れ角 ϕ' を見る。

ボイド比が一定であつたとして ϕ' を線形近似計算すると，同式より（$(1-R)\fallingdotseq 1.0$ と近似）

$$\tan\Phi' = \frac{\Omega}{\mathbb{P} + 2\mathbb{G}_o\{(1-\chi_b)\overline{\alpha_2} + h\overline{\alpha_3} + \overline{\alpha_S} + K_9(h+\frac{1}{2})\beta\Delta T_{s1}\}} \quad \cdots\cdots(69)$$

となる。しかし $\mathbb{P}_o$ と $\mathbb{G}_o$ の値は（44），（45)式に示される通りであり，強制循環のさいは $\mathbb{P}_o$ が大きくなり（一般に10以上，また自然循環のときは $\mathbb{G}_o$ が十分大きくなつてくるので，いずれの場合もこの場合の位相遅れ角はAにくらべて十分小さい。

ゆえに実際上は加速度変動と流速変動の間の位相遅れは，流速とボイドの間の位相遅れにくらべて無視できる。

C. 以上の考察により，(68)式の仮想ボイド α_2 の位相遅れ ϕ には，加速度変動と流速変動の位相が一致していると見なして，

$$\phi = \frac{\Omega\chi_{bo}}{2} \quad \cdots\cdots(70)$$

なる値を入れる。

(4) 発熱部内ボイドの発生部長さと平均ボイド比の近似設定

運動方程式を解くには，ボイド比 α_2 の仮定だけではなく，そのピストン効果を知るためには，ボイド発生部長さ比$(1-\chi_{bo})$，および平均ボイド比 $\overline{\alpha_2}$，を仮定しなければならない。

たとえ α_2 が簡単な形状であつても $\overline{\alpha_2}$，および $L-X_b$ を厳密に計算すると極めて複雑な式となつて，そのままでは本計算法の本質を失う。

ゆえに，ここでは同式に関してだけつぎの単純化を行なう。

(a) $\overline{\alpha_2}$ は α_2 に比例する。

すなわち，

$$\overline{\alpha_2} = C_m \cdot \alpha_2 \quad \cdots\cdots(71)$$

この仮定は，α_2 の分布が(53)式に従がうときは，かなりのはんいで C_m の値が約0.6ないし0.8の値となり近似が可能である。

(b) $(1-\chi_b)$の値は α_2 に比例する。

いま(49)式と(55)式より η を消去し$(1-\chi_b)$ と α_2 の関係を求めると，

$$(1-R)\alpha_2 = \frac{\dfrac{\alpha'_{20}}{1-\alpha'_{20}} + (1-\chi_b)\dfrac{T_{S1}}{T_P}}{\dfrac{1}{1-\alpha'_{20}} + (1-\chi_b)\dfrac{T_{S1}}{T_P} - (1-\chi_b(\theta+\dfrac{\Omega}{2}))\dfrac{1}{b}} \quad (72)$$

となつて，いま α_{20} が1.0にくらべて十分小さく，かつ T_{S1}/T_P が1.0の近傍であり，かつ流速変動率が0.5以内程度のときは，

$$(1-R)\alpha_2 \fallingdotseq (1-\chi_{bo})\frac{T_{S1}}{T_P} \quad \cdots\cdots(73)$$

と近似できる。

なお，$(1-\chi_{bo})$が0.5以上にわたるときは

$$(1-R)\alpha_2 \fallingdotseq (1-\chi_{bo}\frac{T_{S1}}{T_P}) \quad \cdots\cdots(74)$$

で近似できる。

ただしこれらの特性をもつ近似仮想ボイドは式の一部分であるボイドのピストン効果と浮力を表わす項の計算に使用するだけであつて後のエネルギ式自体には更に厳密な式を使用する。（運動方程式内の部分的な近似化が運動方程式全体に対する影響は小さいので運動方程式内においては近似項を使用することは許される。）

(5) ライザ内平均ボイド比 $\overline{\alpha_3}$ の値

ライザ内ボイドはその入口で $\alpha_3 = \alpha_2$，であつて，それより下流は，4.3.1.節の仮定(c)に従つて，ボイドが再混合することなく，平均流速で上昇するとしている。

ライザ内平均流速を u_{Ro}，定常時平均ボイド比を α_{30}，とすると

$$u_{Ro} = u_o\,\frac{A_1}{A'_R} \quad \cdots\cdots(75)$$

$$A'_R \fallingdotseq A_R \cdot \{1-(1-R)\alpha_{30}\} \quad \cdots\cdots(76)$$

で表される。A'_R はライザ部の相当断面積である。

いま α_2 の値として(68)式による仮想値をとり，$\overline{\alpha_3}$ を積分表示すると

$$\overline{\alpha_3} = \frac{\alpha_{max}}{\Omega_R}\int_0^{\Omega_R} \frac{1-\sin(\theta'-\delta)}{2}d\delta \quad \cdots\cdots(77)$$

となる。但しここで

$$\theta' = \theta + \phi, \quad (\theta' \text{ は } \alpha_2 \text{ の位相角}) \quad \cdots\cdots(78)$$

$$\Omega_R = \frac{\omega H A'_R}{u_o\,A_1} = \Omega h\frac{A'_R}{A_1} \quad \cdots\cdots(79)$$

δ は補助変数である。

(77)式を計算すると

$$\overline{\alpha_3} = \frac{\alpha_{max}}{2}\left[1 - \frac{\sin\frac{\Omega_R}{2}}{\frac{\Omega_R}{2}}\sin\left(\theta' - \frac{\Omega_R}{2}\right)\right] \cdots (80)$$

となる。すなわち $\overline{\alpha_3}$ は α_2 にくらべてさらに $\Omega_R/2$ だけ位相遅れが生じている。

(6) ボイドのピストン効果項の値

以上の仮定により運動方程式(33)内の発熱部内のボイドのピストン効果の項はつぎのようになる。なお計算の便のためこれより後は $\theta=0$ としてボイドがその平均値と一致する点をえらぶものとする。（今までの θ より ϕ だけ遅らせる）しかるときは，

(33) 式第 2 項

$$=K'_{b1}\Omega\frac{d}{d\theta}(1-\chi_b)\frac{d}{dt}\{\overline{\alpha_2}\cdot(1-\chi_b)\}$$

$$=K'_{b1}\Omega\left[\frac{T_p(1-R)}{T_{S1}}\right]^2 C_m\alpha^3{}_{max}\frac{d}{d\theta}\alpha_2\frac{d}{d\theta}\alpha_2^2$$

$$=\frac{1}{4}K'_{b1}\Omega C_m\left[\frac{T_p(1-R)}{T_{S1}}\right]^2\alpha^3{}_{max}$$

$$(1-\sin\theta)^2(2+3\sin\theta)$$

$$=K_{b1}\Omega\alpha^3{}_{max}(1-\sin\theta)^2(2+3\sin\theta) \quad\cdots\cdots\cdots(81)$$

ただしここで

$$K_{b1}=\frac{1}{4}C_{b1}\cdot(1-R)^3\cdot\left(\frac{T_P}{T_{S1}}\right)^2\cdot C_m \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(82)$$

$$(33)\text{式第 3 項前半}=K'_{b2}h\Omega\frac{d^2}{d\theta^2}\left\{\overline{\alpha_2}\,(1-\chi_b)\right\}$$

$$=K'_{b2}\cdot h\cdot\Omega\cdot\alpha^2{}_{max}\cdot C_m\cdot\left(\frac{T_P(1-R)}{T_{S1}}\right)$$

$$\cdot\frac{d}{d\theta^2}(\alpha_2^2)=\frac{1}{2}K'_{b2}\cdot h\cdot\Omega\cdot\alpha^2{}_{max}\cdot C_m\left(\frac{T_P(1-R)}{T_{S1}}\right)$$

$$\cdot(1-\sin\theta)(1+2\sin\theta)=K_{b2}\cdot h\cdot\Omega\cdot\alpha^3{}_{max}$$

$$\cdot(1-\sin\theta))1+2\sin\theta) \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(83)$$

ただし

$$K_{b2}=\frac{1}{2}(1-R)^2\cdot C_{b2}\cdot C_m \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(84)$$

$$(33)\text{式第 3 項後半}=K'_{b2}h\Omega\cdot K'_{b3}\frac{d^2}{d\theta^2}\overline{\alpha_3}=K'_{b2}$$

$$\cdot\frac{h\Omega}{2}\cdot K'_{b3}\,\alpha_{max}\frac{\sin\frac{\Omega_R}{2}}{\frac{\Omega_R}{2}}\sin\left(\theta-\frac{\Omega_R}{2}\right)$$

$$=K'_{b2}\cdot K'_{b3}\cdot\alpha_{max}\cdot\frac{A_1}{A_R}\cdot\sin\frac{\Omega_R}{2}\cdot\sin\left(\theta-\frac{\Omega_R}{2}\right)$$

$$=K'_{b2}\cdot\frac{1}{2}\cdot h\cdot\alpha_{max}\cdot\sin\frac{\Omega_R}{2}\cdot\sin\left(\theta-\frac{\Omega_R}{2}\right)$$

$$=K_{b3}h\cdot\alpha_{max}\cdot\sin\frac{\Omega_R}{2}\cdot\sin\left(\theta-\frac{\Omega_R}{2}\right)\cdots\cdots\cdots(85)$$

ただし

$$K_{b3}=\frac{1}{2}(1-R)\cdot C_{b2} \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(86)$$

となり，それぞれのボイドのピストン効果の項が計算できる。

4・4・3 仮想ボイドを投入したときの運動方程式

さて以上のような時間，空間分布をなす仮想ボイドを投入したときの運動方程式は，流速比 y だけを未知変数とするつぎのような一次微分方程式となる。

ただし $\theta=0$ の原点としては，前記のように仮想ボイド比 α_2 がその平均値を通過する位置にずらし，仮想ボイドを基準として考えることにする。

このときは(68)式より，$\alpha_2=\alpha_{max}\dfrac{(1-\sin\theta)}{2}\cdots$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(87)$$

となりまた重力加速度はこの θ に対し $\left(\dfrac{\Omega\chi_{bo}}{2}+180°\right)$ だけ進んだ位相となるので

$$G=\overline{G}\sin\left(\theta+\frac{\Omega\chi_{bo}}{2}\right) \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(88)$$

となる。(33)式に(87)(88)(81)(83)(85)(80)(73)式等を投入することにより，

運動方程式はつぎのようになる。

$$(1+h+h')\frac{dy}{d\theta}+K_{b1}\Omega\cdot\alpha^3{}_{max}$$

$$(1-\sin\theta)^2(2+3\sin\theta)$$

$$+K_{b2}\cdot h\cdot\Omega\cdot\alpha^2{}_{max}(1-\sin\theta)(1+2\sin\theta)$$

$$+K_{b3}\cdot h\cdot\sin\frac{\Omega_R}{2}\cdot\alpha_{max}\cdot\sin\left(\theta-\frac{\Omega_R}{2}\right)$$

$$+\frac{1}{2\Omega}\left\{K_1-K_2\cdot\alpha_{max}(1-\sin\theta)\right\}y^2$$

$$+\frac{1}{2\Omega}\left\{\frac{K_3+K_4\alpha_{max}(1-\sin\theta)}{1-K_5\alpha_{max}(1-\sin\theta)}\right\}\left\{y-K_6\Omega\right.$$

$$\left.\alpha^2{}_{max}\cos\theta(1-\sin\theta)\right\}^2-\frac{P_o}{2\Omega}$$

$$-\frac{G_o}{\Omega}\left\{1+\frac{\overline{G}}{G_o}\sin\left(\theta+\frac{\Omega\chi_{bo}}{2}\right)\right\}\left[K_7\,\alpha^2{}_{max}\right.$$

$$(1-\sin\theta)^2+K_8\,h\cdot\alpha_{max}\left\{1-\frac{\sin\frac{\Omega_R}{2}}{\frac{\Omega_R}{2}}\right.$$

$$\left.\left.\cdot\sin\theta\left(\theta-\frac{\Omega_R}{2}\right)\right\}+K_9T_{S1}\beta\left(\frac{1}{2}+h\right)+K_{10}\overline{\alpha_S}\right]$$

$$=0 \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(89)$$

ただしここで定数 K_{b1}，ないし K_{b3} は(82)(84)(86)式で与えられ，また他の諸定数は，

$$K_1=K'_1=\left(1+\frac{H'}{d_{EN}}\xi_{EN}\right)\left(\frac{A_o}{A_{EN}}\right)^2+\xi_{N1}\left(\frac{A_o}{A_{N1}}\right)^2$$

$$+\xi_L\frac{L}{d_L}+\xi'_P \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(90)$$

$$K_2=\frac{1}{2}K'_2=\frac{1}{2}\;\frac{L}{d_L}\xi_L \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(91)$$

$$K_3=K'_3=\left(\frac{A_o}{A_{N2}}\right)^2\xi'_{N2}+\frac{H}{d_R}\xi'_R \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(92)$$

$$K_4=K'_4\cdot\left(\frac{T_P(1-R)}{T_{S1}}\right)$$

$$=C_{b3}\frac{L}{d}\xi'_L\left(\frac{T_P(1-R)}{T_{S1}}\right) \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(93)$$

$$K_5=K'_5=(1-R)\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(94)$$

$$K_6=K'_6\cdot C_m\cdot\left(\frac{T_P\cdot(1-R)}{T_{S1}}\right)$$

$$=C_m\,(1-R)^2\left(\frac{T_P}{T_{S1}}\right)\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(95)$$

$$K_7=\frac{C_m}{4}\cdot\left(\frac{T_P\cdot(1-R)^2}{T_{S1}}\right) \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(96)$$

$$K_8=\frac{1}{2}(1-R)\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(97)$$

$$K_9=K_9'=\int_0^{L+H}\Delta T dx/\left(h+\frac{1}{2}\right)\;T_{S1}\cdots\cdots\cdots\cdots(98)$$

$$K_{10}=1-R\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(99)$$

$$\mathbb{P}_o = \Delta P'_{FCo} \Big/ \left(\frac{1}{2}\rho_l u_o^2\right) \quad \text{(強制循環力数)} \cdots\cdots \tag{100}$$

$$\mathbb{G}_o = LG_o/u_o^2 \quad \text{(自然循環力数)} \cdots\cdots \tag{101}$$

で与えられる。

(89)式は，θ を変数とし，単に y だけを未知変数とする一次微分方程式となり，電子計算機による計算も迅速となる。

なお y の値は周期解となり，適当な初期値を仮定して y を θ に関し追跡して行くと約5サイクル程度で最終脈動解に収斂する。

後で述べる実例計算で計算された y の収斂した値の脈動状況を図36(a)ないし(b)に示す。

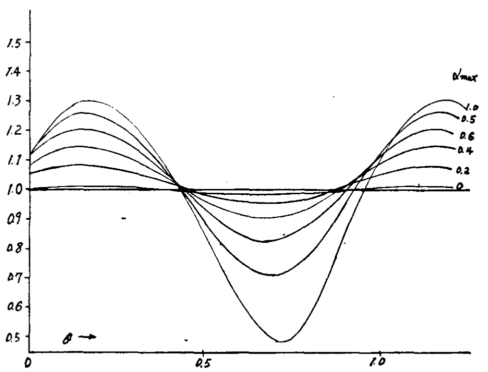


図36(a) α_{max} を変えたときの y の変動計算例，その一（サバンナ号例 $\overline{G}/G_o=0.80$ $\Omega/2\pi=0.375$）

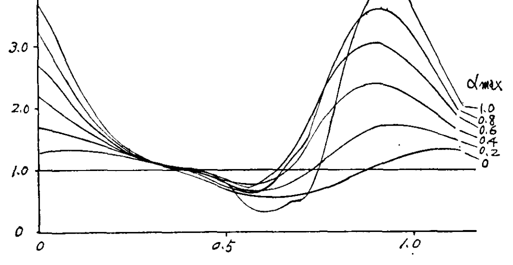


図36(b) α_{max} を変えたときの y の変動計算例その二（単管ループ例 $\overline{G}/G_o=0.8$ $\Omega/2\pi=0.375$）

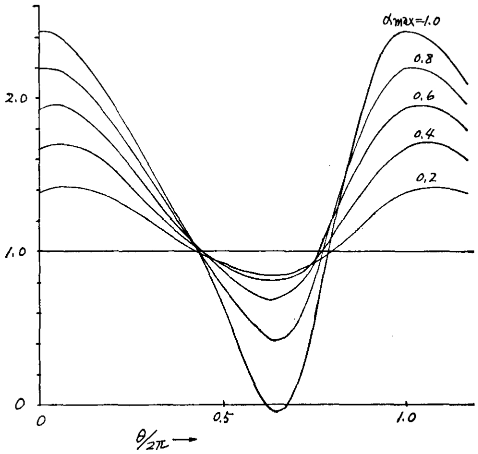


図36(c) α_{max} の値を変えたときの y の変化計算例その三（単流炉例，$\overline{G}/G_o=0.8$ $\Omega/2\pi=0.375$）

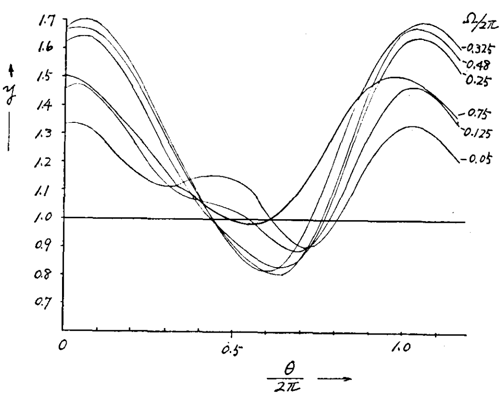


図36(d) $\Omega/2\pi$ の値を変えたときの y の変化計算例（単流炉例，$\overline{G}/G_o=0.8$ $\alpha'_{max}=0.40$）

図のように y は一般に正弦波を基調とし，y の大きい側に大きなふれをもつ場合と逆の場合とがある。

4・4・4 計算の手順

さて以上の近似解を求める順序を整理して示すとつぎのようになる。

(1) 与えられた炉心チャンネルの諸状態，寸法，温度，抵抗，等から K_{b1} ないし K_{b3} および K_1 ないし K_{10} の諸定数を定める。また強制循環力，静止時自然循環力，等より，静止時流速 u_o，定数 $\mathbb{P}_o$，$\mathbb{G}_o$，等を定める。

(2) $\overline{G}/G_o$（ヒービング加速度振幅比）をある範囲にパラメトリツクに選定する。

(3) 波の周期に関する無次元数Ωを 0 ないし 2π の間にパラメトリツクにいくつか選ぶ，またそれに対応する Ω_R を求める。

(4) 仮相ボイド振幅比 α_{max} をパラメトリツクにいくつか選ぶ。

(5) 任意の $\overline{G}/G_o$, Ω, α_{max} の組み合わせに対し運動方程式(89)の y, θ, 以外の定数はすべて与えられるので，同式は

$$\frac{dy}{d\theta}=f_1(\theta)-f_2(\theta, y^2, y) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (102)$$

の形の一次微分方程式となり，y の初期値を与えることによつて図式計算または計算機によつて解くことができる。

電子計算機によるときは，適当な初期体を与えて5サイクル計算することにより y の値は一定の周期的変動曲線に収斂する。

その曲線が，そのときの仮想ボイドと，G の変動に対応する流速の変動値である。

(6) 上の流速の変動のうち，ボイド発生量に関連するのは流速が低い方の期間であるので，とくに最低流速比 y_{min} だけに着目し，$\overline{G}/G_o, \alpha_{max}, \Omega$, の値をパラメトリツクに変化したときの y_{min} の値の変化を見る。

この y_{min} の値を y_{min1} とする。

(7) 一方において近似エネルギ式(61)より，与えられた $\alpha_{max}, \alpha_{20}, T_{S1}/T_P, \Omega$, に対応する流速脈動振幅 η の値を求め，その最低流速比 y_{min2} の値を計算する。

(8) いま $\overline{G}/G_o$, Ω, を定めておいて α_{max} を変えて行つたとき，α_{max} に対応する y_{min1}, y_{min2} の値の変化は一般に図37(a)に示すような形状となり

両曲線の交点で

$$y_{min1}=y_{min2}$$

となる位置がエネルギ式と運動方程式の両者を近似的に同時に満足することとなるので，同点の値から y_{min} と α_{max} の比較法による最終解を知ることができる。

もし交点が二ケあるときは，α_{max} の小さい方の解が安定解であり，また図(b)のように交点が存在しないときは，もはやこの方式では補捉できない大きな流速とボイドの脈動が生じ得ることを示し $\alpha'_{max}=1.0$ と置ける。$\alpha'_{max}=(1-\mathrm{R})\alpha_{max}$ である

(9) 上の方法を希望する範囲の $\overline{G}/G_o$ とΩの値に対しくり返す。

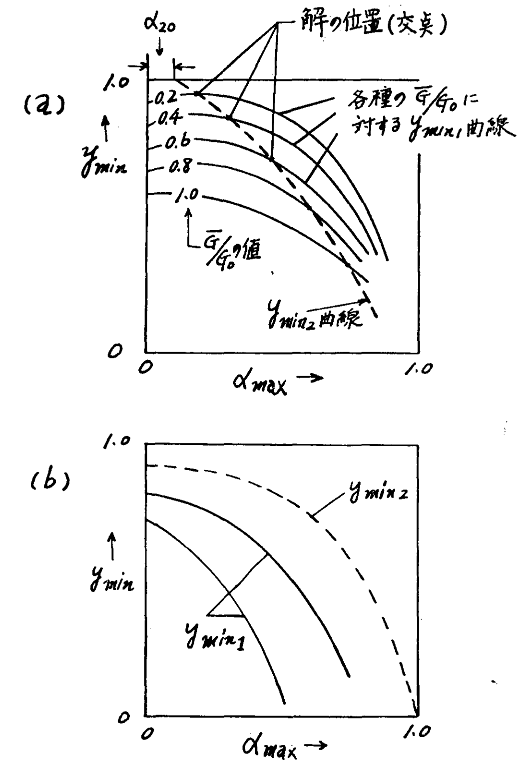


図37 $y_{min}1=y_{min}2$ を求める図式解法

さてすでに 4.4.1 節で述べたように以上の解法は厳密なものではなく，正弦波状変動を骨格とした近似解であるが，ボイドや流速の脈動中が直ちに求められること，また(89)式を通して，流路の構造，摩擦抵抗，絞りの影響，ポンプの影響等が直ちに推察でき，また(61)式によりサブクール，や圧力の影響が視察できるので物理的把握をする上に極めて有効である。

我々はこの計算に当所 NEAC 2203G(2206相当)デイジタル電子計算機を使用したが，(89)(61)式を連立して同時に演算させることをせず，別個に計算させて ε と α_{max20} の比較は図37のような図式計算で行ない，もつて物理現象の把握を失なわないようにつとめた。(89)式の計算は θ の区分として $2\pi/72$を選んだ，また一つの $\alpha_{max}, \overline{G}/G_o, \Omega$の1組み合わせに対する y の計算所要時間は約1分であり全部で約20時間を要した。

4.5 理論計算結果

4.5.1 対象ループ

理論計算の対象としては，

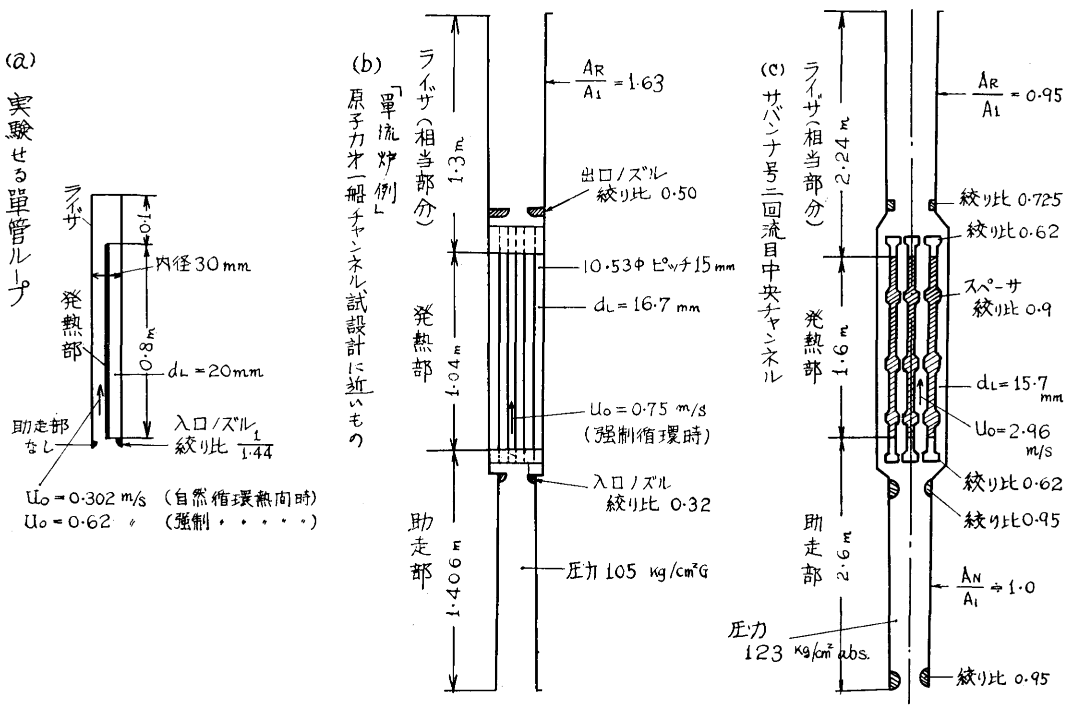


図38 計算に使用した諸チャンネルのモデル化した模型

(1) "単管ループモデル"；さきの大気圧実験に使用したもの。

(2) "単流炉チャンネル"；昭和39年6月ごろの，時点での原子力第一船試設計 12) 13) の炉心チャンネルを考えたもので，資料が完全でないので多くの推定を施し，"試設計のものに近い高圧一回流炉例"と考えてよいもの。

(3) "サバンナ号チャンネル"，サバンナ号炉心中央チャンネル[11]を想定したもので，資料不足の部分にはやはり多くの推定を施してある。このチャンネルは高圧二回流炉のモデルと考えてよい。

以上の流路の単純化した図面を図38に示す。また，それらの諸要目と，諸定数の値を表2に示す。

別にレーニン号の炉心チャンネル，CNSGのシステム等についても後で簡単な考察を加える。

4.5.2 単管ループモデルの計算結果

単管ループの自然循環時のボイドおよび流速脈動を，種々の角速度，$\overline{G}=0$ ないし $1G_o$ の間の加速度変動片振幅に対して計算した。（自己蒸発考慮する，）

$\overline{G}/G_o=0.8$ のときの，仮想ボイドに対する y の応答計算例は図36(b)に示されている。

ここでは最終計算結果だけを示す。まず静止時のオリジナルボイド α_{20} の値を5%としたときの α_{max} および，u_{max}, u_{min} の値を図39，図40，に示す。横軸としては

$$\Omega/2\pi=X_b/u_o\cdot\tau \quad \cdots\cdots (103)$$

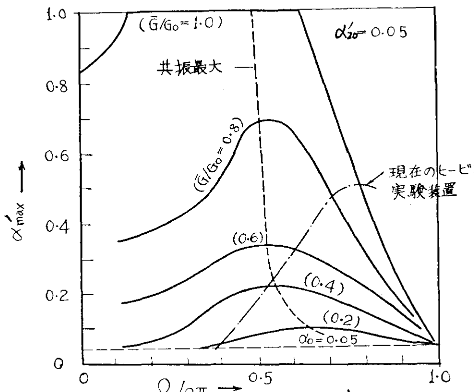
(15)をとつている。

図39にて注目されることは，$\overline{G}/G_o$ の値が増すにつれて加速度的に α_{max} が増大し，かつそれを極大にする一種の共振角速度が存在することである。また $\Omega=2\pi$ のときは変動が0になる。それ以上の Ω のときは再び脈動が生ずるが，その脈動幅は小さくなるので実際上考えなくてもよい。

図41に同じく単管ループで $\alpha_{20}=0.20$ の場合の α_{max} を示し，また図42にそれに対応する u_{max} および u_{min} を示す。

図43には静止時流速 $u_o=0.62$m/s のときの強制循環時の α_{max} 計算結果を示す。

さて図44に，単管ループ自然循環時の α_{max} の理論値と，実験において静電容量型ボイド計で測定した実



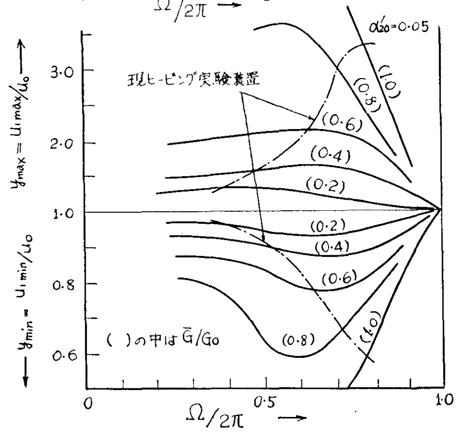
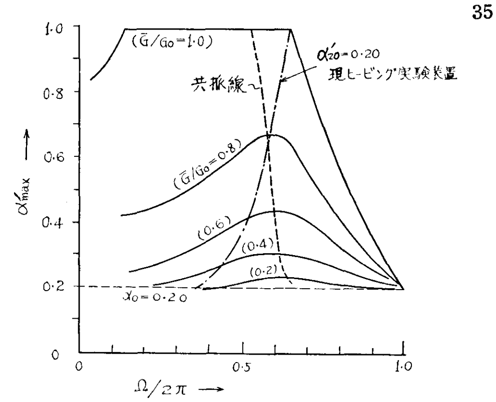


図39　単管ループ自然循環時 $\alpha'_{20}=5\%$ の時の流速の脈動振幅（理論値）

図40　単管ループ自然循環時 $\alpha'_{20}=5\%$ のときのボイド脈動最大値（理論値）



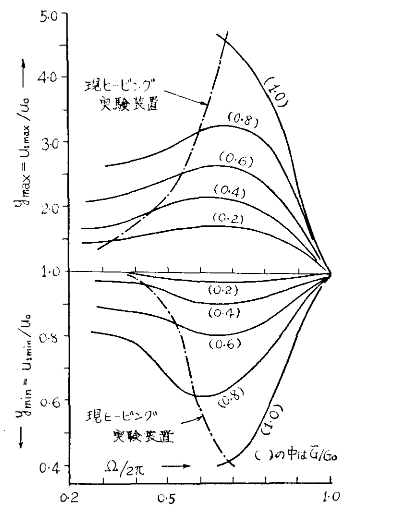


図41　単管ループ自然循環時 $\alpha'_{20}=0.20$ のときの流速の脈動振幅（理論値）

図42　管ループ自然循環時 $\alpha'_{20}=0.20$ のときの流速の脈動振幅（理論値）

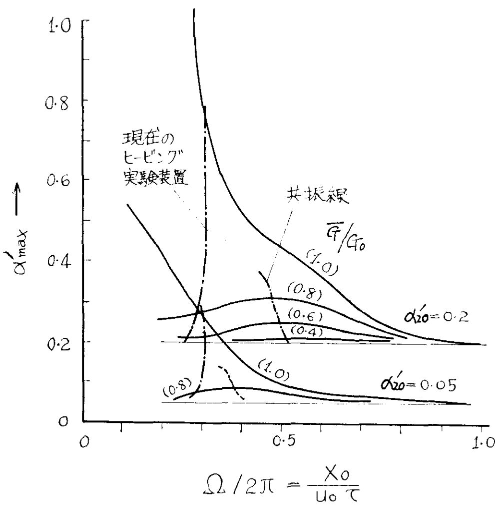


図43　単管ループモデル強制循環時（$\alpha'_{20}=0.2$ および0.05）のときの脈動ボイドの最大値 α_{max},（ ）の中は $\overline{G}/G_o$

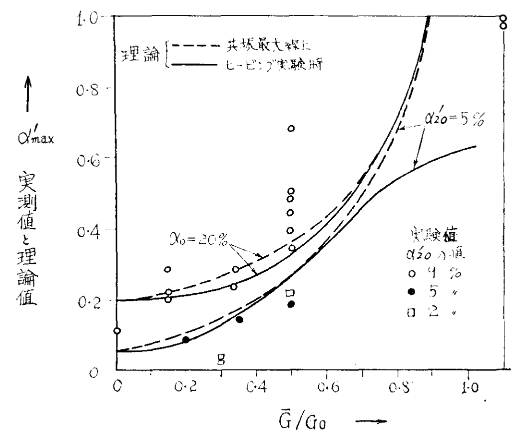


図44　加速度片振幅に対する脈動ボイド最大値 α_{max} の値の単管ループ自然循環時の実測値と理論計算値

測値とを比較する。横軸には加速度片振幅 $m=\overline{G}/G_o$ をとつている。

なお現在使用中のヒービング試験装置は，周期と加速度の関係が一定の関連で定まつているので，共振点を常に追跡させることはできず，図39ないし42に鎖線で示されているような線に沿つて実験を行なつている。図44には，共振時の α_{max} と，ヒービング実験装置による α_{max} の両理論曲線が示されている。

図45に同じ単管ループにおける流速の脈動の上限と下限の理論値と実験値の比較を行なう。

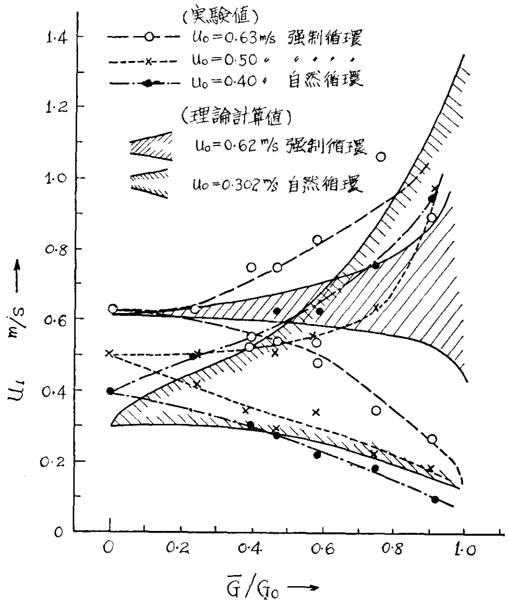


図45 単管ループモデルにおける流速の変動の上限・下限の実験値と理論計算値（α_{20}=20%）

図44, 45, より見ると，実験値と理論値は，このように複雑な因子の入つた現象としては，十分合つているといえる。（この現象によく似ている水力不安定現象の理論解析でもこの程度の合致が見られれば満足できるとされている。）なお諸定数の改善により両者の一致は更に改良できよう。

4.5.3 "単流炉例"の計算結果

原子力第一船試設計炉に近いものをさきの図38(b)のように単純化し，入口流速 u_o =0.75m/s なる強制循環高圧一回流炉の一例として計算した。それに使用した主要定数は表2に示してある。（u_o の値は実際の試設計の約70%である，これは流路外，たとえば制御棒空間への逃げを過重に考慮したためであつた）

ここでは最終計算結果だけを示す。まず図46に種々の α_{20}（静止時オリジナルボイド）を与えたときの，α_{max} の値を $\overline{G}/G_o$ をパラメーターとし，$\Omega/2\pi$ を横軸にとつて比較している。

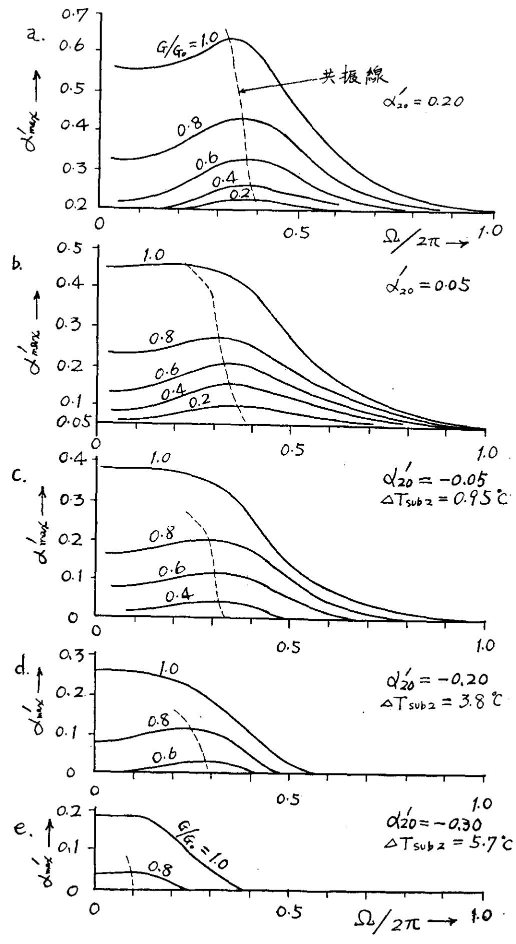


図46 単流炉の例におけるヒービング時のボイド脈動最大振幅理論値
ただし，$\alpha'_{20}=(1-R)\alpha_{20}$である。

図のように，α_{20} の減小により共振角速度はしだいに小さい方にずれ，かつ α_{max} の値もだんだん減小する。

なお，静止時に出口に T_{S20} なるサブクールがあるときは，(58)式によりそれを負の仮想ボイド率 α_{2eq}

を有するものと考える。（同式は保有エンタルピが気泡となつたとき，気液間のスリツプがないとして導いている）同式を使用すれば静止時出口にサブクールがあるときも，またボイドが発生しているときも，同じ尺度で論ずることができるので都合がよい。

本計算例によると $u_0=0.75\mathrm{m/s}$ ていどの流速ではたとえ強制循環であつてもかなりの流速とボイド脈動が生じ得ることがわかる。

また計算途上において $\overline{G}/G_o=0.8$ に対し，一定のΩにて仮想ボイドを変化したとき，また一定の仮想ボイド振幅でΩを変えたときの運動方程式によるyの応答曲線の電子計算機による計算例は図36(c)(d)に示されている。

4.5.4 サバンナ号炉心チヤンネルの計算結果

サバンナ号の炉は実際の出口サブクール T_{S2} が 47°C ていどであつて極めて大きいので，後述のようにかなり大きな加速度変動がない限りボイドは生じない。しかしここでは，他の形式の炉との比較のために，サバンナ号の炉が他の条件は同一で，ただ出口に5～20％の静止時ボイドが発生している状態で運転されているものと仮定したときの計算を行なう。

計算途上における，一定の$\overline{G}$とΩに対する運動方程式によるyの応答計算例は図36(a)に示されている。

ここでは最終計算結果だけを示す図47に $\Omega/2\pi$ を横軸にとり，$\alpha_{20}=0.05$，$\alpha_{20}=0.2$，のときの α_{max} の値を示す。

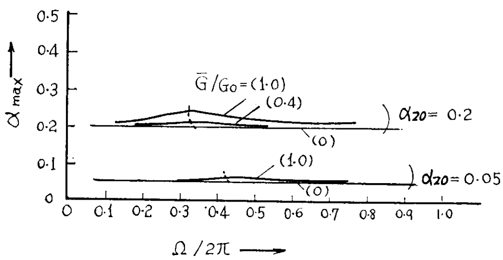


図47 サバンナ号原子炉の脈動ボイドの最大値理論値（仮りに $\alpha_{20}=0.2$および $\alpha_{20}=0.5$であつたとしたときの値）

同図のように，サバンナ号の炉の脈動は極めて小さい。これは同炉の流速が大きいので（$u_o=2.96\mathrm{m/s}$）流速に対する加速度変動の寄与が小さいことと，二回流炉であつてホツトチヤンネル内での水温の上昇が T_P に比して小さいので，流速の変動によるボイド（仮想時）の変動が小さいこと，を主な原因としている。

図48に比較のため，単流炉例とサバンナ号炉との回流概念図，および冷却水温度上昇，飽和温度，出口サブクール温度，流速，等を図示する。

流速 u，および出口サブクール温度 T_{S2} の差に注目されたい。

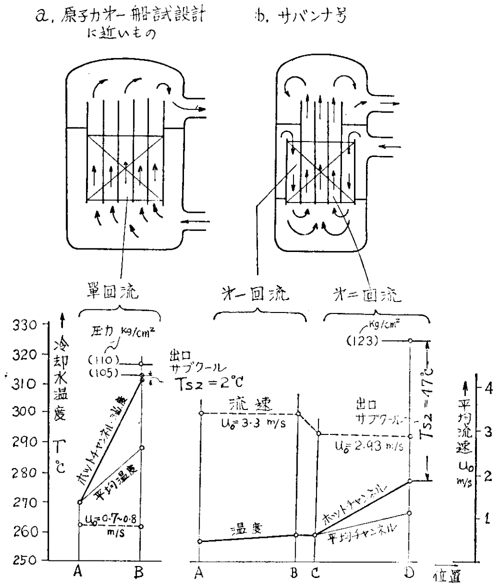


図48 二種の原子炉冷却水の温度経過と流速比較
（ ）—・—は圧力とその飽和温度位置を示す。

第５章　計算結果による考察，諸形式チャンネルの比較，脈動防止対策等について

5.1　脈動時ボイド最大値の比較

図49に，単流炉例，単管ループモデル，サバンナ号炉，の加速度変動時のボイド最大値 α_{max} を，$\overline{G}/G_o$ を横軸にとり，静止時ボイド α_{20} をパラメーターとして比較する。α_{max} は共振最大点の位置の値をとる。

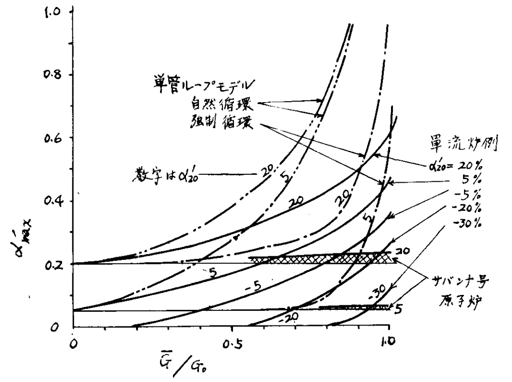


図49　単流炉例単管ループモデル，サバンナ号炉の加速度変動に対する脈動ボイドの最大値 α'_{max} 理論値の比較
（但しサバンナ号炉の α_{20} の値は比較のための仮想値で実際はサブクール 47°C である）

図のように，加速度変動が大きくなるにつれ α_{max} は大きくなるが，単管ループモデル自然循環時にて最も大きく，サバンナ号炉では最も小さく，単流炉例のものはその中間で，かなり単管ループに近い値をとり，ちょうど単管ループの中程度の強制循環時に近いようである。

5.2　共振点の存在とその比較

以上の計算結果の示す重要な点の一つは，ヒービングによる流速等の変動には，ヒービングの周期（もしくはサイクル数）が強く影響することである。そして，ある周期のとき，システムは一種の共振状態となつて最も大きな変動を示す。そのときの周期を共振周期（もしくは危険周期）と呼ぶ。計算例によれば共振周期 τ_{cri} は一般に

$$\Omega_{cri}=\frac{X_b\cdot 2\pi}{u_o\cdot\tau_{cri}} \qquad (104)$$

の値が $\alpha_{20}\geqq 0$ でほぼ

$$0.5>\frac{\Omega_{cri}}{2\pi}>0.3 \qquad (105)$$

のはんいに入る。

三つの炉に対して，それぞれの共振線理論値と，チャンネル寸法とから，上の(104)式で τ_{cri} を計算すると，図50のようになる。

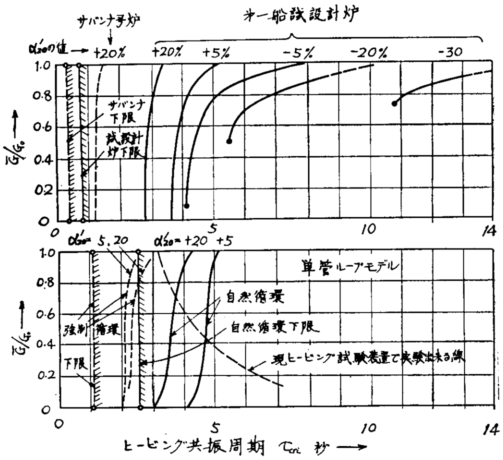


図50　諸形式炉におけるヒービング共振周期 τ_{cri} の値

同図のように，サバンナ号の τ_{cri} は２秒以下となり，単流炉例の τ_{cri} は α_o の減少と共に増大するが，３秒ないし10秒のはんいに入る。また単管ループでは自然循環時に３～５秒，強制循環時に２～３秒となる。

図51に大島丸実船試験[5)]による北大平洋における波の出会い周期 (Encounter Period) の実測値のヒストグラムが示してあるが，実在する波は３秒ないし14秒の間に散らばり，単流炉例の共振周期は丁度その間に入つている。サバンナ号および単管ループ強制循環時の共振周期は実在する波動より小さい。

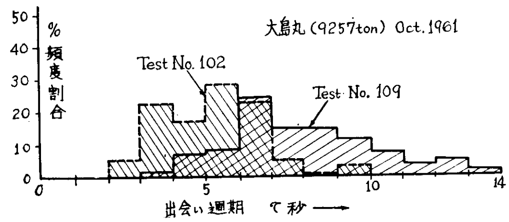


図51　波の出会い週期のヒストグラム実例（大島丸）

また図50には，$\Omega=2\pi$ となる点を脈動の影響が無視できるようになるヒービング周期の下限として計算

した下限周期 τ_l を示しておく。

また同図には現在のヒービング実験装置で与えることのできる $\overline{G}/G_o \sim \tau$ の関係を点線で示しておく，同装置は単管ループ自然循環時にほぼ共振点近傍の状態を実現していることが示される。

なおこのような共振（的）状態が存在する物理的な理由を説明すると，それは

(1) Ωが増大するにつれてヒービング加速度に対するボイド量の位相遅れが大きくなつてくるが，これは往復機関の平均指圧の増大と同じで脈動を増す方向に働らく，$(0 \leqq \Omega \leqq 2\pi)$

(2) 一方Ωが増大するにつれて同一の流速変動に対応するボイド変動振幅そのものは逆に小さくなり，他の条件が同じ時はこれは脈動を減小させる方向に働らく，$(0 \leqq \Omega \leqq 2\pi)$

という相反する効果が相乗されるため，丁度中間である$\Omega = \pi$ の前後で両者の積が最大となり脈動が最大となると言える。

5.3 ボイドが発生しない限界サブクール T_{s2cri} の存在について

図52に，試設計炉における静止時出口温度 T_2（もしくは相当ボイド α_o）を変化させ，$0 \sim 1G_o$ の加速度変動を加えたときに発生するボイド最大値 α_{max} を図示する。（同図の α_{20} と T_2 の目盛の関係は，附録Cに示す理由で α_{20} 目盛差$=T_2$ 目盛差$/T_p$ となるようにとつてある。）

同図よりすぐわかるように，ある $\overline{G}/G_o$ の値に対して全くボイド発生がなくなる出口温度が存在する。それを限界出口温度（T_{2cri}）と呼び，それに対応するサブクール温度を限界サブクール（$T_{s2cri}=T_{sat}-T_{2cri}$）と呼ぶことにする。 T_2 が飽和温度に近い炉に対する T_{s2cri} は附録Bに示すような方法で近似的に理論的に求められる。

すなわち，比較的変動が小さいはんいで線形近似を行なつた結果によると，K_o を流路が全部液相のときの抵抗係数で近似的に $K_o=K_1+K_3$ とし，ξ を表面沸

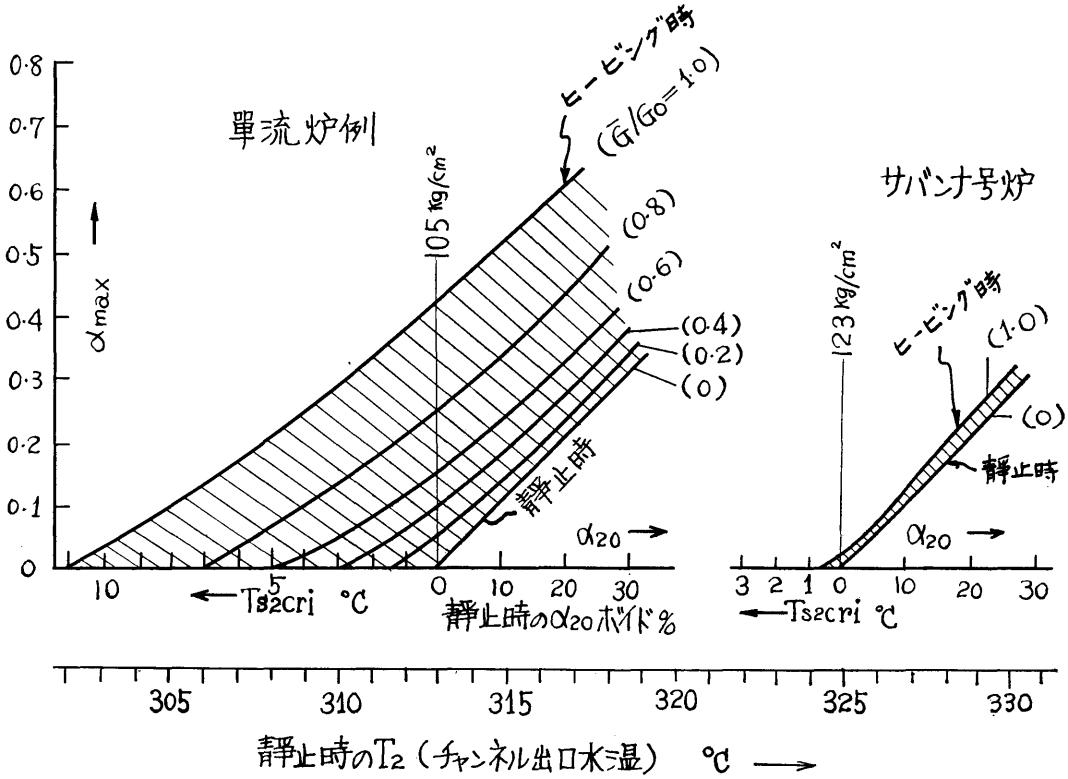


図52 静止時出口水温度の変化に対する脈動時の最大ボイドの値と限界サブクールの値
（単流炉例とサバンナ号炉との比較に注目されたい）

騰ボイド効果を換算加算する項とすると，

$$B_o=\frac{G_o}{K_o}\left[K'_9\left(h+\frac{1}{2}\right)T_{210}\cdot\beta\cdot(1+\zeta)\right]\left(\frac{\overline{G}}{G_o}\right)\cdots(106)$$

とおいたとき BWRでは

$$T_{S2cri}=B_o\ T_{s1}\cdots(\text{入口サブクール一定})\cdots(107)$$

$$T_{S2cri}=B_oT_{210}/1-B_oT_{210}(\text{温度上昇一定})$$

で表される。BWRではT_{210}の代りにT_{S1}を使用。

（その導入方式は附録B参照のこと）

この値は単流炉例において非線形運動方程式(89)を電子計算機で計算しサブクールのある場合に延長したとき求められる限界サブクールの値と±5％以内で一致する。

単流炉例における温度上昇一定の条件下のT_{S2cri}の値は任意の$\overline{G}/G_o$に対し図52において $\alpha_{max}=0$, を示す点から求めることができる。同炉の例では $\overline{G}/G_o=0.8$ に対する T_{S2cri} は約5°C程度となる。

サバンナ号炉では実際のサブクール T_{s2} は47° Cもあるので，同炉においてボイド発生をみるヒービング加速度は，炉心から加圧器までの水頭が6mであると仮定して重力変化による飽和温度の低下をも加味した同様な計算をすると，±22.1G_o となる。この値は事実上サバンナ号の炉はヒービングによつてはボイド発生を見ないことを示している。

5.4 高圧と低圧時の流速とボイド変動の比較

以上の理論考察により高圧時と低圧時のチャンネルのヒービングによる流速とボイドの変動応答の状況を比較すると，

(1) 本質的な現象は，加速度の変動により液相の密度差やイニシアルボイドの存在を通じて流速が変動を開始し，流速が低くなるとき更にボイドが発生して，そのボイド発生のピストン効果が更に流速を低下させる方向に効いてくることにある。ゆえにシステムの圧力の高いことや低いことは現象に対する本質的な差を与えない。

(2) しかし大気圧近傍の低圧では自己蒸発の影響（重力ヘツドの減小による飽和温度の脈動）が強い。

(3) 高圧では液相部の温度膨脹係数が大きくなる（105 ata では1 ata の約3倍）ので液相だけでも初期流速変動が強くなり不利となる方向に働く。

(4) 同一の入口サブクール T_{s1} おいては (57) 式による T_p の値が大きいほど同じ流速の変動に対するボイド脈動が小さくなる。T_p の値は圧力が高いほど大きいのでこの点では高圧の方が有利に効いてくる。しかし，我々の行なつた大気圧単管ループ実験と，試設計炉とでは，T_{s1} の値が前者で小さく，後者で大きかつたので，T_{s1}/T_p の値ではそれほど差がなかつた。

(5) 以上の因子以外，たとえばポンプによる循環力，流路構造，抵抗，等の影響はシステムの圧力によつて影響を受けない。

ゆえに以上を総合すると，脈動現象には高圧，低圧の差により特に差異が生ずることは考えられない。

5.5 レーニン号炉，や IBWR 炉についての考察

(1) レーニン号のPWRは詳細な資料に不足しているが，概略報告[14]によると，図53に示すような3回

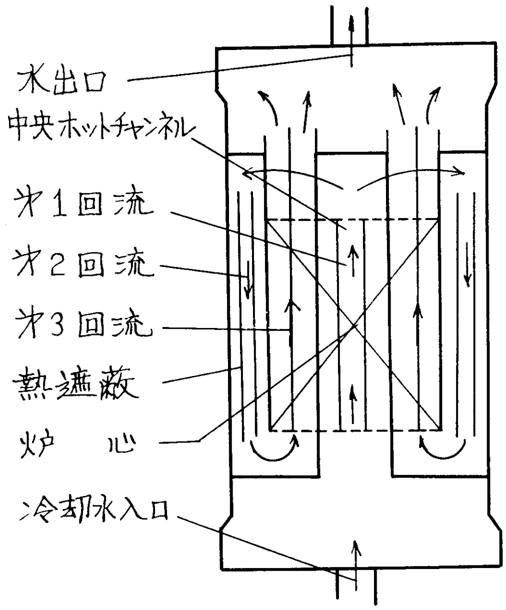


図53 レーニン号加圧水型原子炉の冷却水回路図（中央ホットチャンネル出口でのサブクール温度が大きいことに注意）（u_o=0.3～0.5m/s 推定）

流形式の冷却水回路をもつているようである。同炉中央のホツトチヤンネルを考えると，そこにはまだ冷たい第1回流が通るので明らかに出口サブクールT_{s2}が大きく，十分限界温度以下になつていることが推定できる。

(2) B&W 社提出の IBWR の冷却水回路原理図を図54に示す。（CNSG炉）

同炉では，1回流路であるためチャンネル内平均流速が低いこと，および全体の高さが高く，かつ熱交換器が高い位置であるため液相のみの自然循環ヘツドが大きいこと，の二つの理由でかなりボイドを発生し易いことが推定できる。また同社の述べているように，

部分ボイドを発生させて自己加圧方式をとらせるときは，T_{s2} が零もしくは負となるためヒービングによつて極めて大きなボイドと流速の脈動が生じ得ることが考えられる。

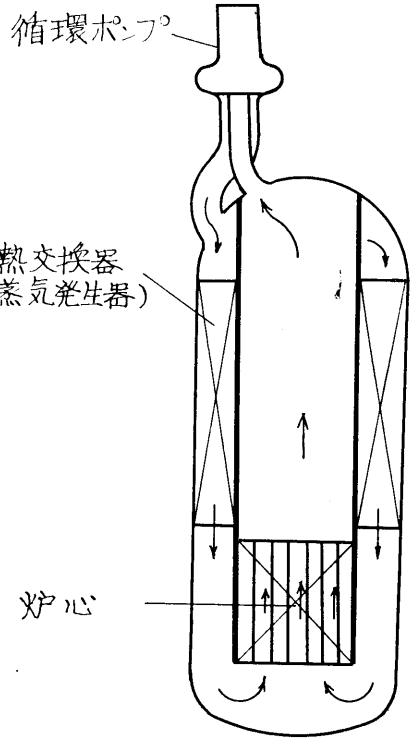


図54 IBVRの冷却水回路原理図（B&W社による）（全体の高さが高く，かつ1回流形式であることに注意）
(CNSG)

5.6 ボイド脈動を減少させる対策

ヒービングによるボイド脈動を減小させる対策としてはつぎの諸点が考えられる。

(1) チャンネル出口サブクール温度を増す。（出口温度を下げる）

この方法は直接的で最も効果があり，限界サブクール温度以上となれば全くボイド脈動は消失する。しかし実際上温度変更は出力変更となつて許されない場合が多いので，むしろシステムの圧力を増加して相対的にサブクール温度の増加を計るのがよい。

(2) 強制循環力を増して流速を増大させる。

基礎方程式より明らかなように，同式におけるチャンネル前後のポンプ水頭常数を $\mathbb{P}_0$ とし，重力による水頭常数を $\mathbb{G}_0$ とすると，流速の変動はほぼ $\sqrt{2\mathbb{G}_0/\mathbb{P}_0+2\mathbb{G}_0}$ に比例する。故に流速の増大は $\mathbb{P}_0$ の増大を意味するので，その割合で脈動振幅が減少する。また流速の増大は共振周期を小さくさせる効果がある。

(3) 二回流もしくは三回流形式とする。

サバナン号やレーニン号の炉のように回流数を増すと，同一熱出力に対し当然流速を増加せねばならないので，上の(2)の効果が入り，また回流の増加のため図48のようにホツトチャンネルでの温度上昇分 T_{1c} が減少するので，流速の変動に対応するボイドの変動割合が減少する。またレーニン号のような特殊な三回流形式のときは，明らかにホツトチャンネル出口のサブクール温度が大きく(1)の効果がある。

(4) 二相流部分（発熱部出口およびライザ）の抗抵の軽減を計る。

一たんボイドが発生したとき，そのボイドの二相流抵抗とピストン効果はさらにボイドの増大を助長するので，発熱部出口，ライザ等の抵抗は極力軽減させ，無意味な絞りや屈曲をできるだけ減らす必要がある。

(5) ライザを短かくし，かつ熱交換器の位置を低くする。

液相だけのときの温度差による自然循環ヘツドを減少させることは，限界サブクール温度を減少させる効果がある。しかしこの方法は事故時の自然循環による放熱対策と相反するので限度がある。

(6) 並列チャンネルの通過流量分配を精密に調整して中央チャンネルの流速の増大と出口温度の低下をはかる。

5.7 流速，ボイドの脈動による熱限界の低下率

従来の炉心チャンネルのバーンアウト熱限界に関する資料はすべて静止したチャンネルによるものであつて，本研究のように脈動状態における熱限界に関する研究は殆ど無い。しかし燃料棒，もしくは実験電熱線の沸騰時の温度変化に対する時定数は，対象としている脈動周期にくらべて十分小さいので，定常状態における研究結果がほぼ適用できると考えられる。

いまヒービングによつて流速，ボイドが変動するときは，ヒービング運動の上死点近傍においてチャンネル内に

(1)流速の低下 (2)ボイド率の増大 (3)気泡のスラグ化と停溜 (4)絶対重力加速度の減少 (5)気液総合エンタルピの増大

が同時に重合発生する。定常状態での研究はそのすべてがバーンアウト熱限界 q_{B0} を低下させることに効く

ことが示されている。（圧力に無関係）

ゆえにヒービングによりボイド脈動が生ずるときの q_{Bo} の低下は圧力に関係なく必ず発生すると言える。

ついで，定量的にどれだけ低下するかという点については，定常流においてさえ二相流内のバーンアウトについては純理論的解析が完成されていない現状であり，直ちに理論表示式を与えることは困難であるが，半実験的には附録A.4により(A15)式で与えられる。

このさい第2章に述べた単管ループの大気圧実験結果は大きな参考となる。圧力，定常時流速等の変化によつて静止時のバーンアトウ熱負荷 q_{Boo} は変化するが，流速，ボイド率，の変動による q_{Bo} の変動割合は圧力や定常時流速にあまり影響を受けないので，K_H，K_L の形で無次元化された式(3)，(4)，(5)は高圧に対してもほぼ適用できると考えられる。

図49に示されているボイド脈動振幅の大きさから見ると，単流炉例は単管ループの中程度の強制循環時の変動状態に近いので，ヒービングファアクター K_H は，表1を参考として，ほぼ

$$K_H=1-(0.45\sim0.40)\frac{\overline{G}}{G_o}\text{（試設計炉）}\cdots\cdots(108)$$

で与えられると推定できる。

二相流内の q_{Bo} の変動についての詳細な理論研究は，当所も含めて各所で活発に進行中であり，具体的な K_H の表示式は今後に期待する所が大きい。

また実際的には実物に近い大きな圧力のモデルでヒービング実験を行なうことができれば理想的である。

5.8 核的フイードバックについて

以上の研究はすべて核的フイードバツクを考えなかつた。しかし実際はボイドの発生によつて，ボイド附近の発熱量が低下する。そのためその分だけ安全側になる。しかしつぎのことが考慮されねばならない。

(1) 傾斜，ローリングが重合しているときには，実験で明らかなようにボイドの片側集中が生ずると共に反対側の水側で q_{Bo} が下る。その附近ではボイドによる発熱量低下がそれほど効いてこない。

(2) 大きなボイド脈動が発生してくると，全体としてボイドの時間平均が急激に静止時平均ボイドより大きくなる。そのためそのままでは炉の出力を保維できなくなる。

(3) 上の場合，出力を保つため制御棒を引き抜くと，ヒービング下死点近傍でボイドが消滅している期間における過乗反応度が大きいため，上死点に近ずいて急激にボイドが発生した時点での熱流束が平均値より大きくなつていて危険側となる。

(4) 大きなボイド脈動に追随する制御棒駆動機構は実現困難と思われる。

(5) 従来の動特性解析は静止時の負荷変更に関するものが多かつたが，今後，ヒービングが重合されているさいの動特性の解析も行なう必要がある。

5.9 任意の炉流路のヒービング時脈動ボイド最大値 α_{max} の近似的推定法

図52においてヒービング時バルクボイド最大値 α_{max} の各 $\overline{G}/G_o$ に対応する曲線が静止時の直線にほぼ平行に並んでくることと，バルクボイド発生開始点の位置が，限界サブクール点として近似的に与えることができること，の二点から，附録Cに詳細を示すように，任意の水冷却原子炉の流路にヒービングが作動したときの発生バルクボイドの概略値（大きさのオーダー）を静止時の特性値だけから近似的に推定する方法が提案できる。

それによると（C 8）より静止時出口ボイド α_{20} が存在するときは，α_{max} は

$$\alpha_{max}=\alpha_{20}+f_a\frac{T_{S2cri}}{T_p}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(109)$$

で表され，与えられた $\overline{G}/G_o$ の制限値に対応する限界サブクール T_{S2cri} を知る時は，まず $f_a\fallingdotseq1.0$ と近似して

$$\alpha_{max}\fallingdotseq\alpha_{20}+\frac{T_{S2cri}}{T_p}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(110)$$

としてその大きさの程度を推定できると考えられる。

このことは，また限界サブクール温度の大さが脈動時ボイドの大きさを示す極めて重要な数値であることを示そうとするものである。

第6章 結　　論

我々は，まえがきに述べたように，水冷却原子炉におよぼすヒービング，傾斜，等の船体運動による影響を重視して，まず炉心可視模形により，ついで主としてヒービング試験装置による観察や熱限界実験を行い，またこの問題の理論的考察，および，原子力第一船試設計炉に近いものを含めたいくつかのチャンネルについての考察を試みた。その結果，つぎのような多くの重要と思われる結果を得ることができた。それを箇条書きすると，

(1) チャンネル出口水温度がある限界値以上のときは，ヒービングによつて流速とボイドの脈動が生じ，とくに大きな加速度（0.4G_o 以上）となると爆発的な

ボイドの発生消滅がおこる場合がある。

(2) ヒービングにより上記のボイド脈動が生ずると，バーンアウト熱限界が必ず低下する。その割合は従来の静止した炉の熱設計の熱負荷に対し，ヒービングファアクター K_H として加味される必要がある。K_H の値は加速度振幅に対し(1)式のように直線的に変化する大気圧時の実験結果が適用できよう。

(3) ヒービングのボイドへの影響が極大となる共振周期が存在する。その値は実在する波の出会い周期のはんいに入り得る。

(4) あるヒービング加速度振幅に対応して，その振幅以下では全くボイドを発生しない定常時限界サブクール温度が存在する。その近似値は (107) 式で計算できる。

(5) ボイド脈動を減少，もしくは消失させるためには，流路出口サブクール温度を上の限界値以上にすること，システムの圧力を増大すること，定常時の流速を増大すること，サバンナ号炉やレーニン号炉などのように，二回流または三回流冷却形式とすること，発熱部出口附の抵抗を減らすこと，流量分配を改善すること，などの対策が効果がある。

(6) 傾斜が存在するときはボイドの片側集中と逆流の発生が生ずるのでバーンアウト熱限界の局所的低下が生ずる。この効果はリステイングファアクターとしてホツトチヤンネルフアクターに考慮される必要がある。

(7) 炉の圧力が高圧のときと低圧のときとでは現象に本質的な差はないと考えられ，高圧時には液相の温度膨脹系数が大きいこと，低圧時には自己蒸発の度合が大きいことが考慮されるべきである。

(8) 以上によつてヒービング応答により水冷却原子炉を分類し，わかり易く書くと図 55 のようになる。水冷却原子炉は飽和点による PWR，BWR の分類よりも，限界サブクール点により脈動バルクボイドの発生および非発生域の炉に分けられる。

(9) 以上により，船用水冷却原子沪としては，限界サブクール点以下の出口温度を持つ PWRの有利性が打ち出されるが，これは BWRが全く不向きであるというものではなく，上記の諸対策と，熱限界に対する十分な安全係数が取られていれば全く不安が無い。

(10) 附録Cに述べる方式により，任意の水冷却原子炉流路の限界サブクールの値を知れば，その流路のヒービング時の脈動ボイド最大値の大きさの程度を推定できる方法を提案した。

等が本研究の主な結果である。

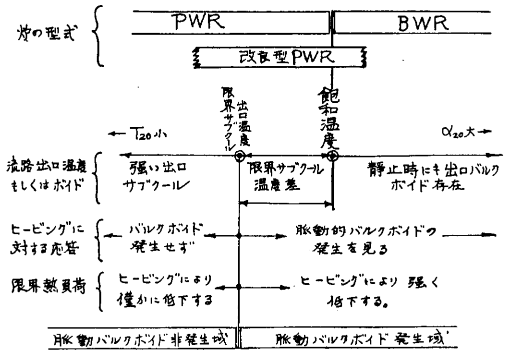


図55 水却原子炉のヒービング応答による分類と特性

以上の研究は正弦波状の一方向ヒービング運動を主として考慮したものであるが，不規則波中の船体の運動に起因する多方向不規則運動の重合時の原子炉チヤンネル特性について，また制御機構と核的フイードバツクとを連関させたときの挙動について，等に関しては今後の研究にまつ所が大きい。

以上まだ不完全であるが，水冷却船用原子炉の熱的，流力的特性の重要な動揺時特性についてわかつたことを報告し，もつて原子力第一船および将来の船用原子炉熱設計上のいささかの参考ともなれば誠に幸いであると思います。

（終りにのぞみ本研究はその遂行に当つて当所大江次長，佐藤原子力船部長はじめ原子力船部の方々に絶大な御助力を受けたものであることを記して置きたいと思います。）

参考文献

(1) 川島，田崎，坂尾，「船体運動により船用原子炉に働らく外力についての一考察」造船協会論文集 105号

(2) 原船協，「原子力船における外力の原子炉におよぼす影響に関する試験研究」
原船協，14-Ⅰ，Ⅱ(1960-8-31)

(3) 同上〃 23-1 (1961-12-6)

(4) 同上〃 31 (1962-9-6)

(5) 矢崎，田中，松本，直井「，ニューヨーク定期貨物船大島丸による北大平洋航海性能実船試験について」第1報 船研報告 Vol. 1. No. 3-4 P.1～60 (1964-7)

(6) 寺野，黒須，村山，奥村，「沸騰水型原子炉の水

力学的不安定」日本機械学会論文集　Vol. 28 No. 195　P. 1957-1606 (1962-11)
(7) 一色，和田，「上下揺動をする沸騰水ループの熱限界実験」日本機械学会 第720回　講演会　前刷 (1964-3-2)
(8) 一色，堀田，和田，「二相流中の細線のバーンアウト」第一回日本伝熱シンポジウム前刷(1964-6) 京都
(9) G.L. West & H. Nishihara. A Preliminary Report of an Investigation of the Effects of Ship Motion on BWR」. Journal of Joint Panel on Nuclear Marine Propulsion Vol. 6 No. 2. (1962-10)〔抄録　原子力船（原船協）Vol. 0 No. 3 (1963-3)〕
(10) 原船協「舶用 BWR型原子炉の安定性およびプラント過渡特性の解析」原船協-10 (1960-9)
(11) 一色「サバンナ号資料」原船協 (1959)
(12) 原子力船第一船要目概要　原船事業団 (1964-7)
(13) 加圧水型原子炉を中心とした原子力船の設計研究 原船協報告 (1963)
(14) 「レーニン号概要」第回 2 ジユネーブ会議報告 P. 2140 (1958)（以下附録参考文献）
(15) N. Zuber & H.K. Forster J. Appl. phys., 25-4 (1954-4, 474)
(16) Y. S. Chang Chem. Engng. Prog. Symposium 56-30 (1960)., 25
(17) Usiskin & R. Siegel. Trans ASME Series C. C.M 83-3 (1961-8), 243.

附録 A

A. ヒービング時のバーンアウト熱負荷の特性とその予測に関する研究

A.1 本実験に用いられた分離式 q_{BO} 測定方式の検討

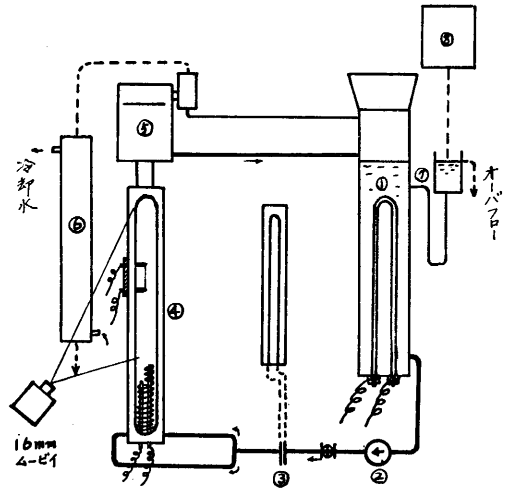
A.1.1 分離方式の検定

本研究のヒービング時の q_{BO} の本文実験には重量の軽減と測定の簡便化のため，図 6，7 や図 17，に示したように，主ヒーターと q_{BO} の測定電熱線とを分離して q_{BO} の測定を行なつている。

このような分離方式が通常行なわれている一体方式と同様な性質を持つているかどうかを調べ，かつその特性を知るため別個の静止した強制循環ループを設けてその性質を検討した結果 q_{BO} に関してはよく従来のものと同じ定性的結果を与えることを知つたのでここにその概要を述べたい。

A.1.2 実験装置

本静止ループは全体図を図A. 1 に示すように予熱部と透明な試験部よりなる。



図A. 1　装置全体図

①予熱器	②ポンプ
③流量計	④試験部
⑤汽水分離器	⑥コンデンサ
⑦補給水ダメ	⑧蒸溜器

まず蒸溜器で蒸溜された補給純水は純水溜め⑦を通つて予熱器に導かれる。予熱器内水面は純水溜の上下位置調節によつて任意面に一定に維持できる。循環水は予熱器で飽和温度まで温められた後ポンプ②を通つて試験部に送られ，気水分離器を経て再び予熱器へ返る。試験部通過水量はオリフイス流量計③で測定される。

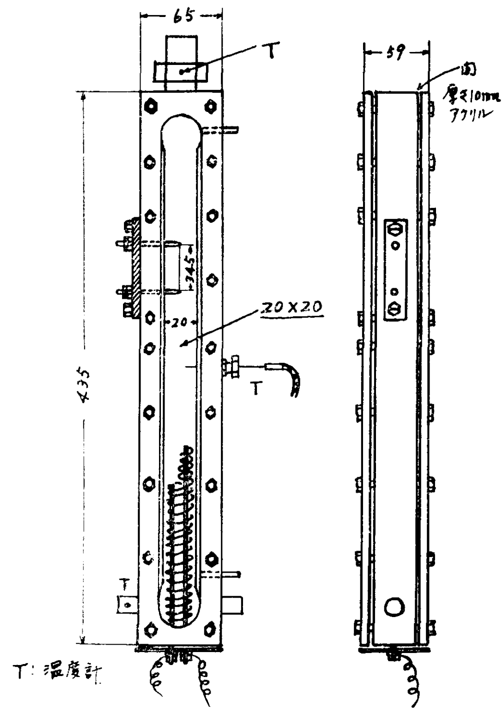
図A. 2，に試験部の詳細を示す。試験部は長さ 395mm，20×20mm断面を有する，二面真鍮側壁，二面透明アクリル樹脂製で ヒービング試験用ループと同様に，下部に一次主ヒータを取り付け，それによつて上方へ流れるボイド比を変化させる。

ボイド量は発生蒸気を気水分離器で分離した後，コンデンサ⑥で凝縮させ秤量した。

q_{BO} 測定用二次電熱線はヒービング試験用ループと同じの径0.3mm，長さ34.5mmのものを主とし，他にも若干径を変化してその差をみた。

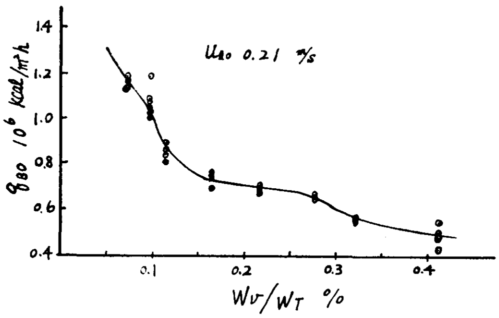
また透明試験部はムービイカメラで撮影して流れの状況，ボイドの大きさ，流速等を測定した。

A.1.3 静止実験装置による q_{BO} の実験結果と従来のものとの比較



図A.2 試験部詳細図

流入水の線線部通過水速度 u_o（ボイド零の状態）を一定に保ちつつ，発生蒸気量を変化したとき，蒸気重量流量 W_v と流水重量流量 W_l の比 $x=W_v/W_l$（蒸気重量率）に対する q_{BO} の実測値の一例を図A.3に示

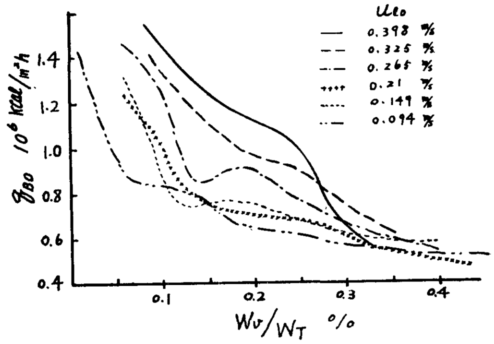


図A.3 蒸気流量比に対する q_{BO} の変化の実測例

し，また u_o を 0.4m/s から 0.09m/s の間で変化させたときの q_{BO} のデータの平均線を集めて図A.4に示す。

q_{BO} のデータは図のように，蒸気重量率 x および流速によつて大きな変化をする。

(a) q_{BO} の x と u_o による整理



図A.4 入口水流速を変化したときの蒸気流量化に対する q_{BO} の変化各平均線

高圧のさいの蒸気率 x の影響を示す有名な Galson の q_{BO} の式は $0.1 \leqq x \leqq 0.3$ のはんいで

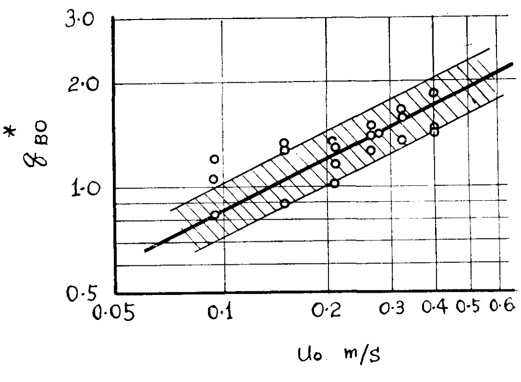
$$q_{BO}=\frac{8.85\times10^6}{(100x)^{0.693}}\left(\frac{\mathrm{Kcal}}{\mathrm{m^2h}}\right) \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A1)$$

の形を示すことが知られている。

いま x の使用範囲が異なるが，本実験結果にも同じベキ数が使用できるものと考え

$$q_{BO}{}^* = q_{BO}\left(\frac{x}{0.001}\right)^{0.693} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A2)$$

と置いて x の影響を消去し，$q_{BO}{}^*$ と u_o の関係を見ると図A.5のようになる。



図A.5 $q_{BO}{}^*$(A2) 式の u_o による変化

$$q_{BO}{}^*=\left(\frac{x}{10^{-3}}\right)^{0.693} q_{BO}=2.7\,(u_o\ \mathrm{m/s})^{0.5}$$

同図より ±20% ていどのばらつきをもつて

$$q_{BO}{}^*=2.7(u_o)^{0.5}\times10^6 \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A3)$$

となり，(A2)，(A3)式より q_{BO} の実験式として

$$q_{BO}=2.7\times10^6\,u_o{}^{0.5}\left(\frac{0.001}{x}\right)^{0.693} \cdots\cdots\cdots\cdots (A4)$$

（但し，$u_o=0.1\sim0.4$m/s，$0.1<x<0.4$ 圧力大気圧）を得る。

従来より q_{BO} の u_o 依存度は，

(1) Jens-Lottes の実験式では

$$q_{BO} \propto u_o^{0.275\sim0.5}$$

(2) De Bartoli の実験式では

$$q_{BO} \propto u_o^{0.7}$$

(3) 平田の整理式では

$$q_{BO} \propto u_o^{0.5}$$

であつて，(A3) 式の

$$q_{BO} \propto u_o^{0.5}$$

は従来の実験の示す傾向とよく合つている。

故にこの分離方式の q_{BO} 測定は，少なくとも実験範囲では u_O と x の影響に対し良く従来の一体式のものと同じ定性的実験結果を示すものと解してよい。

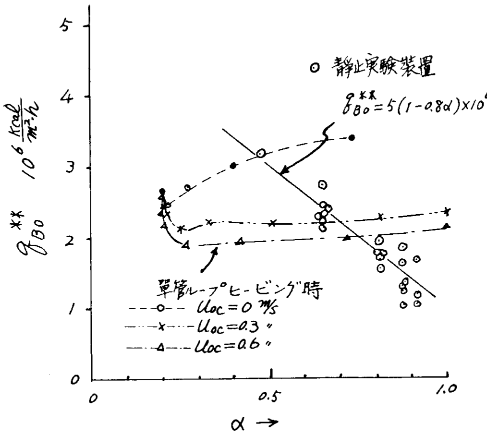
(b) q_{BO} の u_o と α による整理

この静止実験装置による結果をヒービング実験の場合や圧力の高いときとに関連をつけるため，いま q_{BO} を u_o と x で整理する代り，u_o とボイド比 α とで整理を行なつてみる。

q_{BO} は $u_o^{0.5}$ に比例すると考えて

$$q_{BO}^{**}=\left(\frac{1}{u_o}\right)^{0.5} q_{BO} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A5)$$

とし，q_{BO}^{**} と α とをプロットしてみると，まず本静止実験装置によるデータは図A.6の白丸のように



図A.6 q_{BO}^{**} (A5式) の α による整理

なり，α によつてかなり急激な低下が見られる。

同図の実験はんい ($0.5<\alpha<0.9$) では，

$$q_{BO}^{**} \fallingdotseq 5.0(1-0.8\alpha)10^6 \text{ Kcal/m}^2\text{h} \quad \cdots\cdots (A6)$$

であるので静止実験装置での q_{BO}は (A5)(A6) 式より，u_oをm/sで与えて

$$q_{BO}=\left(\frac{u_o}{1}\right)^{0.5}\times 5\times(1-0.8\alpha)10^6\frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2\text{h}} \cdots\cdots (A7)$$

で近似表示できる。この関係は後のA.4節にてヒービング時と対比する。

附 録 A.2 最小絶対重力加速度の低下の q_{BO} に対する影響に関する考察

Zuber [15], Chang [16] を始めとする従来の沸騰現象とくに核沸騰現象に関する極めて多くの理論研究はすべて重力加速度によつてその熱限界が影響されることを示している。

その示す所を要約すると，プール沸騰時における G_{abs} はそのときの絶対重力加速度 G_{abs} によつて

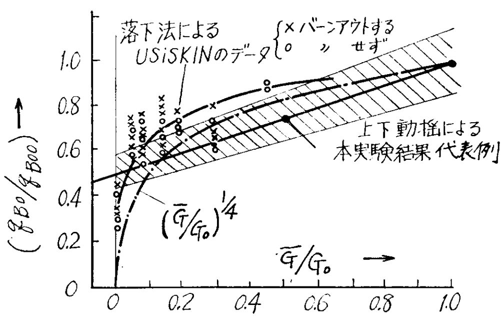
$$q_{Bo} \propto \left(\frac{G_{abs}}{G_o}\right)^{\frac{1}{4}} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A8)$$

の形で影響をうけるとするものであり，q_{BO} は G_{abs} が減少すれば低下を示す。

このように q_{BO} が低下をするのは，他の条件が同一でも，G_{abs} が減少することによつて気泡の伝熱面からの離脱速度が減少して，伝熱面上で早く気泡の充満，もしくは気液境界面の不安定が生ずるからであると考えられている。

我々の対象とするヒービング実験では，ある時間の間低い絶対重力加速度の時期が存在するので，当然その影響が入つてくると考えられる。

定常的に作用する絶対重力加速度低下の q_{BO} への影響に関する実験としては，ビーカ内の水のプール沸騰に対する Usiskin [17] らの自由落下法による実験（ビーカを約10mほど自由落下させ，その間に q_{BO} を測定するもの）があり，そのデータによる q_{BO}/q_{BOO} の値を図A.7に示す。(○印，×印およびその平均線。)



図A.7 落下法によるUsiskinのデータとヒービング実験結果との比較

Usiskin のデータは，同図に鎖線で示されている (A8) 式による理論曲線と同じ傾向をもつている。ここで q_{BOO} は自然重力加速度における値であり，G_{min} は実験時の最小絶対重力加速度である。

一方，本研究のヒービング実験における傾向としては，ヒービング時の最低絶対重力加速度を G_{abs} と考えると

$$\frac{q_{BO}}{q_{BOO}}=1-C_h\left(\frac{G_o-G_{abs}}{G_o}\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(A9)$$

の形となり，いま平均として $C_h \fallingdotseq 0.5$ とすると実験値は図A.7の上の実線となる。

プール沸騰 q_{BO} 理論，落下法，ヒービング運動の三者を比較すると，ヒービング時の q_{BO} の減少は他と傾向を異にしているが，とにかく絶対重力加速度の減少により q_{BO} が低下する点では他と一致している。

しかし，C_h の値は装置や循環条件で異なるので q_{BO} の低下をプール沸騰のように G_{abs} だけで表示することは困難である。

ここで考えられるのはプール沸騰純理論，および落下法によるものはいずれも定常的に G_{abs} がかかつている場合であるのに反して，ヒービング運動による G_{abs} は過渡的なものであり，その気泡生成，熱境界層等への影響の性質が異なつているため両者の差が生ずると考えられることである。

いずれにせよ我々の実験結果は，周期的に低い絶対重力加速度がかけられている時の状況を示すものとして始めてのものであると考えられる点に意義があろう。

附　録　A.3　気泡停溜時間 τ_{bubble} による q_{BO} の整理

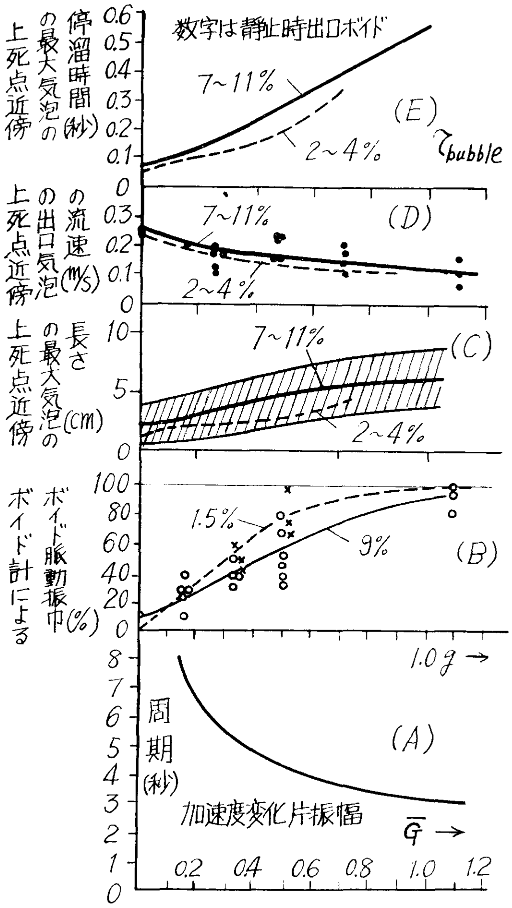
ヒービング時の q_{BO} の低下を説明するための一つの試みとして，我々は，静止実験装置，およびヒービング装置における q_{BO} 実験の q_{BO} のデータと，同時に観察した二相流の状況との相関を調べた。

ムービイフイルムによる観察によるとバーンアウトは，いずれの場合でも二相流内に生じた比較的大きな気泡が電熱線をかこんで通過するとき発生している。

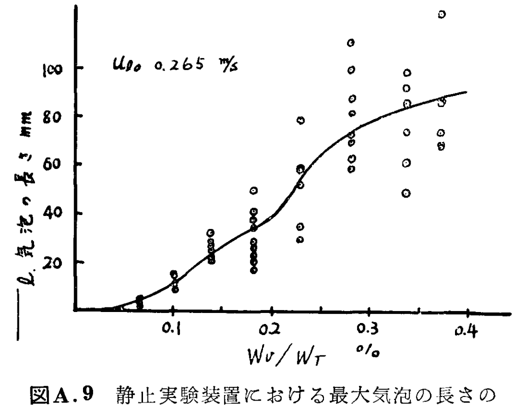
そのため，我々は q_{BO} の値と，大気泡の局所停溜時間（もしくは一点通過時間）τ_{bubble} の値の間にはある関係があるものと予測した。

まずヒービング試験時の自然循環単管ループのムービイフイルムより，その上死点近傍で発生する大気泡の長さを測定すると，$\overline{G}/G_o$ に対して図A.8(C)のようになる。

ついで，気泡の上死点附近の上昇速度を求めたものは同図(D)のようになり両図より上死点附近での大気泡の局所通過時間，τ_{bubble}=(気泡長)/(気泡速度)，が求められる。その値を $\overline{G}/G_o$ に対してとつたものは平均において同図(E)のようになり，$\overline{G}$ の増大によりかなり大きい値となることを示している。



図A.8　単管ループヒービング実験における最大気泡の長さ，流速，と停溜時間等



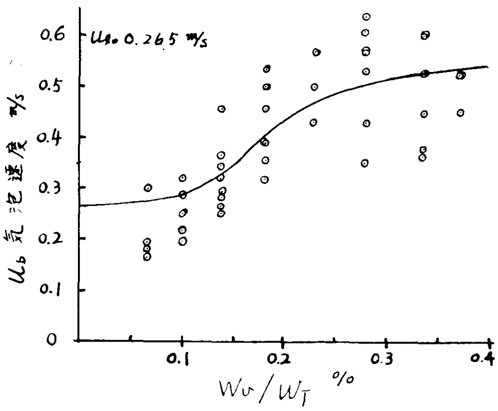
図A.9　静止実験装置における最大気泡の長さの測定例

一方において，図A.1の静止実験装置における定常時の大気泡の長さを測定すると一つの条件下の測定例は図A.9のようになり，平均値を集めると図A.10のようになる。（気泡の大きさはかなりバラツキを持つて出現するが，そのうち5～10ケの大きな気泡の長さの平均をとつたものである。）

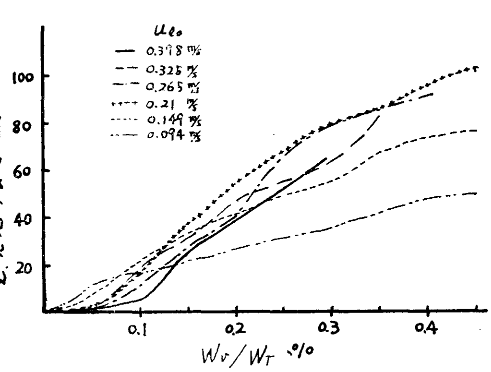
また同実験装置において測定した大気泡の上昇速度は一つの流速において図A.11のようになり，諸循環水流速における平均値の集計は図A.12のようになり，図A.11，図A.12より τ_{bubble} が求められる。

いま静止およびヒービングの全実験における τ_{bubble} の値と，それに対応する q_{BO} の値をプロットすると図A.13のようになり $\tau_{bubble} \geqq 0.05$ 秒では q_{BO} はほぼ τ_{bubble} だけできまり，（q_{BOO} はプール沸騰 q_{Bo}）

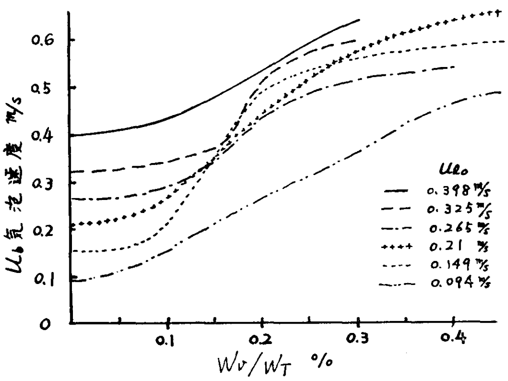
$$q_{BO} = q_{BOO}\sqrt{\frac{0.05}{\tau_{bubble}}} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A10)$$



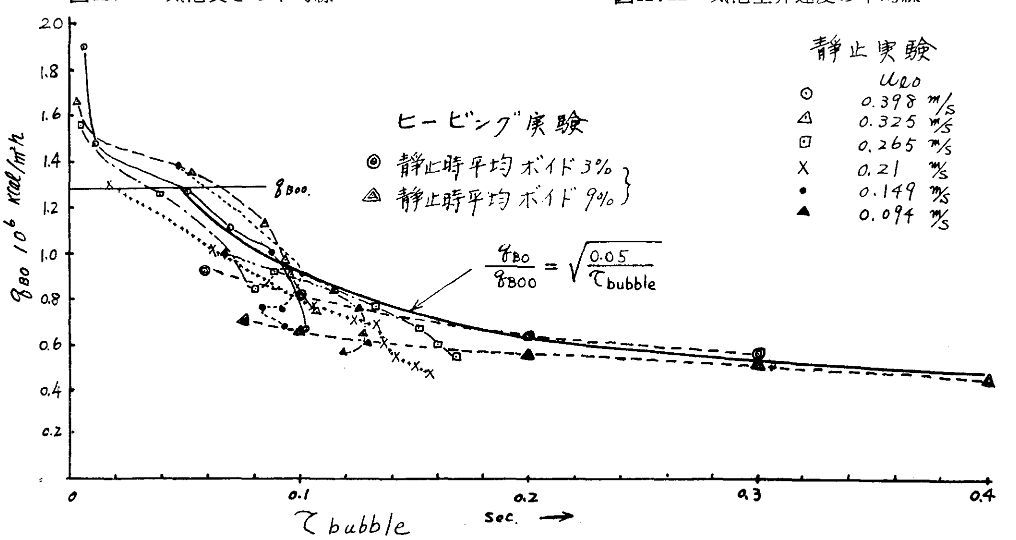
図A.11 静止実験装置における最大気泡の上昇速度の測定例



図A.10 気泡長さの平均線



図A.12 気泡上昇速度の平均線



図A.13 静止実験装置とヒービング実験装置による τ_{bubble} と q_{BO} の関係の総合

なる式で表現できることが示された。

この式が果して普遍性があるかどうかは今後の検討にまたねばならないが，そもそもバーンアウトは，伝熱面のごく局所的な現象であつて，τ_{bubble}が大きいときは，それが通過している伝熱面では残された液の薄膜が沸騰によつて消散し，伝熱面が乾いてその温度が急上昇しバーンアウトに致る。

τ_{bubble}が小さいときは，薄膜が消失しないのちに次の液部が伝熱面に到着するのでバーンアウトに致らないと考えられるので，（A.10）式はある程度の物理的な説明がつく。

なお同図に示されるように，ヒービング実験時のτ_{bubble}は静止管路の約2倍以上となつていることは，ヒービングの特性の一つを示すものであろう。

附　録　A.4　ヒービング時のヒービングファアクターの定量的表示の考察

A.4.1　K_H の表示についての考察

ヒービングファアクター K_H は(3)式のように，

$$K_H=1-C_h\frac{\overline{G}}{G_o} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A11)$$

なる実験式で表現されている。この C_h は装置や循環条件によつて約0.3ないし0.6の値をとる定数であるが，任意のループに対する C_h の値を推測できることができれば非常に都合がよい。

C_h を表示する特性数としては，その装置における α_{20}, α_{max}, u_o もしくは y, 等が考えられるが，それにはつぎのことを考慮する必要がある。

(a)　実験によつて明らかなように，C_hの値は α_{20} の値によらない。

また $(\alpha_{max}/\alpha_{20})$ なる比の形に直しても C_h は無関係である。

(b)　いまかりに

$$q_{BO} \propto u_o^{0.5}f(\alpha)$$

の形で表現できるものと仮定し，ヒービング実験による q_{BO}のデータから

$$q_{BO}^{**}=q_{BO}\left(\frac{1}{u_o}\right)^{0.5} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A13)$$

とおいて q_{BO}^{**} をつくり，それとそのときの α とをプロツトして，静止ループのときと比較してみるとさきの図A.6のようになる。（ここで u_o の値としては図A.8による実測の u_{min} をとり，α_{max} の値としてはデータのバラツキが多いため理論計算による α_{max} をとる。）

同図でみると，ヒービング装置での曲線の傾向と，静止時の曲線の傾向とは全く異なり，互に異質のものである。

また $f(\alpha)$ の形は，α_{20} の位置から僅かにαが上昇すると急激に低下し，あるていど以上の α が増大するとあとは一定の値をとる。

この曲線は，ヒービング試験では二相流の形状が定常流と異なり，気泡の増大，重力加速度の減少によつて，そのボイドは定常流のときのボイドの効果とはかなり異なつた性質を持つことを示すものである。

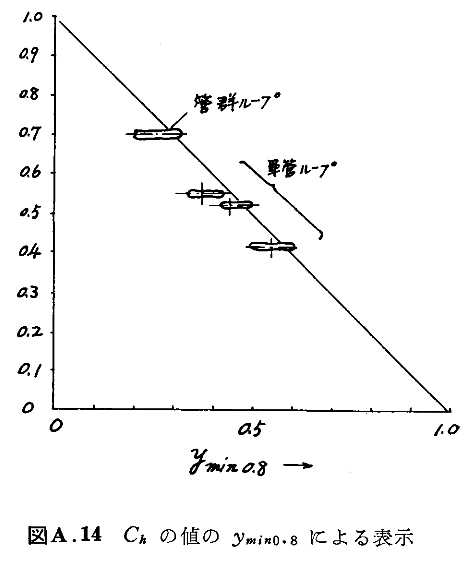
このようにボイドの性質が異なるのは前節A.3で示されたようにヒービング時にはボイドの停溜時間が長くなることが原因していると思われる。

(c)　結局ヒービング時の q_{BO} の表示にはまずバルクボイドが存在していることが前提条件であつて，その数量的影響はボイドの量によるよりも $(\overline{G}/G_o)$ の形の影響の一つとして組み込むべきである。

A.4.2　K_H の y_{min}, $\overline{G}/G_o$ による表示

以上の考察から（A11）式の形は α の大小には無関係に，バルクボイドがとにかく存在しているという条件下に，y_{min} だけで表現できればよい。

実験が完全にそろつているものが少ないのでデータの数は少ないが，図A.14 に，C_h の値と $\overline{G}/G_o=0.8$ における $y_{min\ 0.8}$ の実験値との関係を示してみる。（ここで $\overline{G}/G_o=0.8$ を選んだのは両者の関係が最も良く単純な直線上にくるからである）すると図のように C_h の値は $y_{min0.8}$ に対し下式のように直線的に低下するのが示される。すなわち



図A.14　C_h の値の $y_{min0.8}$ による表示

$$C_h \doteqdot 1-y_{min\,0.8} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(A14)$$

以上の結論として静止時出口バルクボイド比が1.5%以上（実験範囲）発生するヒービング時のループでは，いま$\overline{G}/G_o=0.8$における入口流速比の最低値を測定し，それを$y_{min0.8}$とするときは，ボイド比の大小に無関係に，

$$K_H \doteqdot 1-(1-y_{min0.8})\frac{\overline{G}}{G_o} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(A15)$$

で表わすことができると考えられる。

ボイド比の大小の影響は本式の表には現われないが，バルクボイドが存在することが（$\overline{G}/G_o$）のベキ数（=1）の値そのものの中に含まれていると解すべきであろう。

なお（A12)(A13）式は，実測値を基準とした実験式であつて，本研究に示されている理論計算による$y_{min0.8}$の値は一般に実験値より若干大きく，脈動を過小評価しているので，理論計算にたよるときはそのことを考慮すべきであろう。

附　録　B

限界サブクールの近似理論式

限界サブクール温度は，まずバルクボイドが存在しない状態でヒービング加速度がかけられたとき生ずる流速の脈動を計算し，その最低流速となる時期においてバルクボイドが発生しないという条件が満足される出口温度の限界として計算できる。

まず運動方程式(33)において α_2, $\overline{\alpha_2}$, $\overline{\alpha_3}$ をいずれも0とすると，

$$(1+h+h')\frac{dy}{d\theta}+\frac{(K'_1+K'_3)}{2\Omega}y^2=\frac{\mathbb{P}_o}{2\Omega}+\frac{\mathbb{G}_o}{\Omega}\left(1+\frac{\overline{G}}{G_o}\right)\left(K'_9\left(h+\frac{1}{2}\right)\beta T_{s1}+(1-R)\overline{\alpha_S}\right) \cdots\cdots\cdots(B1)$$

となる

ここで

$$\frac{\overline{\alpha_S}(1-R)}{K'_9\left(h+\frac{1}{2}\right)\beta\, T_{s1}}=\zeta \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(B2)$$

とおき，ζをもつて表面沸騰ボイド容積の，液体の熱膨張容積に対する比とする。

また

$$\frac{G}{G_o}=\frac{\overline{G}}{G_o}\sin\theta \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(B3)$$

と置き，正弦波状の加速度を考慮する。

また

$$K'_1+K'_3=K_o \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(B4)$$

とし，K_oをもつて流路内が全部液相であるとした時の全チャンネルの流れの抵抗係数とする。なおK'_3の値は通常は二相流に対する修正値であるが，このさいは液相のみに対する値を使用する必要がある。

以上を入れると（B1）式は

$$(1+h+h')\frac{dy}{d\theta}+\frac{K_o}{2\Omega}y^2=\frac{\mathbb{P}_o}{2\Omega}+\frac{\mathbb{G}_o}{\Omega}\left(1+\frac{\overline{G}}{G_o}\sin\theta\right)\cdot E_{Th} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(B5)$$

となる，ここでE_{Th}は熱膨脹とサブクールボイドによる密度変化比を示す項で

$$E_{Th}=K'_9\left(h+\frac{1}{2}\right)T_{s1}\beta(1+\zeta) \cdots\cdots\cdots\cdots(B6)$$

である。（ただし出口温度が飽和近傍）

（B5)式は一次微分方程式であつて，yは$y=1.0$を中心とする正弦波に近い形の脈動をする。

いまその変動幅が1にくらべて十分小さいものとし

$$y=1+z \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(B7)$$

の形に書き直して（B5）式に入れ z^2 以上の微小項を無視し，かつ

$\overline{G}/G_o=0$（静止状態）で $y=1$（基準速度）である条件，

$$\frac{K_o}{2}=\frac{\mathbb{P}_o}{2}+\mathbb{G}_o\cdot E_{Th} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(B8)$$

を使用すると（B5）式は

$$\frac{\Omega\cdot(1+h+h')}{K_o}\frac{dz}{d\theta}+z=\frac{\mathbb{G}_o}{K_o}\left(\frac{G}{G_o}\right)\cdot E_{Th}\cdot\sin\theta \cdots \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(B9)$$

となる。

（B9)式は厳密に解くことができるが，z の振幅はΩが0に近ずくほど大きくなるので，ここでは安全側を見込むため最大の振幅を与える$\Omega=0$とすると，

$$z=\frac{\mathbb{G}_o}{K_o}\cdot\left(\frac{G}{G_o}\right)\cdot E_{Th}\cdot\sin\theta \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(B10)$$

となる。

これは無限大の周期でヒービングが作動したときに相当する。

さて一方において，静止時にバルクボイドが存在せず，出口に T_{S20} なる静止時サブクールが存在する流路において，ヒービングが作用したときに出口でバルクボイドが発生しない限界条件は，

サブクールのあるときの α_2 を示す(58)式で $\alpha_2 \leqq 0$ であればよく，同式より

$$T_{S20} \geqq -T_{s1}\cdot b\cdot\eta\cdot\cos\left(\theta-\frac{\Omega\chi_{bo}}{2}\right) \quad \cdots\cdots\cdots(B11)$$

となる。本式でも最も安全側を考えると

$b\cdot\cos\left(\theta-\frac{\Omega\chi_{bo}}{2}\right)=-1.0$ のときを考えればよく

$$T_{S20} \geqq T_{s1}\eta \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(B12)$$

であればよい。

本式の流速比変動振幅 η が,(B10) 式の z の片振幅に等しいとするとボイドが発生しない条件は,いま

$$B_o=\frac{\mathbb{G}_o}{K_o}\left(\frac{\overline{G}}{G_o}\right)\cdot E_{Th}$$

$$=\frac{\mathbb{G}_o}{K_o}\left[K_9\left(h+\frac{1}{2}\right)T_{s1}\beta\,(1+\zeta)\right]\left(\frac{G}{G_o}\right)\cdots\text{(B13)}$$

としたとき(ただし出口温度が飽和近傍)

$$T_{S20}\geqq T_{s1}B_o\cdots\cdots\text{(B14)}$$

となり,この条件下の式が等号を与える時の T_{S20} の値が限界サブクール T_{S2cri} である。すなわち

$$T_{S10cri}=B_oT_{s1}\text{(入口サブクール一定)}\cdots\text{(B15)}$$

もし流路入口温度と圧力が一定で入口サブクール T_{s1} が一定である条件で熱出力を変更し T_{S20} を変化するときの限界サブクールは (B13) 式をそのまま使用できる。

一方において,もし熱出力を変更せず流路入口温度と出口温度の差すなわち温度上昇 $(T_{20}-T_{10})$ が一定のとき,圧力を上昇するか,または圧力一定で流路入口温度を下げて出口温度を下げ出口サブクールを変化させるときは,

$$T_{20}-T_{10}\equiv T_{210}\qquad\cdots\cdots\text{(B16)}$$

と置いて

$$T_{s1}=T_{s20}+T_{210}\cdots\cdots$$

であることより(B13)式からこのときの T_{S2cri} は

$$T_{S2cri}=\frac{B_oT_{210}}{1-B_oT_{210}}\cdots\cdots\text{(温度上昇一定)(B17)}$$

となる。

この限界サブクールを計算するさい,困難な点は,K_9 の値,および ζ その値である。

K_9 は,単管ループでは上昇管内と下降管内の温度分布が完全にわかつていれば(43)式より計算できるものであるが,実際の炉のように熱負荷の異なる並列チヤンネルが多数存在するときは,並列チヤンネル相互間の内部循環をも考慮する必要があり複雑となる。

もし下降管の抵抗が炉心チヤンネルにくらべて大きい時は,内部循環だけを考えて,最も熱負荷の低い流路の温度分布と,ホツトチヤンネルの温度分布の差から K'_9 を計算する方が安全側となり,最も安全側としては $K'_9=1$ を選べばよい。

ζ の値は,サブクール沸騰のボイド容積であり,適当な推定を行なう必要がある。

なお以上は出口温度が飽和温度近傍のときだけ通用し,一般には(B13),(B17) 式の T_{S1} の代りに T_{210} を入れる必要がある。

附　録　C　任意の炉流路のヒービング時脈動ボイド最大値の近似的推定法。

以上の理論計算から,任意の水冷却原子炉の静止時熱・流力諸特性がわかつているとき,それに同期的ヒービングが作用したときの出口脈動ボイド最大値 α_{max} の近似的推定法を導き出したのでここに示したい。

この方法はまだ計算例も少なく,かつ実証されていないので現段階では一種の仮説として提案しておきたい。

いまかりに T_{SH} だけ出口で過熱された水があつて,それが過熱エンタルピを全部蒸気に変化するものとすると,発生した気液二相流内に全くスリツプがないとして,ボイド比 α'' は

$$\alpha''=\frac{\dfrac{T_{SH}}{T_P}}{1+\dfrac{T_{SH}}{T_P}(1-R)}\cdots\cdots\text{(C1)}$$

となる。このことは又サブクールされた水に対し仮想の負のボイドなるものを考えるときにも同様に成立するので,(C1) 式はサブクール量とボイドとの間の相関を示す式であると言える。

いま α'' (もしくは T_{SH}) が十分小さい時は (C1) 式は

$$\alpha''\fallingdotseq T_{SH}/T_P\cdots\cdots\text{(C2)}$$

となり,サブクールが T_{S2} なる水に対しては同様に仮想の負の相当ボイド α''' は

$$\alpha'''=T_{S2}/T_P\cdots\cdots\text{(C3)}$$

となる。

故にいま,出口サブクールのある時と,出口ボイドのある時を同一の相当価値で図上に表現するためには,上の (C3) 式によつて,

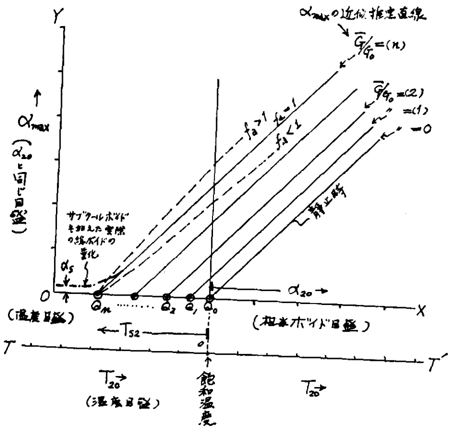
$$\text{(ボイド目盛 }\alpha_{20}\text{ の値の差)}=\frac{\text{(サブクール温度目盛 }T_{S2}\text{ の差)}}{T_P}\cdots\cdots\text{(C4)}$$

となるように接続すればよい。

図52 はそのようにして横軸目盛を刻んだものであつて,電子計算機を使用した運動方程式の理論計算による,各点の脈動時の最大ボイド値 α_{max} を両領域にわたつて示すと図のように右上りのなめらかな接続された曲線になることが示された。

それらの線のうち $\overline{G}/G_o=0$ (静止時) に相当するものは最大ボイド α_{max} は静止時ボイド α_{20} に等しいので飽和温度点を通る 45° 傾斜の直線となる。また他の曲線はほぼそれに平行な曲線となる。サバンナ炉の場合も全く同様である。

さて一方において，前節（附録B）の近似計算結果により，流路熱出力一定なる条件において近似式による近似限界サブクール T_{S2cri} はほぼ厳密計算による



図C.1　任意の炉心流路に対するヒービング時最大ボイドの近似推定法図式説明図（静止時出口サブクール T_{S2cri} もしくは静止時出口ボイド α_{20}を変えた時の α_{max} を与える）

限界サブクール点と±5％以内で一致している。

以上の二つの事実から，全く任意の水冷却原子炉に対しては，図C.1のように飽和温度点 Q_o の左方に静止時出口限界サブクールT_{S2}を温度目盛で，右方に静止時出口ボイド α_{20} を（C4）式に相当する相当ボイド目盛でとり，ついで前節の方法により任意の $\overline{G}/G_o$ に対する限界サブクール点を求め，その対応する位置をQ_1Q_2……Q_Nとすると，任意の静止時出口サブクール又は静止時出口ボイドのある時の脈動時ボイド最大値 α_{max} は縦事由目盛を α_{20} と同一にとるとき，第一近似的には Q_o ないし Q_N を通る45°の直線群で表される。

これが，もし二相流抵抗変化やボイドのピストン効果が大きいような流路のときは，点線の45°の直線より上方に来り，

またその効果が少ないときは少し下方に来るものと考えられ，その係数を f_a とする。

f_a の値を現段階で近似的に求める方法についてはまだ成功していないので，ここでは一応1.0に近い数値であろうと言うに止めておく。

さて以上の近似的な考え方から，静止時特性の与えられている任意の水冷却原子炉における脈動時最大ボイド比 α_{max} の値の近似推定値はつぎのようになる。

(1)　$T_{S2} \geqq T_{S2cri}$ のとき

$$\alpha_{max}=0 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(C5)$$

(2)　$T_{S2cri}>T_{S2}>0$ のとき

$$\alpha_{max}=f_a\frac{(T_{S2cri}-T_{S2})}{T_P} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(C6)$$

(3)　$T_{S2}=0$，$\alpha_{20}=0$ で

静止時出口状態で丁度飽和状態に等しいとき，

$$\alpha_{max}=f_a\frac{T_{S2cri}}{T_P} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(C7)$$

(4)　$\alpha_{20}\geqq 0$ のとき

$$\alpha_{max}=\alpha_{20}+f_a\frac{T_{S2cri}}{T_P} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(C3)$$

以上，式の T_{S2cri} は前節（附録B）で与えられるで，とくに典形的な場合として上の(4)の場合を選び（C8）に（B13）（B17)式を入れると

$\alpha_{20}\geqq 0$ のときの α_{max} は

$$\left.\begin{aligned}&\alpha_{max}=\alpha_{20}+\frac{f_a}{T_P}\cdot\frac{B_oT_{210}}{1-B_oT_{210}}\\&\text{但し}\\&B_o=\frac{G_o}{K_o}\left[K_9\left(h+\frac{1}{2}\right)T_{210}\beta(1+\zeta)\right]\frac{\overline{G}}{G_o}\end{aligned}\right\}\cdots\cdots(C9)$$

で表される。

（C6）ないし（C9）の示す所によれば，任意の炉に対しては限界サブクール温度差の大きいものほど脈動時ボイドが大きく，ということが言える。

f_aの値は前記のように現段階では一応1.0に近い値と考え，脈動ボイドを出し易い炉では1.0より大きく，出し難い炉では1.0より小さいと考える。

以上の方法は前に述べたように，まだ実証されていないのでここでは仮説として提案しておきたい。

なおここで一言しておきたいのは，実際上は限界サブクール点で図の実線のように，はつきりと脈動バルクボイドの発生と非発生が区別するわけではない。

いまサブクールボイド α_S が発生している時は，理論式においては，α_S が脈動時にも変化しないものとしてバルクボイドが発生する限界サブクール点を求めているが，実験によるとサブクールボイドそれ自体もヒービング時には周期的増大と減少を行なうのが認められるので，バルクボイド発生の境界ははっきりせず，サブクールボイドも含めた全ボイド量を考える時は，その値は図C.1に鎖線で示すように，理論式の示す限界サブクール点より早く生長を開始しその境界は鈍化すると考えられる。

（防録の項終り）