伝熱管에서의 入口流量制限裝置가 流体振動에 미치는 影響에關한 研究

指導教授: 朴進吉

韓國海洋大学 船舶機械工学科

우종광。 최성욱。 정재희。 김종호

目 次

Nomeclature

A_c : 伝熱管 의 断面積 (m^2)

D_H : hydraulic diameter (m)

f : Faming 의 磨擦係数

g : 重力 加速度 ($9.8\, m/sec^2$)

h : Enthalpy, $h_{fg} = h_g - h_f$ ($kcal/kg$)

j^* : Volumetric flow rate ($m^3/m^2 \cdot sec$)

L_H : 伝熱管 의 全길이 (m)

$\dot{m}$: 物質流量 (lb/sec)

p^* : 压力 (kg/cm^2)

P_H : heated perimeter (m)

q'' : 熱流束 ($kcal/m^2 \cdot sec$)

S : Laplacian operator

t, T : 時間

v : 比体積 $v_{fg} = v_g - v_f$ (l/kg)

V_0 : Velocity scale (m/sec)

Nomeclature

A_c : 伝熱管의 断面積 (m^2)

D_H : hydraulic diameter (m)

f : Faming 의 摩擦係数

g : 重力加速度 ($9.8\, m/sec^2$)

h : Enthalpy, $h_{fg} = h_g - h_f$ ($kcal/kg$)

j^* : Volumetric flow rate ($m^3/m^2 \cdot sec$)

L_H : 伝熱管의 全길이 (m)

$\dot{m}$: 物質流量 (lb/sec)

p^* : 圧力 (kg/cm^2)

P_H : heated perimeter (m)

q'' : 熱流束 ($kcal/m^2 \cdot sec$)

S : Laplacian operator

t, T : 時間

v : 比体積 $v_{fg} = v_g - v_f$ (l/kg)

V_0 : Velocity scale (m/sec)

X : quality

z : 伝熱管内에서의 任意의 點 (m)

$J_1 \sim J_3$: 2.30式의 積分式

$K_1 \sim K_3$: 常数

N_{Fd} : Froude number

N_{Fr} : Friction number

N_{pc} : Phase-change number

λ^* : 沸騰境界點의 位置 (m)

ρ : 密度, $\rho_{fg} = \rho_f - \rho_g$

τ, θ : 時間 (sec)

Ω : 相變化 의 特性周波数 (sec^{-1})

K_I : local friction factor of the inlet restriction

Subscript

f : 飽和液体

g : 飽和気体

H : heated, homogeneous

i : inlet

0 : initial steady state

δ : 變分

$\langle \cdot \rangle$: 平均

* : 次元이 있는 變数

ϕ : $1\phi + 2\phi$

1. 序 論

産業用 大形보일러, 原子爐등의 伝熱管에서 발생하는 2相流의 振動은 관자체의 振動을 유발할뿐 아니라 過熱과 소손의 原因이 되므로 安全性, 이에 대한 對策이 요구된다.
보통 伝熱管入口 에서의 流量制限装置를 설치하여 이를防止하고 있으나 그效果에 대해서는 아직 論議의 대상이 되고 있다.

本研究에서는 伝熱管에서의 压力손실에 대한 理論式을 유도하고 이를 無次元化한후 無次元된 压力과 流速에 대한 静特性曲線을 그려서 入口流量制限装置가 静特性曲線에 미치는 영향을 살펴보았다.
流体力学및熱力学에 関係되는 몇가지 파라메타를 無次元化하여 流体의運動을 解析하면 기기를 設計할때나 운용할때 相似法을 適用하여 그分析結果를 응용하는데 편리한 利點이 있다. 伝熱管의 安全性을 검토할경우 静特性만의 結果를 考慮할 경우에는 종종 伝熱管의 파열사고가 發生하는데 이는 静特性의 안정범위 내에도 動的인 不安全性이 存在하기 때문이다.
伝熱管의 動特性은 压力波의 伝播速度가 密度波의 伝播速度에 비하여 수백배 빠르므로 이는 무시하고 밀도파만의 전달을 고려하여 動特性方程式을 유도하고 線形制御에 사용되는 Nyquist 선도를 그려서 入口流量装置가 動特性에 미치는 영향을 조사하였다.
密度波의 移送時間을 고려할경우 動特性方程式은 비선형이 됨으로 定性分析이 곤란하나 Nyquist 선도를 이용하면 安全性과 안정도를 동시에 구할수 있고 파라미터의 調整効果를 分析하는데 매우 편리하다

2. 運動方程式 誘導

2.1 無次元靜特性方程式

伝熱管內 에서의 2相流는 그흐름의 樣相이 매우 복잡하고 다양하므로 여러現狀을 수식으로 표현하여 解析한다는 것은 매우 어려운일이다. 그러나 아래와 같은 가정아래 理論式을 유도하면 정도는 다소 떨어지나 개괄적인 解析이 可能한 理論式을 얻을수 있다.

가. 2相流는 霧狀의 均質流이다.
나. 2相流는 熱力学上 平衡狀態에 있으며 自己蒸發은 무시한다.
다. 压力의 미소변화에 依하여 流体의 物性値는 변하지 않는다.
라. 熱流速은 軸方向으로 均一하다.
마. 伝熱管은 병렬되어 있다는 조건아래 定常狀態에서는 管의 入口와 出口의 차압이 一定하다.

위의 가정아래에서는 Fig 2.1 과같이 간단히 표현된다.

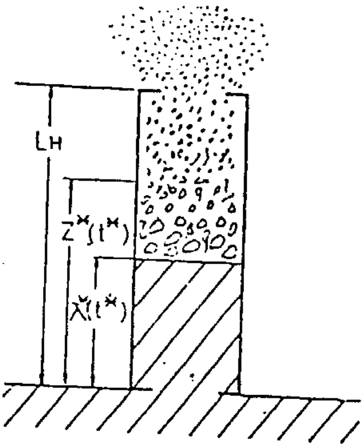

Fig 2.1 Schematic of a parallel heated channel

L_H는 伝熱管의 전길이, $\lambda^*(t^*)$를 t^*時間에서의 管의 入口에서부터 沸騰境界까지의 거리라 하면 $0 < z^* < \lambda^*(t^*)$인 單相領域에서의 유체의 運動方程式은 다음 式과 같이 주어진다

$$-\frac{\partial P^*}{\partial z^*} = \rho_f \frac{dj_i^*}{dt^*} + \frac{\rho_f \cdot f \cdot (j_i^*)^2}{2D_H} + \rho_f \cdot g \qquad (1)$$

$\lambda^*(t^*) < z^*(t^*) < L_H$의 2相領域에서는 (2)式과 같이 주어진다.

$$-\frac{\partial P^*}{\partial z^*} = \langle \rho_H^* \rangle \left(\frac{\partial \langle j^* \rangle}{\partial t^*} + \langle j^* \rangle \frac{\partial \langle j^* \rangle}{\partial z} \right) + \frac{f \cdot \langle \rho_H^* \rangle \langle j^* \rangle^2}{2D_H} + \langle \rho_H^* \rangle g \qquad (2)$$

여기에서 Ω는 特性相變化周波數로 單位時間에 생산되는 증기량을 나타낸다.

$$\Omega = \frac{\partial \langle j^* \rangle}{\partial z^*} = \frac{q'' \cdot P_H \, \nu_{fg}}{A_c \cdot h_{fg}} \qquad (3)$$

沸騰境界點 $\lambda^*(t^*)$은 아래 式과 같이 求해진다.

$$\lambda^*(t^*) = \int_{t^*-\theta}^{t^*} j_i^*(t') \, dt' \qquad (4)$$

여기에서 θ는 伝熱量 q'' 冷却流体의 入口엔탈피가 h_i일때, 流体가 관의 入口에서 비등경계까지 移送될때 所要되는 時間으로 h_i의 熱量을 가진 冷却流体가 過冷却을 잃고 포화상태에 到達하는데 所要되는 時間으로 無次元方程式의 基準時間으로 쓰인다.

$$\theta = \frac{\rho_f \cdot A_c}{q'' \cdot P_H} (h_f - h_i) \qquad (5)$$

無次元化하기 위한 基準速度는 다음과 같이 정하면 편리하다.

$$V_0 = \frac{q'' \cdot P_H \cdot \nu_f \cdot L_H}{A_c (h_f - h_i)} \qquad (6)$$

V_0는 伝熱量 q'', 入口엔탈피 h_i의 冷却流体가 伝熱管의 出口 끝에서 포화상태가 되는 유속이다.
수식들을 無次元化하기 위하여 各變数는 다음과 같이 無次元化한다.

$$z = z^* / L_H \qquad (7a)$$

$$t = t^* / \theta \qquad (7b)$$

$$\langle j \rangle = \langle j^* \rangle / V_0 \qquad (7c)$$

$$\lambda(t) = \lambda^*(t^*) / L_H \qquad (7d)$$

$$\langle\rho\rangle = \langle\rho^*\rangle / \rho_f \qquad (7e)$$

$$P = P^* / \rho_f \cdot V_0^2 \qquad (7f)$$

필요한 몇가지 無次元數는 다음과 같이 정한다.

$$N_{Fd} = \frac{V_0^2}{g \cdot L_H} = \left[\frac{g'' \cdot P_H \cdot v_f}{A_c \cdot (h_f - h_i)}\right]^2 \cdot \frac{L_H}{g} \qquad (\cdot 8a)$$

$$N_{Fr} = \frac{f \cdot L_H}{2 \cdot D_H} = \frac{v_{fg}\,(h_f - h_i)}{v_f \cdot h_{fg}} = \frac{\partial\langle j\rangle}{\partial z} \qquad (8b)$$

$$N_{Pc} = \frac{\Omega \cdot L_H}{V_0} = \frac{v_{fg}\,(h_f - h_i)}{v_f \cdot h_{fg}} = \frac{\partial\langle j\rangle}{\partial z} \qquad (8.c)$$

($\cdot$7)式과 ($\cdot$8)式을 利用하여 ($\cdot$1)式및 ($\cdot$2)式을 無次元化하면 ($\cdot$9) 및 ($\cdot$10)式을 얻는다.

$$-\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{dj_i}{dt} + N_{Fr} j_i^2 + N_{Fd}^{-1} \qquad (9)$$

$$-\frac{\partial P}{\partial z} = \langle\rho_H\rangle \left[\left(\frac{\partial\langle j\rangle}{\partial t} + \langle j\rangle \frac{\partial\langle j\rangle}{\partial z}\right) + N_{Fr}\langle j\rangle^2 + N_{Fd}^{-1}\right] \qquad (10)$$

위 ($\cdot$9)式 및 ($\cdot$10)式을 積分하면 伝熱管의 液相및 2相流領域에서의 無次元 压力降下 손실을 얻을 수 있다.

$$\Delta P_{1\phi} = \int_0^{\lambda(t)} -\frac{\partial P}{\partial z}\,dz = \lambda(t)\left[\frac{dj_i}{dt} + N_{Fr} \cdot j_i^2 + N_{Fd}^{-1}\right] \qquad (11)$$

$$\Delta P_{2\phi} = \int_{\lambda(t)}^{1} -\frac{\partial P}{\partial z}\,dz = \int_{\lambda(t)}^{1} \langle\rho_H\rangle \left[\frac{\partial\langle j\rangle}{\partial t} + \langle j\rangle \frac{\partial\langle j\rangle}{\partial z} + N_{Fr}\langle j\rangle^2 + N_{Fd}^{-1}\right] dz \qquad (12)$$

(8c)式은 2相流내에서 단위길이당 2相流의 無次元 유속변화율로서 積分하면 流速을 求할수 있다

$$\langle j\rangle = \frac{dz}{dt} = j_i(t) + N_{pc}\left[z - \lambda(t)\right] \qquad (13)$$

위式으로부터 z를 求하면

$$z = \lambda(t) + \int_0^{t'} e^{N_{pc} \cdot t'} j\,(t - t' - 1)\,dt' \qquad (14)$$

$z^* = L_H$일 경우에는

$$z = 1 = \lambda(t) + \int_0^{\tau(t)} e^{N_{pc} \cdot t} \cdot j_i\,(t - t' - 1)\,dt' \qquad (15)$$

위式들에서 t' 및 $\tau(t)$는 密度波가 $\lambda(t)$즉 沸騰境界로부터 z^*및 L_H점에 到達할때 까지 소요되는 時間을 기준시간 θ로 나눈 無次元時間들이다. 2相流의 乾度(dryness fraction) X^*는 아래式으로 주워진다.

$$\frac{\partial\langle X^*\rangle}{\partial t} + \langle j^*\rangle \frac{\partial\langle X^*\rangle}{\partial z^*} - \Omega\langle X^*\rangle = \Omega\frac{v_f}{v_{fg}} \qquad (16)$$

위식을 無次元化하면

$$\frac{\partial\langle X\rangle}{\partial t} + \langle j\rangle \frac{\partial X}{\partial z} - N_{pc}\langle X\rangle = N_{pc}\frac{v_f}{v_{fg}} \qquad (17)$$

(17)式은 近似的으로 (18)式과 같이 表現할 수있다

$$\frac{dX}{dt'} \triangleq N_{pc}\left[\langle X\rangle + \frac{v_f}{v_{fg}}\right] \qquad (18)$$

(18)式의 해를 求하면

$$\langle X\rangle = \frac{v_f}{v_{fg}}\left[e^{N_{pc}\cdot t'} - 1\right] \qquad (19)$$

위式에서 無次元密度를 求하면

$$\langle \rho_H(z,t)\rangle \triangleq \frac{1}{1 + \frac{v_{fg}}{v_f}\langle X\rangle} = e^{-N_{pc}\cdot t'} \qquad (20)$$

(14)式을 미분하여 dz을 求하면

$$dz = \frac{dz}{dt'}\cdot dt' = e^{N_{pc}\cdot t'} j_i(t-t'-1)\cdot dt' \qquad (21)$$

(21)式에 (20)式을 代入하면

$$dz = \frac{1}{\langle \rho_H\rangle}\cdot j_i(t-t'-1)\,dt' \qquad (22)$$

(22)式을 (2)式에 代入하면 2相流領域에서의 無次元 壓力損失은 無次元 시간함수로 表現할수 있다.

$$\Delta P_{2\phi} = \int_0^{\tau(t)} j_i(t-t'-1)\left[\frac{\partial\langle j\rangle}{\partial t} + \langle j\rangle\frac{\partial\langle j\rangle}{\partial z} + N_{Fr}\langle j\rangle^2 + N_{Fr}^{-1}\right]dt' \qquad (23)$$

伝熱管의 入口로부터 沸騰境界까지의 無次元 거리 $\lambda(t)$는 다음式으로 주어진다.

$$\lambda(t) = \int_0^1 j_i(t-1)\,dt \qquad (24)$$

위式을 미분하면

$$\frac{d\lambda(t)}{dt} = j_i(t) - j_i(t-1) \qquad (25)$$

2相流의 無次元 관성과 加速度를 求하면 아래와 같다

$$\frac{\partial\langle j\rangle}{\partial t} + \langle j\rangle\frac{\partial\langle j\rangle}{\partial z} \triangleq \frac{d\langle j\rangle}{dt'} = \frac{d}{dt'}\left[j_i(t) + N_{pi}(z - \lambda(t))\right]$$

$$= \frac{dj_i(t)}{dt} + N_{pc}\left[j_i(t) + N_{pc}\,(z-\lambda(t)\right] - N_{pc}\frac{d\lambda}{dt} \qquad (26)$$

(26)式에 (25)式을 代入하여 整理하면

$$\frac{\partial\langle j\rangle}{\partial t} + \langle j\rangle\frac{\partial\langle j\rangle}{\partial z} = \frac{dj_i}{dt} + N_{pc}\cdot j_i(t-1) + N_{pc}^2(z-\lambda(t)) \qquad (27)$$

(23)式을 제곱하면

$$\langle j\rangle^2 = j_i^2 + 2N_{pc}\cdot(z-\lambda(t))\cdot j_i + N_{pc}^2\cdot(z-\lambda(t))^2 \qquad (28)$$

(27)式 및 (28)式을 (23)式에 代入하면 2相流의 無次元 壓力降下損失을 비교적 간단히 方程式으로 표현할수 있다.

$$\Delta p_{2\phi} = \left[\frac{dj_i}{dt} + N_{pc}\cdot j_i(t-1) + N_{Fr}j_i^2 + N_{Fd}^{-1}\right]J_1 + \left[2N_{Fr}\cdot N_{pc}j_i + N_{pc}^2\right]$$

$$J_2 + N_{pc}^2\cdot N_{Fr}\cdot J_3 \qquad (29)$$

여기에서

$$J_1 = \int_0^{\tau(t)} j_i(t-t'-1)\,dt' \qquad (30a)$$

$$J_2 = \int_0^{\tau(t)}\left[z-\lambda(t)\right]\cdot j_i(t-t'-1)\,dt' = \int_0^{\tau(t)}\int_0^{t'} e^{N_{pc}\cdot t'}\cdot j_i(t-t'-1)^2\,dt'\,dt \qquad (30b)$$

$$J_3 = \int_0^{\tau(t)}\left[z-\lambda(t')\right]^2\cdot j_i(t-t'-1)\,dt' = \int_0^{\tau(t)}\int_0^{t'} e^{2\cdot N_{pc}\cdot t'}\cdot j_i(t-t'-1)^3\,dt'\,dt \qquad (30c)$$

(29)式 및 (11)式을 합하면 伝熱管內에서의 無次元 壓力降下損失을 求할수 있다.

$$\Delta p_\phi = \Delta p_{1\phi} + \Delta p_{2\phi}$$

$$= (\lambda + J_1)\frac{dj_i}{dt} + N_{pc}\cdot J_1\cdot j_i(t-1) + N_{pc}^2\cdot J_2 + N_{Fd}^{-1}(\lambda + J_1) + N_{Fr}$$

$$\left[j_i^2(\lambda + J_1) + 2N_{pc}\cdot J_2\cdot j_i + N_{pc}^2\cdot J_3\right] \qquad (31)$$

定常狀態에서는 $dj_i/dt = 0$ 이므로 伝熱管의 無次元壓力손실을 다음과 같이 주워진다.

$$\Delta p_\phi = N_{pc}\cdot j_{i0}\cdot(1-\lambda_0) + N_{Fd}^{-1}(j_{i0}\cdot\tau_0 + \lambda_0) + N_{Fr}\left[j_{i0}^2 + 0.5j_{i0} + N_{pc}\right.$$

$$\left.(1-\lambda_0)^2\right] \qquad (32)$$

만약 전열관에 入口流量制限裝置가 설치되었을 경우 자승의법칙을 적용하여 국부강하를 구하면

$$\Delta p^*_{local} = \frac{1}{2} K_I \rho_f (j_i^*)^2 \quad (33)$$

따라서 정상상태에서 무차원화된 국부압력손실은

$$\Delta p_{local} = \frac{1}{2} K_I j_{i0}^2 \quad (34)$$

入口流量制限裝置가 설치되었을 경우에 정상상태에서 전열관의 무차원 전압력손실은 (32)式과 (34)式을 合한 것으로

$$\Delta p = N_{pc} j_{i0}(1-\lambda_0) + N_{Fid}^{-1}(j_{i0}\tau_0 + \lambda_0) + N_{Fir}\left[j_{i0}^2 + 0.5 j_{i0} N_{pc}(1-\lambda_0^2)\right]$$

$$+ \frac{1}{2} K_I j_{i0}^2$$ 같이 표현된다. (35)

2.2 無次元 動特性方程式

2相流의 動特性方程式은 (30)式을 미분하여 2次項以上의 것을 無視하면 安全性 解析에 필요한 線形의 動特性方程式을 얻을 수 있다.

(31)式을 미분한 후 Laplace 변환하면

$$\delta\Delta p_\phi(s) = \delta\Delta p_{1\phi}(s) + \delta p_{2\phi}(s) = (\lambda_0 + j_{i0}\cdot\tau_0)\cdot s\,\delta j_i(s) + 2\cdot N_{Fir}\cdot j_{i0}\,\delta j_i(s)$$
$$+ (N_{Fir}^{-1} + N_{Fir}\cdot j_{i0}^2)\cdot\delta\lambda(s) + N_{pc}\cdot j_{i0}\cdot\tau\cdot e^{s}\cdot\delta j_i(s)$$
$$+ (N_{pc}\cdot j_{i0} + N_{Fid}^{-1} + N_{Fir}\cdot j_{i0}^2)\cdot\delta J_1(s) + (N_{pc}^2 + 2\cdot N_{pc}\cdot N_{Fir}\cdot j_{i0})$$
$$\cdot\delta J_2(s) + N_{pc}^2\cdot N_{Fir}\cdot\delta J_3(s) \quad (36)$$

(24)式을 미분한 후 Laplace 변환하면

$$\delta\lambda(s) = \int_0^\infty e^{-ts}\int_0^1 \delta j_i(t-t')\,dt'\,dt = \int_0^1 e^{-st}\left[\int_0^{t'} e^{-st(t-t')}\delta j_i(t-t')\,dt\,dt'\right.$$
$$\left. + \int_{t'}^1 e^{-s(t-t')}\delta j_i(t-t')\,dt\,dt'\right] = \frac{1-e^{-s}}{s}\delta j_i(s)$$
(37)

(15)式에서 $\tau(t)$을 求하면

$$\tau(t) = N_{pc}^{-1}\log\{1 + N_{pc}(1-\lambda)/j_i\} \quad (38)$$

(38)式을 미분한 후 Laplace 변환하면

$$\delta\tau(s) = \frac{-e^{-N_{pc}\cdot\tau_0}}{j_{i0}}\delta\lambda s - \frac{e^{-N_{pc}\cdot\tau}}{j_{i0}}\int_0^{\tau_0} e^{N_{pc}\cdot t'}\int_0^\infty e^{-st}\delta j_0(t-t')\,dt'\,dt$$

$$= \frac{-e^{-N_{pc}\cdot\tau_0}}{j_{i0}}\delta\lambda(s) - \frac{e^{-s}(e^{\tau_0(N_{pc}-s)}-1)}{(N_{pc}-s)\cdot j_{i0}}\delta j_i(s) \quad (39)$$

(30)式들은 미분한후 Laplace 변환하면

$$\delta J_1 = j_{i0}\cdot\delta\tau(s) + L\left[\int_0^{\tau}\delta j_i(t-t'-1)\,dt'\right] = \frac{e^{-s}(1-e^{-\tau_0 s})}{s}\delta j_i(s) - \frac{e^{-Npc\cdot\tau_0}(1-e^{-s})}{s}\delta j_i(s) - \frac{e^{-s}(e^{\tau_0\cdot s} - e^{-Npc\tau_0})}{(Npc-s)\,e^{-Npc\cdot\tau_0}}\delta j_i(s) \tag{40}$$

$$\delta J_2(s) = j_{i0}(1-\lambda_0)\delta\tau(s) + \frac{2\cdot j_{i0}}{Npc} L\left[\int_0^{\tau_0}(e^{Npc\cdot t'}-1)\cdot\delta j_i(t-t'-1)\,dt'\right] - j_{i0}\cdot L\left[\int_0^{\tau}\int_0^{t'} e^{Npc\cdot t''}\delta j_i(t-t''-1)\,dt'dt''\right] - j_{i0}\cdot L\left[\int_0^{\tau_0}\int_0^{1}\delta j_i(t-t'-t'')\,dt'dt''\right]$$

$$= \frac{2\cdot j_{i0}\cdot e^{-s}(1-e^{\tau_0(Npc-s)})}{Npc\cdot(s-Npc)}\delta j_i(s) - \frac{2\cdot j_{i0}\cdot e^{-s}(1-e^{-\tau_0\cdot s})}{Npc\cdot s} - \frac{(1-\lambda_0)(1-e^{-s})e^{-Npc\cdot\tau_0}}{s}\delta j_i(s) - \frac{(e^{-s}-1)(e^{-\tau_0\cdot s}-1)j_{i0}}{s^2}\delta j_i(s) - \frac{(1-\lambda_0)e^{-s}(e^{-\tau_0\cdot s} - e^{-\tau_0\cdot Npc})}{(Npc-s)\,e^{-Npc\cdot\tau_0}}\delta j_i(s) - \frac{e^{-s}\{e^{(Npc-s)\cdot\tau_0} - (Npc-s)\cdot\tau_0 - 1\}j_{i0}}{(Npc-s)^2}\delta j_i(s) \tag{41}$$

$$\delta J_3(s) = j_{i0}(1-\lambda_0^2)\delta\tau(s) + \frac{j_{i0}^3}{Npc^2} L\left[\int_0^{\tau_0}(e^{Npc\cdot t'}-1)^2\delta j_i(t-t'-1)\cdot dt'\right] - \frac{2 j_{i0}^2}{Npc}\cdot L\left[\int_0^{\tau_0}\int_0^{1}\delta j_i(t-t'-t'')\,dt'dt'' + \int_0^{\tau_0}\int_0^{t'} e^{Npc\cdot t'}\delta j_i(t-t'-1)\,dt'dt + \int_0^{\tau_0}\int_0^{1} e^{Npc\cdot t'}\delta j_i(t-t'-t'')\,dt'dt'' + \int_0^{\tau_0} e^{Npc\cdot t'}\int_0^{t'} e^{Npc\cdot t''}\delta j_i(t-t''-1)\,dt'dt''\right]$$

$$= \frac{3 j_{i0}^2}{Npc^2}\left\{\frac{e^{-s}(e^{(2Npc-s)\cdot\tau_0}-1)}{(2Npc-s)}\right\}\delta j_i(s) - \frac{6\cdot j_{i0}^2}{Npc^2}\left\{\frac{e^{-s}(e^{(Npc-s)\tau_0}-1)}{(Npc-s)}\right\}\delta j_i(s) + \frac{3\cdot j_{i0}^2}{Npc}\left\{\frac{e^{-s}(1-e^{-\tau_0\cdot s})}{s}\right\}\delta j_i(s) - \frac{(1-\lambda_0)^2\cdot e^{-Npc\cdot\tau_0}(1-e^{-s})}{s}\delta j_i(s)$$

$$- \frac{(1-\lambda_0)^2\cdot e^{-s}(e^{(Npc-s)\tau_0} - (Npc-s)\tau_0 - 1)}{(Npc-s)\,e^{-Npc\cdot\tau_0}}\delta j_i(s) - \frac{2\cdot j_{i0}^2(e^{-s}-1)(e^{(Npc-s)\tau_0}-1)}{Npc(s-Npc)\cdot s}\delta j_i(s) - \frac{2 j_{i0}^2\cdot e^{-s}}{Npc(Npc-s)}\left\{\frac{}{(2Npc-1)}\right.$$

$$\frac{(e^{(2N_{pc}-S)z_0}-1)}{(2N_{pc}-1)} - \frac{(e^{N_{pc}z_0}-1)}{N_{pc}}\Big\} \cdot \delta j_i(S) \qquad (42)$$

(34)式을 미분한 후 Laplace 변환하면 다음과 같이 표현된다.

$$\Delta P_{local}(S) = K_I j_{i0} \delta_i(S) \qquad (43)$$

(37)·(40)·(41)·(42)式들을 (36)式에 (43)式을 더하면 밀도파의 유동시간을 고려한 2相流의 무차원 동특성을 나타낸 전달함수를 다음과 같이 얻을수 있다.

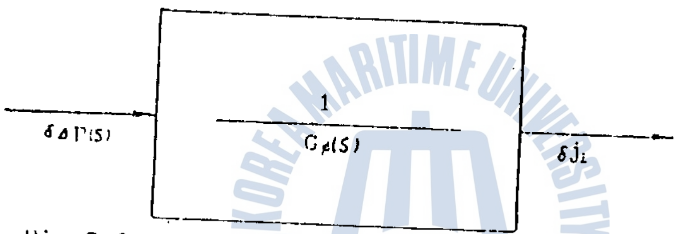

Fig 2.2 Transfer function of 2φ flow in a parallel heated channel

$$G_{2\phi}(S) = \frac{\delta j_i(S)}{\delta \Delta P(S)} = \frac{1}{G_\phi(S)} \qquad (\ \cdot 44)$$

$$\begin{aligned} G_\phi(S) = {} & (\lambda_0 + j_{i0} z_0)\cdot S + \{2N_{Fr} j_{i0} + N_{pc}^{-} z_0 j_{i0}\cdot e^{-S}\} \\ & +[(N_{Fd}^{-1}+N_{Fr} j_{i0}^2)(1-e^{-S}) + e^{-S}(1-e^{-z_0\cdot S})(K_1+2j_{i0}\cdot N_{pc}^{-1}K_2) \\ & +3j_{i0}^2\cdot N_{pc}^{-2}\cdot K_3 - e^{-N_{pc}\cdot z_0}(1-e^{-S})\{K_1+(1-\lambda_0)K_2+(1-\lambda_0)^2K_3\}] \\ & +\{(1-e^{-S})(e^{-z_0 S}-1)(j_{i0}K_2+2j_{i0}+2j_{i0}^2 N_{pc}^{-1}K_3\}S^{-2}+ \\ & +[e^{-S}(1-e^{(N_{pc}-S)z_0})(2j_{i0}\cdot N_{pc}^{-1}\cdot K_2+6j_{i0}^2\cdot N_{pc}^{-2}\cdot K_3) \\ & -e^{-S}(e^{-z_0\cdot S}-e^{N_{pc}\cdot z_0})e^{N_{pc}\cdot z_0}\{K_1+(1-\lambda_0)K_2+(1-\lambda_0)^2K_3\} \\ & +e^{-S}(e^{N_{pc}\cdot z_0}-1)\cdot 2\cdot j_{i0}\cdot N_{pc}^{-2}\cdot K_3+e^{-S}j_{i0}\cdot z_0\cdot(K_2+2j_i\cdot N_{pc}^{-1}K_3)] \\ & \cdot(N_{pc}-S)^{-1} \end{aligned}$$

$$+\left\{e^{-s}\left(e^{(2N_{pc}-s)\cdot z_0}-1\right)\cdot 3j_{i0}^2\cdot N_{pc}^{-2}\cdot K_3\right\}(2N_{pc}-s)^{-1}$$

$$-\left\{e^{-s}\left(e^{(N_{pc}-s)z_0}-1\right)\cdot 3j_{i0}^2\, N_{pc}^{-2}\cdot K_3\right\}(2N_{pc}-s)^{-1}$$

$$-\left\{e^{-s}\left(e^{(N_{pc}-s)z_0}-1\right)\left(j_{i0}\cdot K_2+2j_{i0}^2\cdot N_{pc}^{-1}\cdot K_2\right\}(N_{pc}-s)^{-2}\right.$$

$$+\left\{(1-e^{-s})\left(e^{(N_{pc}-s)z_0}-1\right)\cdot 2j_{i0}^2\cdot N_{pc}^{-1}\cdot K_3\right\}(2N_{pc}-s)^{-1}(N_{pc}-s)^{-1}$$

$$+K_I j_{i0} \qquad (45)$$

단 $K_1 = N_{pc}+N_{Fd}^{-1}+N_{Fr}j_{i0}^2$

$K_2 = N_{pc}^2+2N_{pc}\cdot N_{Fr}j_{i0}$

$K_3 = N_{pc}^2+N_{Fr}$

3. 流量制限裝置의 影響

3.1 靜特性曲線에서의 K_I의 효과

3.1.1 靜特性曲線에서 K_I의 영향

정상상태에서는 $j_{i0}=\lambda_0$ 이므로 (35)式에서 無次元數 및 변수는 $N_{pc}, N_{Fd}, N_{Fr}, j_i, K_I$ 5가지 이다.
靜特性曲線에 가장 영향이 큰 것은 無次元狀態變化數 N_{pc}이다. 이 무차원수는 (8)式에서 알수 있는 바와 같이 壓力과 過冷却度에 따라 변하며 系統壓力이 낮을수록 冷却流体의 入口엔탈피(h_i)가 적을수록 커진다.
아래의 그림은 ΔP-j_i 정특성곡선이다.
Fig 3.1(a)는 $N_{Fd}=10.0$, $N_{Fr}=10.0$ $N_{pc}=30.0$ 일때 $K_I=0.0$과 $K_I=0.9$에 대해서 역시 나타낸 ΔP-j_i 靜特性 곡선이다. 이 그림에서 j_i가 0.3부근과 0.45보다 클때 $K_I=0.0$곡선보다 $K_I=0.9$곡선이 미세하나마 상승했음을 알수 있다.. 따라서 入口流量制限裝置를 設置하였을 경우에 安定性이 조금 좋아 진다는 것을 알수 있다.
Fig 3.1(b)는 $N_{Fd}=300.0$, $N_{Fr}=100.0$, $N_{pc}=10.0$ 일때 $K_I=0.0$과 $K_I=0.9$에 대해서 역시 나타낸 ΔP-j_i 靜特性曲線이다. 이 그림에서는 j_i가 0.6과 0.8보다 클때 $K_I=0.0$곡선보다 $K_I=0.9$ 曲線이 미세하나마 상승하였음을 이 그림에서 알수 있다. 이 그림에서

에서도 入口流量制限裝置를 설치하였을 경우 미세하나마 安定性이 좋아졌다.

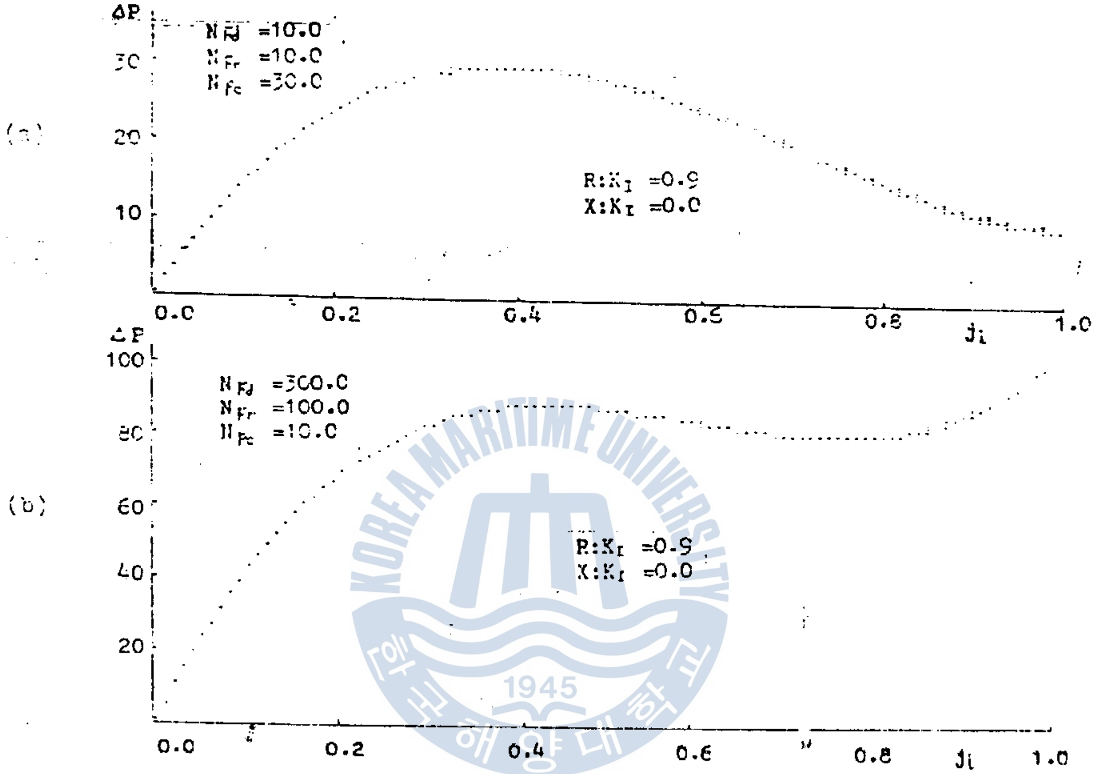

Fig 3.1 ΔP - j_i curves to K_I variation at steady state

Fig 3.1(a)와 Fig 3.1(b)를 종합하면 伝熱管에 入口流量制限裝置를 설치하였을 경우 미세하나마 안정성이 좋아졌다는 것을 알수있다.

3.2 動特性에서 K_I의 効果

(44)式은 伝熱管入口에서 조그마한 차압변동이나 내부압력강하에의해 管入口流速의 변동이 어떻게 변동하는가를 나타내는 方程式으로 有限한 圧力변동에 대하여 流速이 무한하게 증대하면 그 相流는 不安定해지고 無限히 작아지면 安定해진다.

流速이 相當한 크기로 振動하는 安定과不安定의 경계상태는 광의로는 안정하다고 하나 自然界에

하기만 하는 일은 없고 대개 有限한 振動現象으로 나타낸다.
따라서 유한한 진동현상이 불안정상태의 것인가 구별하기 곤란하므로 이는 모두 불안정한 狀態로 取扱한다.
실제로 並列傳熱管에서의 차압변동은 驅動펌프나 중간 밸브 操作으로 발생하고 내부압력강하의 변동은 흐름양상의 변동이나 傳熱量등이 변화할때 誘起됨으로 기기가 운전중일때는 언제나 이러한 압력변동은 存在한다고 볼수있다.
만약 (44)式의 해를 求하기 힘들다.
그러나 制御工學에서 흔히 利用하는 Nyquist 안정조건을 적용하면 安定度는 電子計算機로 용이하게 구할수있다.
여기서는 入口流量制限裝置가 우리원고相流의 安定度에 미치는 영향을 알아보고저 한다.
(2.45)식으로부터 開回路傳達函數 求하면 다음 式과 같다.

$$G_{op}(S) = G_{\phi}(S) - 1$$

$G_{op}(S)$는 복소수평면의 右半面에 불안정根을 가지고 있지 않으므로 Nyquist 軌跡이 $(-1 \cdot 0j)$점을 감싸지 않으면 이 계통은 안정하고 만약 이점을 N回감싸면 $G_{2\phi}(S)$는 N개의 불안정한極을 (Pole) 갖게되어 이 계통은 불안정해진다. 따라서 無次元의 수및변수의 크기에 따라 Nyquist의 軌跡이 $(-1, 0j)$점에 얼마나 근접하느냐에 따라 그相流의 안정도를 求할수 있다.

3.2.1 動特性에서 K_I의 영향

Fig 3.2은 $N_{Fd} = 0.02$ $N_{pc} = 0.03$ $N_{Fr} = 0.5$ $j_i = 0.38$인 경우의 수직전열관 K_I가 변할때의 Nyquist선도이다.
Fig 3.2 (a)는 $(-1 \cdot 0j)$를 감싸고 있으므로 불안정하나 K_I가 증가함에따라 전체적인 선도가 오른쪽으로 이동하여 $K_I = 0.8$일때는 안정하게된다.
入口流量制限裝置를 설치하였을 경우에 안정성이 좋아짐을 나타내고 있다.

Fig 3.2을 分析 종합하면 入口流量制限 裝置의 설치는 安全性을 좋게하는 것으로 나타났다. 이는 入口流量制限裝置가 液相영역에 존재하고 유속 변동을 억제하는 역할을 하므로 流体振動을 억제한다.

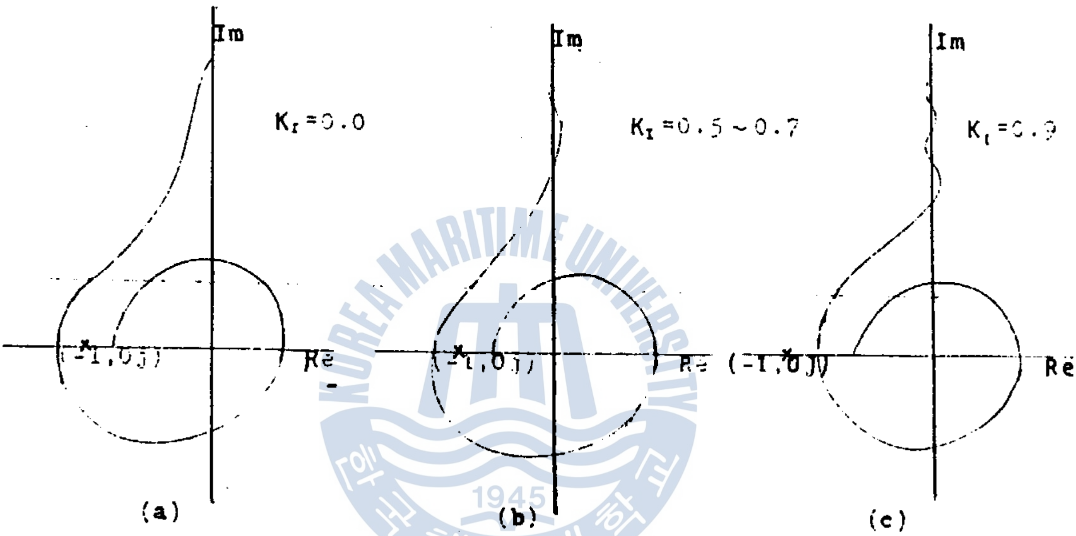

Fig 3.2 yquist diagram to K_I variation in a vertical heated channel. (N_{Fd} =0.02, N_{pc}=0.03, N_{fr}=0.5, j_i =0.38)

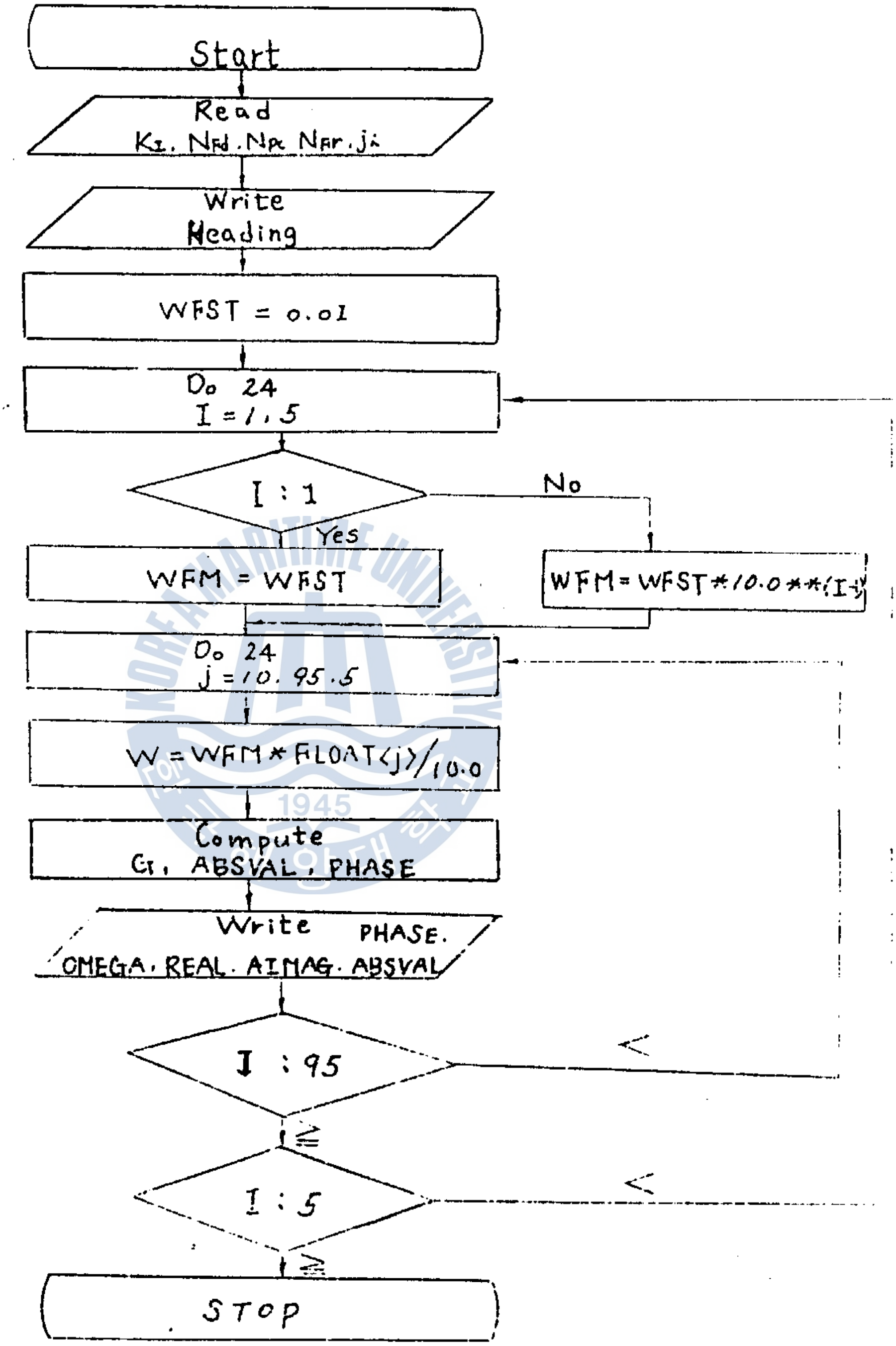

Fig 3.3, Flow Chart of the dynamic charateristic

5. 結 論

傳熱管內의 二相流는 均質流라는 가정아래 入口流量制限裝置가 설치된 경우에 密度波의 移送時間을 고려한 無次元動特性 方程式을 유도하여 傳熱管入口에서의 流量制限裝置 효과에 대하여 定性的으로 分析하였다.

流体力學및熱力學에 관계되는 몇가지 파라메타를 無次元화하여 流体의 運動을 해석하면 機器를 設計할때나 운용할때 相似法을 적용하여 그分析結果를 응용하는데 편리한 이점이 있다.

본 分析方法과 結果를 利用하여 여러가지 設計및 運轉조건에서 相似法則을 적용하면 入口流量制限裝置의 設計에 도움이 될것으로 생각된다.

本 研究의 結果를 요약하면 入口流量制限裝置는 靜特性動特性 모두 진동발생을 억제하거나 振動範囲등이 줄어들게 됨을 알수있었다.

參考文獻

1. 朴進吉. 河注植. "伝達管内에서 발생하는 2相流의 不安定性에 관한 研究" 1982 韓國海洋大学 船舶工学研究所 論文集.

2. 金京根 "気液二相流" 太和出版社 1986

3. 鄭桂潤, "伝熱管에서의 流体振動防止對策에 関한 研究 (1986)

-끝-