vol.330, pp.251-269, 1998
 - 17) 김양훈, 현명택, 김민찬, "이중확산 대류계에서의 부력효과에 관한 연구(I)-실험적 연구", 한국해양공학회지, Vol.13, pp.121-129, 1999
 - 18) Ueda, H., S. Komori, T. Miyazaki and H. Ozoe, "Time Dependent Thermal Convection in a Stably Stratified Fluid Layer Heated from Below", Physics of Fluids, Vol.27, pp.2617-2627, 1984
 - 19) Chandrasekhar, S., "Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability", Clarendon Press, Oxford, 1961
 - 20) Lee, J.D., C.K. Choi and C.B. Shin, "The Analysis of Thermal Instability in a Horizontal Fluid Layer Heated from Below with a Uniform, Constant Heat Flux", International Chemical Engineering, Vol.30, pp.761-766, 1988
 - 21) Foster, T.D., "Onset of Manifest Convection in a Layer of Fluid with a Time Dependent Surface Temperature", Physics of Fluids, Vol.12, pp.2482-2487, 1969