

船用水冷却原子炉の熱限界と流力特性に及ぼす ヒーピング、傾斜等の影響とその対策

一色尚次* 村山雄二郎** 塚原茂司* 和田利政*** 川俣善正*
山口勝治* 中田正也**** 御手洗岩男**** 横村武宣*****
堀田秀夫*****

**The Influences of Heaving and Listing on Critical Heat Flux and
Hydraulic Performances of Water Cooled Marine Reactors, and
the Methods How to minimize these Influences**

By

**Naotsugu Isshiki, Yujiro Murayama, Shigeji Tsukahara, Toshimasa Wada,
Yoshimasa Kawamata, Katsuji Yamaguchi, Masaya Nakata, Iwao Mitarai,
Takeyoshi Yokomura and Hideo Hotta**

The biggest difference between marine reactors and land reactors is that the former is greatly influenced by the rolling pitching and heaving motions of ship.

Especially in the case of water cooled reactors, the quantity of influence and how to avoid or minimize it, must be fully analyzed, since the fluctuations of void and water velocity raised by ship motion can easily lower the burnout heat flux which is the special feature of water cooling.

However, for the first Japanese nuclear ship, it is decided to have water cooled reactor, and moreover, Japan is surrounded by the typhoon zone and northern rough sea, so, the above influence should be considered seriously upon planning our first marine reactor.

So far in Japan, the values of the acceleration and cyclic period of motions of ships have been cleared out by the efforts of ship engineers with many experiments on board actual ships.

But, of the direct effect of such motions over the thermal and hydraulic performance of reactor is not so much reported yet.

For these several years, we have been studying experimentally the influence of ship motions on the critical heat flux and void fluctuations of electrically heated atmospheric water cooled simple loops, simulating rolling by big scale vibration stand, and heaving by small scale heaving apparatus which can generate cyclic heaving acceleration between 0 to 1.1 G_o.

Recently, we have found that by this heaving apparatus, by which high cyclic heaving acceleration is applied to the loops, the critical heat flux q_{B0} happens to decrease significantly accompanied by the explosional generation and diminish of void and violent fluctuation of inlet

*機関開発第二部 **機関性能部 ***原子力船部 ****東海支所
*****日本原子力船開発事業団 *****東京商船大学

water velocity, and that, when listing is overlapped, local values of q_{B_0} near walls fall down.

Stimulated by the serious significance of these phenomena, we have carefully performed the measurement of q_{B_0} at single fuel-rod type loop of natural circulation, in the range of heaving acceleration 0 to 1.1 G_0 , listing angle 0° to 30° , and initial exit-void ratio 1.5 to 20%.

The results are as followings ;

When $q_{B_{0min}}$ is a local minimum value of q_{B_0} of a channel with heaving and listing applied, and $q_{B_{0min0}}$ is that of without any outer motion applied.

The ratio $q_{B_{0min}}/q_{B_{0min0}}=f$, which means the lowering factor of maximum heat flux (or safe power limit of a reactor) by the influence of ship motions is expressed in the shape

$$f = \frac{q_{B_{0min}}}{q_{B_{0min0}}} = K_H \times K_L \quad \dots\dots\dots(1)$$

where, K_H expresses the decrease of mean value of q_{B_0} and has the shape that,

$$K_H = 1 - C_h (\bar{G} / G_0) \quad \dots\dots\dots(2)$$

\bar{G} is the half amplitude of heaving acceleration, while G_0 is the natural gravitational acceleration, and C_h is a constant anywhere between 0.3 to 0.7 which value is characteristic to the loop construction and hydraulic performances.

The important fact referred is that, as long as void fluctuation happens to take place in channel, the value of initial void ratio, and the value of listing angle have no influence to the value of C_h .

Since the value of K_H is mainly influenced by the heaving motion, K_H might be called "heaving factor".

K_L expresses the decrease of the ratio of local minimum q_{B_0} to the mean value of q_{B_0} over the channel section, and is mainly influenced by the listing.

The value of K_L measured is between 0.95 to 0.92 in the range of listing angle 15° to 30° , and heaving acceleration 0.5 to 1.0 G_0 .

In parallel to these experimental researches, we have theoretically studied the fluctuation of void and flow, including experimental loop and some actual reactor loops of high pressure and complicated structures.

Through many approximations and modifications as far as possible, simplified fundamental equations are developed, which solutions were shown to fit well to the results of above experiments and can be thought to predict the fluctuations of void and flow of actual reactors.

The main interesting results of these theoretical analysis are those; any loop has a resonance frequency of heaving motion which maximizes the fluctuation of void and flow velocity and any heaving motion of enough higher frequency than that of resonance had almost no effect to those fluctuations, and that any loop has a critical subcooled temperature (T_{s2cri}) at the exist, which can suppress the generation of bulk void against the given cyclic heaving motion.

The values of calculated T_{s2cri} for usual reactors are within several centigrade degrees with heaving acceleration of 1.0 G_0 .

The methods and ways how to avoid and or reduce void fluctuations deduced by these experiments and theories are as followings;

- (1) to increase the subcooled temperature of exit water, more than the above critical subcooling T_{s2cri} if possible.
- (2) to increase the pressure of the system
- (3) to increase inlet water velocity by improved forced circulation.

- (4) to increase folded flow path number within core.
 (5) to decrease flow resistance in exit part of core and riser as possible.
 (6) to adjust the distribution of flow to the hot channel and parallel channels and to make flat the exit temperatures.
 (7) to decrease the length of risers, and to improve mixing of water and void with neighbouring risers.

Parts of these methods are expected to be applied to the improvement of thermal and hydraulic design of the first Japanese marine nuclear reactor.

(目 次)

第1章	緒言と記号
第2章	実験装置とその結果
第3章	熱限界に対するヒービングファクターとリ ステイングファクター
第4章	ボイドと流速の脈動に関する理論計算
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
第6章	結論
	参考文献
附録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
附録B	限界サブクールの近似理論式
附録C	任意の炉流路のヒービング時ボイド脈動の 近似推定法

第1章 緒言と記号

1.1 緒 言

船用原子炉は陸上用原子炉と異なり, 波浪による船舶の動揺, 傾斜による影響を受ける。とくに水冷却原子炉では, 周期的動揺, 傾斜によつて蒸気の脈動的発生(ボイドの発生)が重合される上, 冷却材が水のときにはいわゆるバーンアウト(焼損)現象と呼ばれる熱流束の限界が存在するので, その流れや安全熱限界への影響の度合いが大きい。

在来の化石燃料使用のボイラでは燃焼温度に上限があるので熱負荷の最大値にも制限があり, その値もバーンアウト熱限界にくらべて一つオーダーの低い値であつたので上記の動揺傾斜の影響はあまり問題にならなかつた。

しかし原子炉ではその設計熱負荷が遙かに大きく, バーンアウト点に近づいている上, 原子炉の本質としていくらかでも熱負荷を増大し得る潜在能力を持つており, かつその安全性に対する要求も遙かに厳格である

ので, 動揺, 傾斜の影響は十分に考察されなければならない。

とくに我国はその地理的条件により, 台風海域や北太平洋のような荒天海域にかこまれているので, 安全な原子力船を計画する上からこの問題は諸外国以上に重要なポイントの一つとなると信ぜられる。

また昨年発足した日本原子力船開発事業団はその第一船に水冷却原子炉の採用を決めたが, その熱限界や出口ボイド比の決定について, 動揺, 傾斜等の影響が慎重に考慮されるべき段階となつた。

我々は数年以前より振動動揺台と小型ヒービング試験装置に水冷却原子炉の炉心ループを電熱等でシミュレートした簡単なループを取り付けて後述のような幾多の実験を行ない, かつ高圧に対する理論計算を行なってきた結果,

(1) 静止時炉心チャンネル出口温度が飽和温度に近いある限界温度以上の温度のループではとくに上下加速度の周期的変動によつて流速とボイドの脈動が誘起され, そのさいの許容熱限界が急激に低下する。

(2) 加速度変動が $0.5G$ 以上となるとボイド脈動が加速度に増大し爆発的なボイドの発生が生ずるときが多い。

(3) とくに脈動の影響の強い共振周波数が存在し, その値は船舶の揺れの実在の周波数はんに入り易い。

(4) サバナナ号原子炉のように水の出口温度が飽和温度より十分低かつ流速が相当早いときは強い加速度変動に対して流れの脈動は生ずるがボイドの発生が生ぜず熱限界が強く影響されることはない。

(5) 上のようにボイドの発生しない限界出口温度は最大上下加速度が与えられれば理論的に求めることができ, その値は飽和温度より数度低い温度であれば十分である。

(6) 水の出口温度が上の限界温度より高いか, イニシアルボイドがあつて上下動等によるボイドの脈動が生じ得る原子炉に対してはその熱出力の安全係数(ホ

ツトチャンネルファクター) に上下動の影響を加味したヒービングファクターと、傾斜の影響を加味したりステイニングファクターとが加味されていなければならない。それらのファクターの数値は大気圧実験よりある程度推測できる。

(7) ボイドと流速の脈動を減小させるためには、流路出口温度の低下以外に、定常流速および系の圧力の上昇、二回流または三回流流路の採用、出口側抵抗の減小、流量配分の調整、等の対策が考えられる。

(8) 強い動揺と傾斜を考慮する時は、船用水冷却原子炉として、限界サブクール以上にサブクールされた純 PWR の有利性が強く打ち出される。しかしボイド発生を許す BWR, 改良型 PWR でも上記の十分な対策と安全係数が施されていれば安全である。

(9) 任意の炉心流路におけるヒービング時の脈動ボイド最大値を簡単に推定できると思われる近似的方法を提案した(附録 C)

等の重要な結果が得られたので、まだ決して完全なものではないがここに報告したい。

表 1 大気圧ヒービング実験による C_h の値

ループ名	循環条件	冷間流速	熱間流速	傾斜角	C_h 実測値
		u_{oc} m/s	u_o m/s	ϕ 度	
単管 ループ	自然循環	0	0.3~0.4	0	0.55
	強制循環	0.324	0.48	0	0.52
		0.594	0.62	0	0.41
		0.967	1.0	0	0.37
管群 ループ	自然循環	0	約 0.4	0	0.70
		0	約 0.4	15	0.70
		0	約 0.35	30	0.70

表 2 理論計算に使用した各ループの諸要目と定数値

要 目	記 号	単 位	単 管 ル ー プ		単 流 炉 例 (試設炉)	サ バ ン ナ 炉 (二回流炉)
			自 然 循 環 例	強 制 循 環 例		
圧 力	P	kg/cm ²	1.033	1.033	105	123
助走部長さ	H'	m	0	0	1.406	2.6
発熱部長さ	L	m	0.8	0.8	1.04	1.6
ライザ相当部長さ	H	m	0.1	0.1	1.3	2.24
発熱部水力直径	dL	mm	20	20	16.7	15.7
発熱部入口ノズル 絞り比	—	—	0.7	0.7	0.32	0.95×2
発熱部出口ノズル 絞り比	—	—	0.8	0.8	0.50	0.725
計算基準熱間流速	u_o	m/s	0.302	0.620	0.75	2.96
液相時流路全抵抗 係数	K_o	—	5.8	5.8	14.3	13.95
飽和温度	T_{sat}	°C	100	100	313	325
入口温度	T_1	°C	99.65	99.72	270	259
ホツトチャンネル 最大温度上昇	T_{210}	°C	0.35	0.18	38	18.5
特性温度	T_b	°C	0.323	0.323	19	19.5
γ_u/γ_l *気液密度比	R	—	0	0	0.1	0.1
定 数*	K_{s1}	—	0.09375	0.09375	0.09375	0.09375

表 2 つづき

要 目	記 号	単 位	単 管 ル ー プ		単 流 炉 例 (試設計炉)	サ バ ン ナ 炉 (二回流炉)
			自 然 循 環 例	強 制 循 環 例		
定 数**	K_{b2}	—	0	0	0	0
“ *	K_{b3}	—	0.6	0.6	0.6	0.6
“	K_1	—	4.18	4.18	12.9	9.565
“	K_2	—	0.57	0.57	3.0	2.48
“	K_3	—	1.62	1.62	1.42	4.384
“	K_4	—	0.75	0.75	3.50	1.375
“ *	K_5	—	0.49	0.49	0.45	0.45
“ *	K_6	—	0.3375	0.3375	0.3375	0.3375
“ *	K_7	—	0.1875	0.1875	0.1875	0.1875
“ *	K_8	—	0.5	0.5	0.5	0.5
“ *	K_9	—	1.0	1.0	1.0	1.0
“ *	K_{10}	—	1.0	1.0	1.0	1.0
強制循環力数	F_0	—	0	5.646	19.17	13.7213
自然循環力数	G_0	—	86.0	20.30	15.97	1.792
$T_{s1} \beta$	—	—	0.054	0.010	0.091	0.0374
サブクールボイド比	$\bar{\alpha}_s$	—	0	0	0	0
ライザ長さ比	h	—	0.125	0.125	1.25	1.40
助走部長さ比	h'	—	0	0	1.40	1.65
液相全抵抗係数*	K_0	—	5.8	5.8	14.32	13.95

注 *印は計算に対しかなりの近似値もしくは、推定値を採っている。

**印は、 K_{b3} にくらべ K_{b1} が小さいので、無視した。(無視できるかどうかは疑問であるが)

なお圧力が高いときの理論計算に対する実験的証明、不規則波浪中の船体運動に起因する任意の三方向および三回転方向の不規則な周期の動揺・傾斜が重合する場合、また制御機構や核的フィードバックと連関する場合、等については不明な点が多いが、今迄にわかつた点についてだけをここに報告したい。

すでに北斗丸⁽¹⁾、銀河丸⁽¹⁾、穂高山丸⁽²⁾⁽³⁾、もんな丸⁽³⁾、剛邦丸⁽⁴⁾、おれごん丸⁽²⁾、大島丸⁽⁵⁾などについて原子力船研究協会はじめ多くの船体関係者の方々の努力により外洋の実船における振動・動揺・スラミング等の実状が解明されつつあるが、水冷却原子炉自体の応答については実験と研究不足のためまだ必ずし

もよくわかつていなかった。本報の実験と研究がいささかでも両者の橋わたしのきつかけともなりまた、原子力第一船の熱設計に改善に資する所があればまことに幸である。

1.2 記号表

A ; 流路断面積 (任意位置)

A_2 ; 発熱部流路断面積

A_{EN} ; 助走部 “ “

A_R, A'_R ; ライザ部流路断面積と (76) 式による相当断面積

A_{N1} ; 入口側ノズル面積

A_{N2} ; 出口側 “ “

B_0 ; (B14) 式による定数
 b ; $= (\sin \Omega/2) / (\Omega/2) = (\sin \Omega \chi_{bo}/2) / (\Omega \chi_{bo}/2)$
 C_h ; パーンアウト低下割合を示す定数(1)式による
 C_{b1} ; 定数(13)式
 C_{b2} ; " "
 C_{b3} ; " (17)式
 C_m ; " (71)式
 C_p ; 水の比熱
 d_{EN} ; 助走部水力直径
 d_L ; 発熱部 "
 d_R ; ライザ "
 $f_{H.L.}$; q_{BO} の動揺・傾斜による低下係数
 G_0 ; 自然重力加速度
 G ; ヒービング加速度
 \overline{G} ; ヒービングの加速度片振幅 (正弦波仮定のさいの)
 G_0 ; $= LG_0/u_0^2$, 自然循環ヘッドに比例する量
 h ; $=$ (ライザおよびライザ効果のある部分の長さ) $/L$
 h' ; $=$ (助走部分の長さ) $/L$
 K_H ; ヒービングフアクター
 K_L ; リステイングフアクター
 K_0 ; 液相だけのときの流路の全抵抗係数
 K_1 ないし K_{10} ; 定数 (K_9 に関しては (43) 式および附録 C に説明す)
 L ; 発熱部長さ
 M ; モーメンタム
 p ; 圧力
 P_0 ; 前後プレナム室間の圧力差 - 自然循環水頭 = 強制循環水頭, としたとき (強制循環水頭) $/(\rho u^2/2)$,
 q ; 燃料棒表面熱流束 (熱負荷)
 q_{BO} ; パーンアウト " (熱負荷又は熱限界)
 q_{BO0} ; 静止時 ($\overline{G}=0$) の q_{BO} の値
 $\overline{q_{BO}}$; 横方向の q_{BO} の分布の平均
 q''' ; 発熱部流路の単位体積あたりの熱発生率
 q_{BOmin} ; 横方向分布を考えたときの q_{BO} の局所最低値
 R ; $= \gamma_v / \gamma_l$; 気液密度比
 r ; 蒸発潜熱
 T ; 温度
 T_1 ; 発熱部入口水温度
 T_2 ; 発熱部出口温度

(6)

T_{21}, T_{210} ; 発熱部内温度上昇 $= T_2 - T_1$
 T_{sat} ; 飽和温度
 T_{S1} ; 入口サブクール温度 $= T_{sat} - T_1$
 T_{S2}, T_{S20} ; 出口サブクール温度 $= T_{sat} - T_2$, とその静止時の値
 T_{S2Cri} ; 限界出口サブクール温度 $= T_{sat} - T_{2Cri}$
 T_{S20Cri} ; 静止時の限界出口サブクール温度
 T_{2Cri} ; 限界出口温度 $= T_{sat} - T_{S2Cri}$
 T_p ; $= \frac{\gamma_v \cdot r}{\gamma_l \cdot C_p}$, 圧力によつてきまる物性値数
 ΔT ; ホットチャンネルと下降管との同一高さにおける平均温度差
 t ; 時間
 u ; 流速
 u_0 ; 静止時 (熱間) 入口流速 (発熱部内流路入口において)
 u_1 ; ヒービング時 (熱間) 入口流速 (同上)
 u_R, u_{R0} ; ライザ内流速とその静止時平均流速
 u_{OC} ; 静止時冷間入口流速 (発熱部内流路入口において)
 W_v ; 蒸気重量速度
 W_T ; 全重量速度
 X_b ; 発熱部入口より沸騰開始点までの長さ
 y ; $= u_1/u_0$; x ; 長さ座標
 α, α' ; ボイド率 (容積比), $\alpha' = (I-R)\alpha$
 $\alpha_{20}, \alpha'_{20}$; 静止時イニシャル出口ボイド率 (定常時のボイド), $\alpha'_{20} = (I-R)\alpha_{20}$
 α_{max} ; 脈動時の最大出口ボイド率 ($= \alpha_{2max}$)
 $\alpha_2, \overline{\alpha_2}$; 発熱部出口ボイド率と, ボイド存在部分の平均ボイド率
 $\alpha_3, \overline{\alpha_3}$; ライザ内ボイド率とその平均 (ライザ全長での平均)
 γ_l, ρ_l ; 水の液相比重と工学密度
 γ_v, ρ_v ; " 気相 " と "
 ρ_{l0} ; 水の飽和温度における工学密度
 θ ; $= \omega \cdot t$
 η ; 流速比変動片振幅 (正弦波仮定に対し)
 ϕ ; 位相遅れ角又は進み角で $= \Omega/2$ となる
 Φ ; 傾斜角度
 τ ; ヒービング周期
 τ_{Cri} ; 共振ヒービング周期
 τ_{bubble} ; 気泡の一点通過時間 (停留時間)
 χ_b ; $= X_b/L$
 ω ; ヒービングの角速度
 Ω ; (32)式による無次元数

- Ω_{cri} ; 共振時の Ω の値
 ξ_{EN} ; 助走管での摩擦損失係数
 ξ_L, ξ_L' ; 発熱部での液相および二相流摩擦損失係数
 ξ_R, ξ_R' ; ライザ部での液相および二相流摩擦損失係数
 ξ_{N1} ; 入口ノズルの全損失係数
 ξ_{N2}, ξ_{N2}' ; 出口ノズルの液相および二相流の全損失係数
 ξ_p, ξ_p' ; ポンプの圧力特性数(20), (23) 式による
 Δp ; ホットチャンネルと下降管の同じ高さでの液相密度差
 ξ ; (B2)式によるサブクールボイド換算項

第2章 実験装置とその結果

2.1 振動・動揺台による炉心流れの観察実験

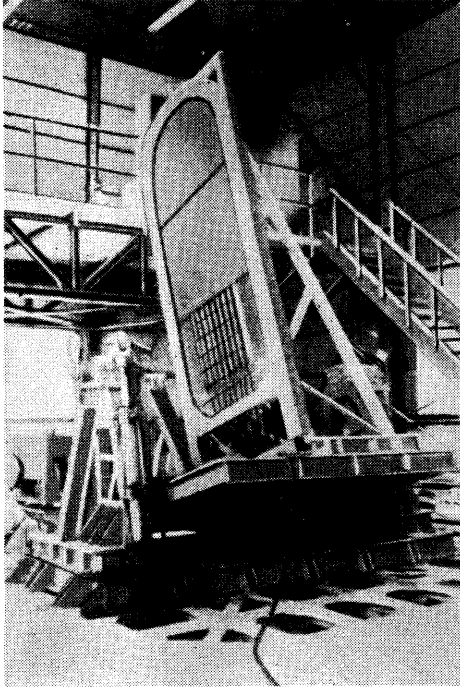


図1(a) 実験中の炉心断面可視模型

まず図1(a)(b)に示すような、炉心断面可視模型を製作し、振動動揺台に乗せてその流れの観察を行なった。同図(a)は写真、(b)はスケッチを示す。

本模型は東海村の原研に建設された沸騰水型原子炉 JPDR の断面の $1/2$ 模型であつて、各チャンネルには発生蒸気の代りに下方の網目状ノズルから空気を吹き

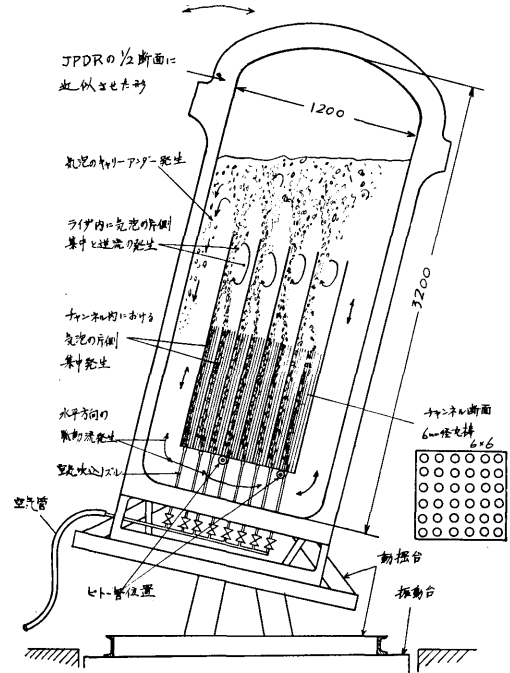


図1(b) 炉心断面可視模型による流水の観察

込んで流れをシミュレートさせるようになってい

振動台は載荷量7トン、振動加速度 $\pm 1G$ 、振動数300~1500 r.p.m.で、その上に載荷量2トン、傾斜角度 $\pm 20^\circ$ 、周期6~10秒の動揺台をのせて両者を同時に作動できる。

本実験の観察結果は定性的にはつぎのようなものであつた。

(1) ローリングによつて流体の角回転方向の脈動が誘起される。

(2) 上の脈動のため各チャンネルの入口流速に脈動が生ずる。その大きさをピトー管で計測した結果は図2に示すようになったが、その大きさは自然循環水頭にくらべて極めて小さい。

(3) ローリングの周期が5~7秒でいどるとき流れの脈動が最も強くなり、一種の共振現象を示す。

(4) 傾斜している状態でチャンネルの中とライザの中での気泡の片側集中が顕著に見られる。

(5) 自由水面附近の水の運動により側壁に沿つて気泡のキャリアンダー発生が生ずる。

(6) 本振動台の発生する振動周波数が高いので、振動をかけたときの流れの状況にはあまり変化が認められなかつた。

以上の諸点において、熱限界に最も影響すると思わ

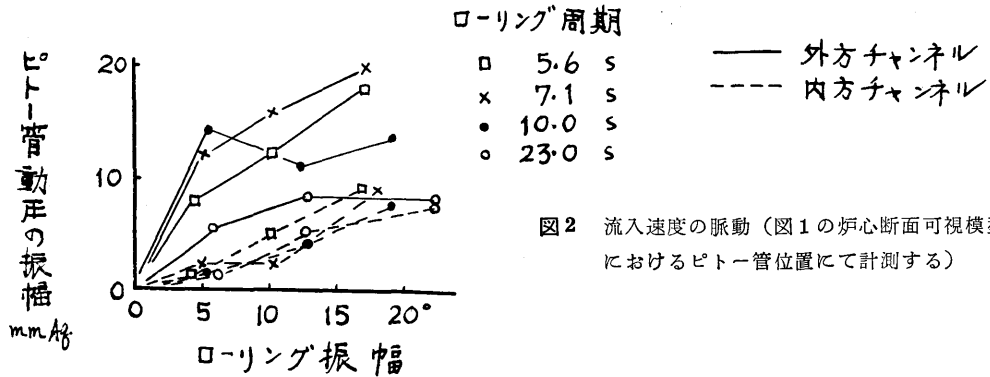


図2 流入速度の脈動（図1の炉心断面可視模型におけるピトー管位置にて計測する）

れるのは傾斜時にボイドが片側に集中することである。この点については加熱による熱限界実験の必要性が認められ、それは後節の傾斜時のヒービング実験にゆだねられた。

2.2 ヒービング装置による実験

2.2.1 ヒービング実験装置本体

自然循環、もしくは低流速の強制循環の水冷却炉心チャンネルにおいては、その流れの起動力には垂直方向加速度に依存する所が大きいので、上記のローリングや高周波の振動以外に、低い周波数で長振幅のヒービングの影響がかなり存在するものと早くから考えられていた。

またボイドの発生が生じ得る水冷却チャンネルでは、かなり以前から静止した状態

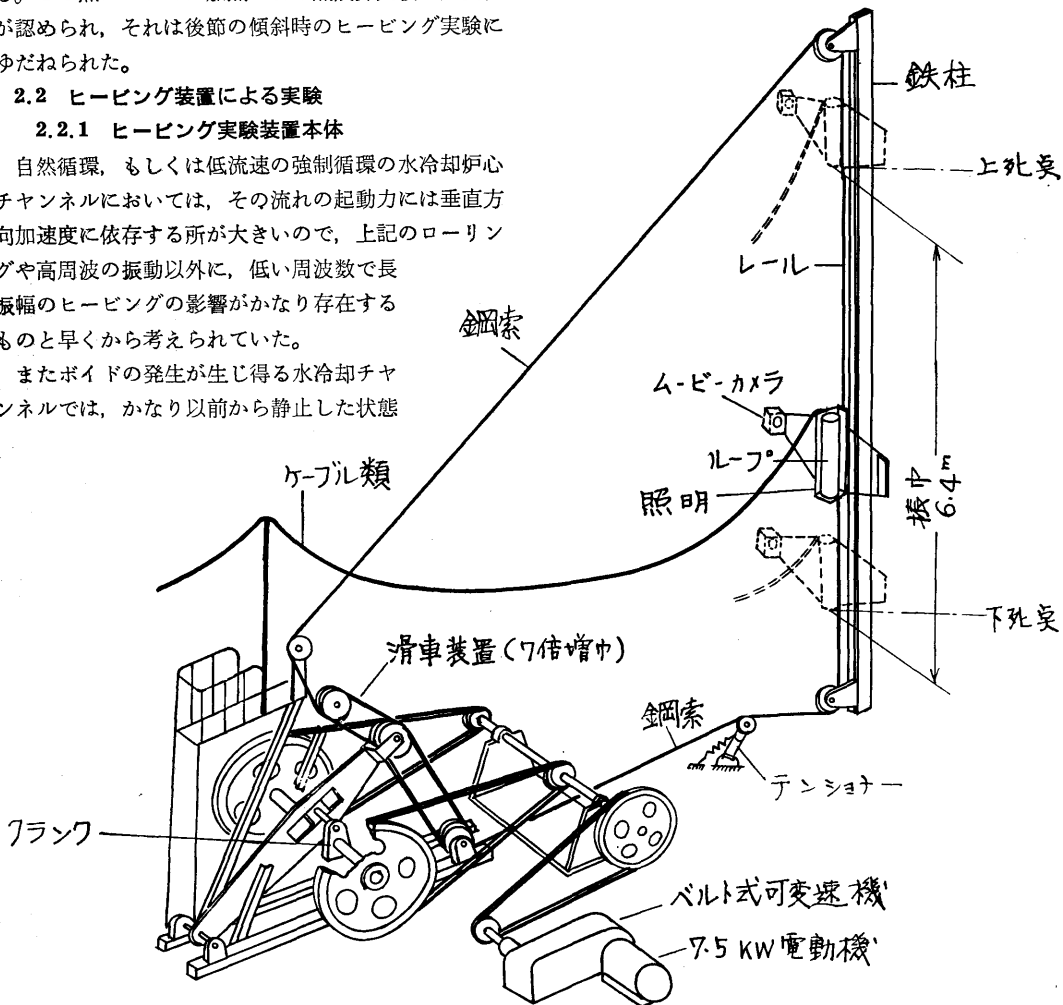


図3 ヒービング試験装置略図

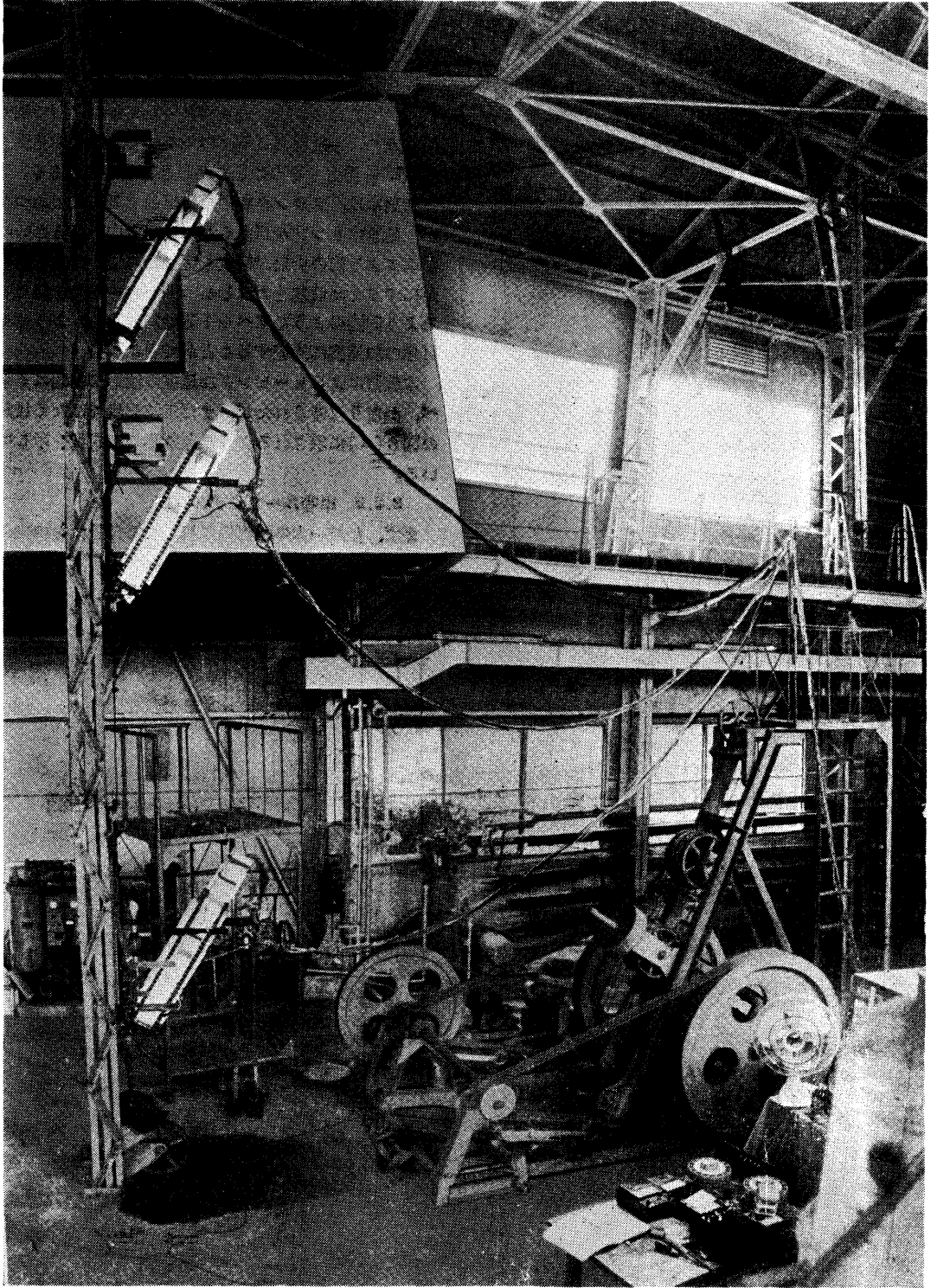


図4 ヒーピング試験装置側面全景写真（管群ループをのせて上下している状況を合成したもの）

でも水力不安定と呼ばれる流れの脈動現象が認められ、システム自体が不安定要素を含む場合が多いことがわかっていた⁶⁾のでそれに対するヒーピング運動の影響は重要な問題点と考えられていた。そのように早くからヒーピング試験を行なうべき必要性が痛感され

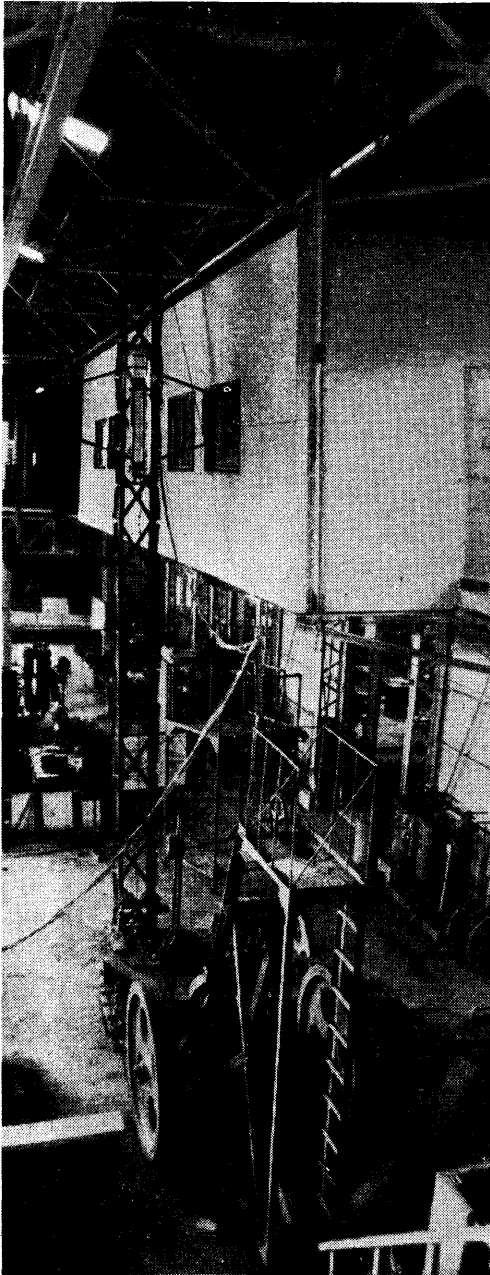


図5 ヒーピング試験装置を駆動装置側から見た写真

(10)

たので、我々は1961年以降図3ないし図5に示すような小型ヒーピング装置の完成に努力した。

同装置は鋼索およびクランク機構を使用し、最大60kgの被試験体を、約3秒ないし10秒の周期で垂直距離6.4mを走行させるものであつて、最大加速度±1.1Gを発生させることを目標としたものである。

初期には、クランクを歯車で駆動する方式であつたが、動きにリップルが多くかつ運動方向が変わるさいの衝撃による歯の折損が何度も生じたので、運動を滑らかにするため慣性を大にしかつダンパー効果を持たせるよう同図のようなVベルト駆動に改造し、ようやく目標の加速度に到達することができた。

本装置によるヒーピング加速度の波形は初期にくらべ、かなり改善されたが、まだ正弦波状ではなく後記の図8(a)に示されるような非対称の鋸歯状を示している。

2.2.2 単管ループモデル

まず、ただ一本の燃料棒に相当する発熱体を中央に

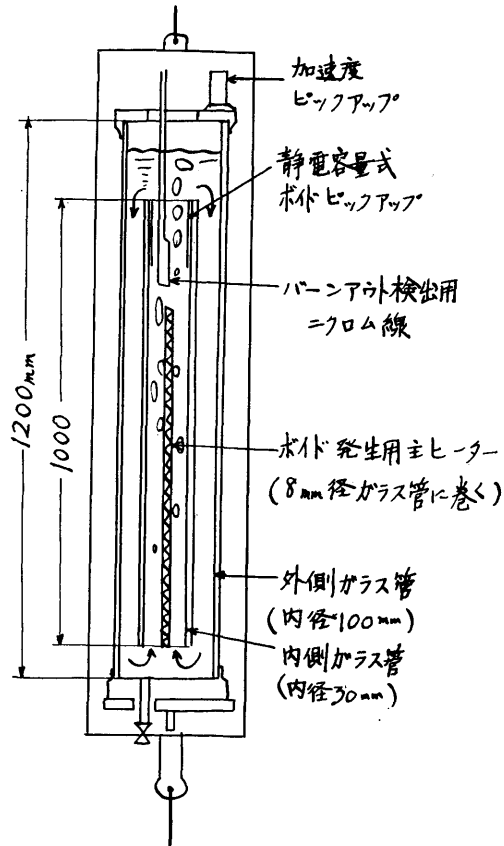


図6 単管ループモデル（自然循環）

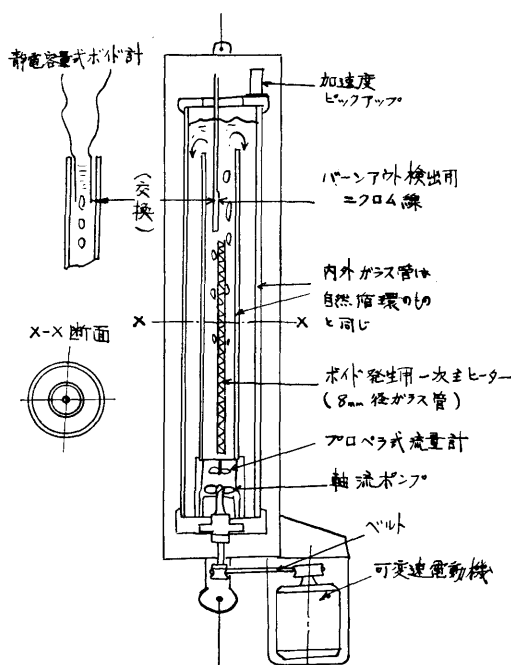


図7 単管ループモデル
(強制循環)

有する図6、図7に示すような二重同心管形式のループを製作した。以下同装置を単一燃料棒の意味から“単管ループ”と略称する。

本ループは初期には図6のような自然循環形式であったがその後図7のように内管の下方に軸流フロベラを取り付けて強制循環の場合も実験できるように改裝した。(自然循環時については一部既報)⁷⁾

燃料棒に相当するものとしては径8mmのガラス管に0.8mmのニクロム線を巻き付けたものを使用し、約2.0Kwまでの電熱加熱を行なった、本電熱線を一次主ヒータと称し、ボイドと流速の変動の発生源の役を行なわせた。

また外部への熱損失はこの主ヒータの電力が低いときに静定する水温度から計算して求めた。

またバーンアウト熱限界を知るためには、直接に一次主ヒータ自体を用いる代りに、一次主ヒータのすぐ上方にバーンアウトだけを測定するための細いニクロム線(径0.3mm~0.5mm、長さ50mm)を別に全く分離して配置し、それに電流を通じてバーンアウト点を越え赤熱を開始するときの電流および抵抗値から、流れとボイドの脈動時のバーンアウト熱負荷を求めることにした。

このように主ヒータとバーンアウト測定部とを分離することは、従来あまり試みられていないが、本報附録A1および別報⁸⁾のように、静止したループによる実験装置による研究によつて、本バーンアウト測定法による値は流速とボイドの影響を定量的にも定性的にも在来の方法と全く同様に表わすことを確認している。

この分離方式は重量軽減と計測の簡易化に大いに助けとなった。

また流速の測定には内管下方に小さなフロベラを置き光電管でその回転数を測定することにより測定した。

また加速度の測定には、抵抗線式加速度計を使用した。

また図7左方に示すように内管の上方に二枚の電極板を入れその間の静電容量の変化によりボイドを測定した。なおボイドとバーンアウトの計測は流路の閉塞を防ぐため同時には行なわず互いに交換して計測した。

また流れの外見の状況はさきの図3に示されるように試験体側方に直接ムービー・カメラを取り付けて観察した。

2.2.3 単管ループによる実験結果

(A) 流れの状況

単管ループに対してヒービングをかけると、 $\pm 0.3 G$ まではあまり変化がないがそれ以上になると予想外の大きな変動が生ずることが発見された。

ループに加えられる上下加速度の変化と、それに対応する出口ボイドのオツシログラフ記録例を図8(b)(c)に示し、また流速の変化状況のオツシログラフ例を図9に示す。またムービーによつて観察された内管内ボイドの変化状況の代表例のスケッチを図10に示す。

各図によつて示されるように、ボイドはループが上死点に達して最小絶対加速度となる附近のやや前方で流れが停滞するとともに急激に爆発的に生長し、加速度の変化と若干の位相遅れをもつてボイド最大に達し、ループが下死点に近づくに従つて流速が増大しボイドは急激に押し流されてしばらくの間ほとんどボイド零の状態が続く。

このようなボイド加速度、流速の脈動の相対的な変化はわかり易く書くと図11の実線および点線のようになる。

出口ボイドの時間平均はループが静止しているとき

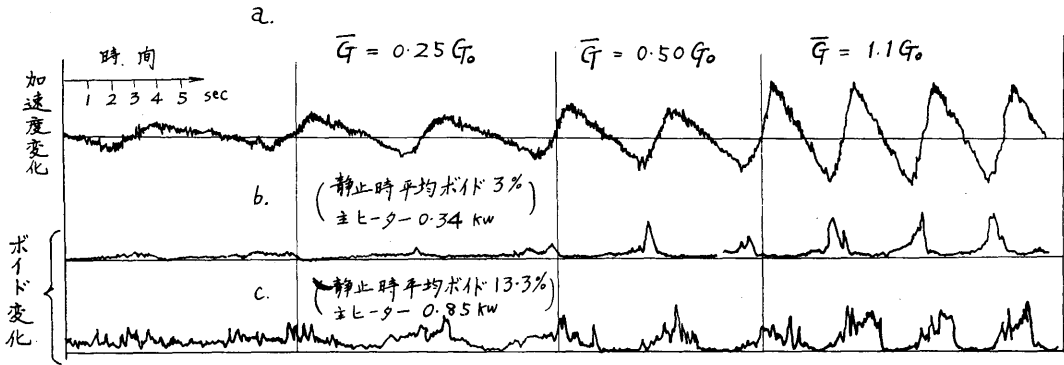


図8 加速度及び出口ボイド変化の記録例 (\bar{G} は加速度片振幅, G_0 は自然重力加速度)

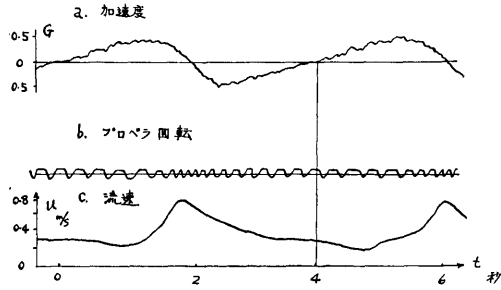


図9 加速度変化に対する流速の変動記録例

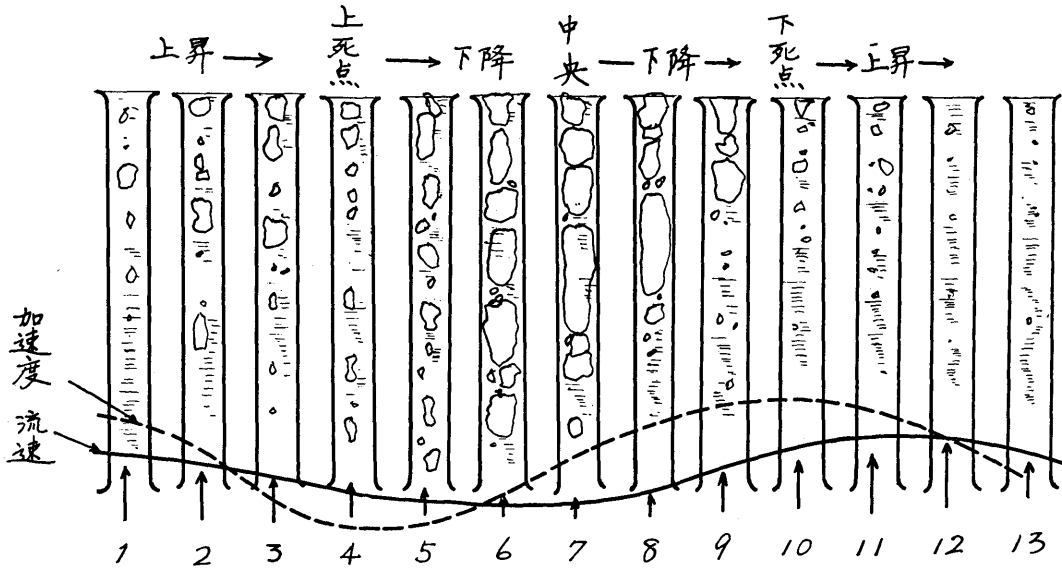


図10 1サイクルの運動間における内管内のボイドの変化状況スケッチ

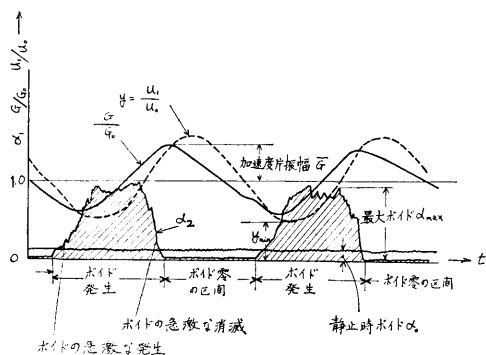


図11 大きな加速度変化 G/G_0 に対応する入口流速比 u/u_0 の変化と出口ボイド α_2 の実測による典型的な変化状況

よりも数倍大きくなり、その比は加速度変動幅の大きいほど大きく、また静止時にある程度のボイドがあるときでも、脈動的には全くボイドのない期間と大きなボイドの存在する期間が断続的に交代する。

また加速度変動幅が大きくなるほどボイドのスラグ化（巨大栓状化）が著しくなつて大きな長さの気泡が発生してくる。このスラグ化はさらに流れの抵抗を増して入口側流速を下げる方向に働く、加速度変動幅が $0.8G_0$ を越すと、流れの逆流が短時間発生する。



図12 静止ループにおける水力不安定発生時のボイド変化例（文献(4)による）

なおこのようなボイドの発生状況は図12に示すような水力不安定現象発生時の水冷却ループのボイド脈動⁶⁾によく似ている。元来ボイド発生のあるループはそれ自体でも不安定性を持ち易いことはよく知られている⁶⁾、ヒービングがかけられた時はいわば不安定振動が強制的にエキサイトされた状態であるといえよう。

また入口温度が飽和温度より十分低いときはボイドの変動が生じないが、次第に水温を上昇して行くときは、 95°C 付近で表面沸騰が生じ出すとヒービングによりまず流速の変動が誘起され、つづいて部分的な主流ボイドが発生を開始するのが認められた。

強制対流を加えたときも実験はなんども静止冷間時流速 $0\sim 1.0\text{m/s}$ 内で定性的には全く、自然対流時と同様な流れとボイドの脈動が見られた。ただ、その程度は若干弱められる。

(B) パーンアウト熱負荷の低下

さてパーンアウト熱負荷測定用電熱線にて測定した

パーンアウト熱負荷は、ヒービング時にはその上死点附近にて流れが遅くなりかつ周囲のボイドが大きくなるので著しい低下を示すことが測定された。

まず図13に主ヒーターの加熱量（静止時出口ボイド）をパラメーターとして実測した自然循環 q_{BO} の値をヒービング加速度片振幅 \bar{G} に対してプロットする。

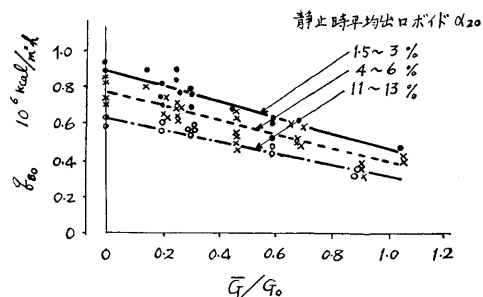


図13 単管ループモデル自然循環時の q_{BO} のヒービングによる低下実測値

図のように、 q_{BO} は \bar{G} の増加と共に、ほぼ直線的に降下する。

いまそれらの q_{BO} のデータを静止時 ($\bar{G}=0$) のときの q_{BO} の値 q_{BO0} で割つて無次元化し q_{BO}/q_{BO0} の値を \bar{G}/G_0 に対してプロットすると、図14のようになり、静止時ボイド 1.5% 以上のデータ全体がほぼ同一の帯の中に入る。（ 1.5% 以下は測定していない）

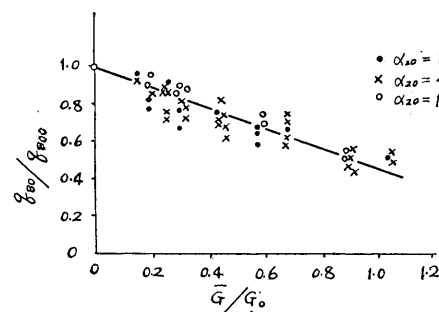


図14 単管ループにおける q_{BO}/q_{BO0} 変化率

同様にして強制循環時にも q_{BO} が低下を示すがその低下の程度は減少する。

図15に強制循環時の実測した q_{BO} の値の実例を示す。

多くの q_{BO} の実測結果をすべてそれぞれの場合の静止時の値 q_{BO} で無次元化して整理し、その平均線を示すと図16のようになり、一般に q_{BO} は

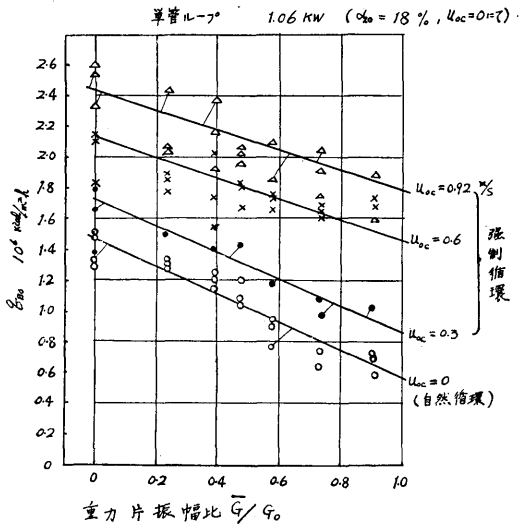


図15 強制循環を行つた時の q_{B0} 実測値の例 (u_{oc} は冷間時入口流速を示す)

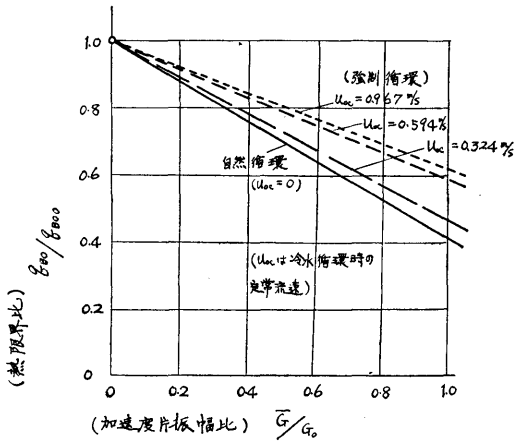


図16 単管ループにおける熱限界の低下 (静止時の出口ボイド1.5%~25%全平均線を示す)

$$q_{B0}/q_{B00} = 1 - C_h \left(\frac{G}{G_0} \right) \dots \dots \dots (1)$$

なる形で表現される。 C_h の値は強制循環の割合によつて異なり u_{oc} を冷間静止時の流速とすると、 u_{oc} に対して表1のように変化する。

このように単管ループによる q_{B0} の低下はかなり大きい。

いま実数値例をあげると、 $u_{oc} = 0.6 \text{ m/s}$ の場合、 $G = \pm 0.6 G_0$ のヒーピングが与えられれば (1) 式より $(q_{B0}/q_{B00}) \div 1 - 0.41(0.6) = 0.75$ となり熱設計上の安全率は25%の低下を示すことになる。

またとくに重要なことは、この低下率は静止時のボイド率 α_{20} が1.5%程度以上のときは α_{20} の大きさにかかわらず一定であることであつて、これは定常ボイドが存在する以上はヒーピングによる影響は相対的にほぼ同一に出現することを示すものである。

2.2.4 管群ループモデル

我々は上記の単管ループモデルによる実験に引きつづき、さらに実際の原子炉に近い流れを与え、かつ傾斜の影響も実験出来るように図17に示すような多数燃料棒を持つ炉心チャンネルのモデルループを製作し実験した。

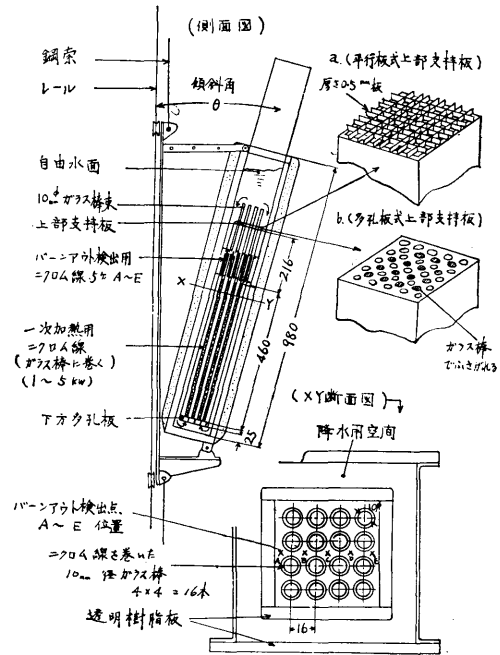


図17管群ループモデル (自然循環)

本モデルは図のように 10mm 位のガラス棒に一次主ヒータとなる 0.8mm 径のニクロム線を巻いた発熱棒16本を格子状に配置し、いわゆる管群チャンネルをシミュレートするものであつて、“管群ループモデル”と称することにする。

本ループは発熱体直上に図18に示すような5本のバーンアウト熱負荷測定用ニクロム線を図17に示すように流れに対し横方向A～E点に取りつけ q_{Bo} の分布を測定して、本装置全体を約 30° まで傾斜させることができる。

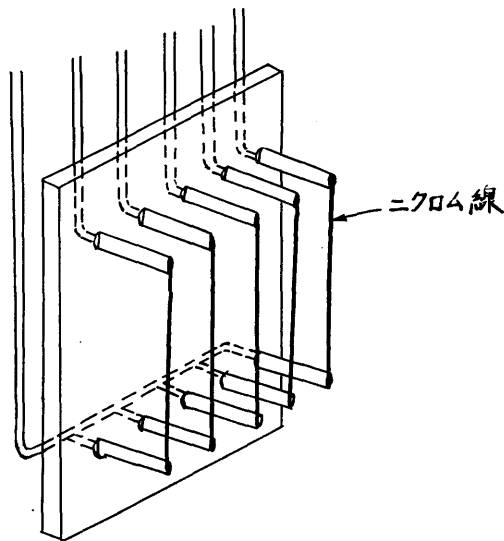


図18 バーンアウト熱限界測定装置
(管群ループ用)

また管群の上方の上部支持板としては図17(a)のような 0.5m 厚さの金属板を流れと平行に格子状に配置した平行板形式支持板と、同図(b)のように金属板に多数の円孔をあけた多孔板形式支持板の二種を準備してその両者の比較を行なつた。

なお両者の流路断面積縮流率は約0.9および約0.5である。

また図19に傾斜してヒービング装置に取りつけた管群ループの外観写真を示す。

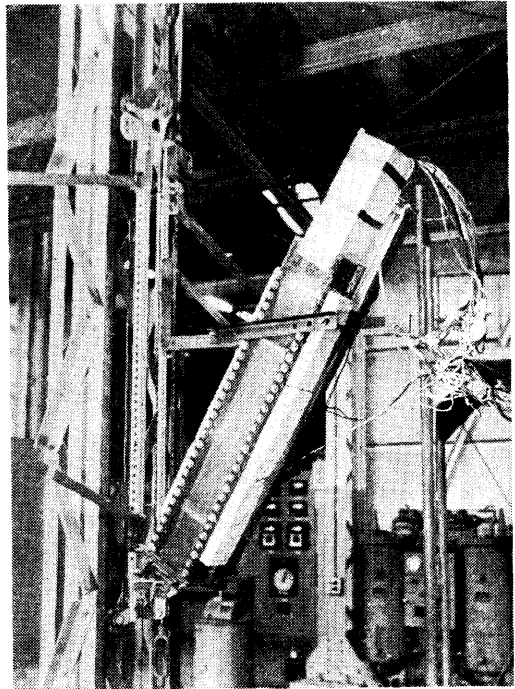


図19 管群ループ外観図

2.2.5

(A) 流れの状況

出口温度が飽和温度附近より高い管群ループにヒービングを与えたときの状況をムービーによつて見ると単管ループ以上の激しい流れとボイドの脈動が観察された。

ループが垂直のときのボイドスケッチは図20(a)に示すようになり、またループが傾斜しているときのボイドのスケッチは同図(b)のようになる。また両者の代表的ムービー写真例を図21, 22に示す。

そのボイド発生傾向は単管ループのさいと全く同様であるが、低い加速度振幅では気泡がスラグ化(栓状巨大化)する程度は単管ループより小さく、比較的小さな気泡が群をなして発生する。

また0.6G以上の強い振幅に対してはチャンネル全体を覆うスラグが爆発的に発生しかつ部分的逆流がみられる。またこのようなボイドの脈動発生はループ全体がサブクールされたときには見られない。

また傾斜しているときは、図1の空気泡実験で見られたのと同様に、蒸気泡も片側に集中し、かつ反対側に流れの循環する逆流が見られる。

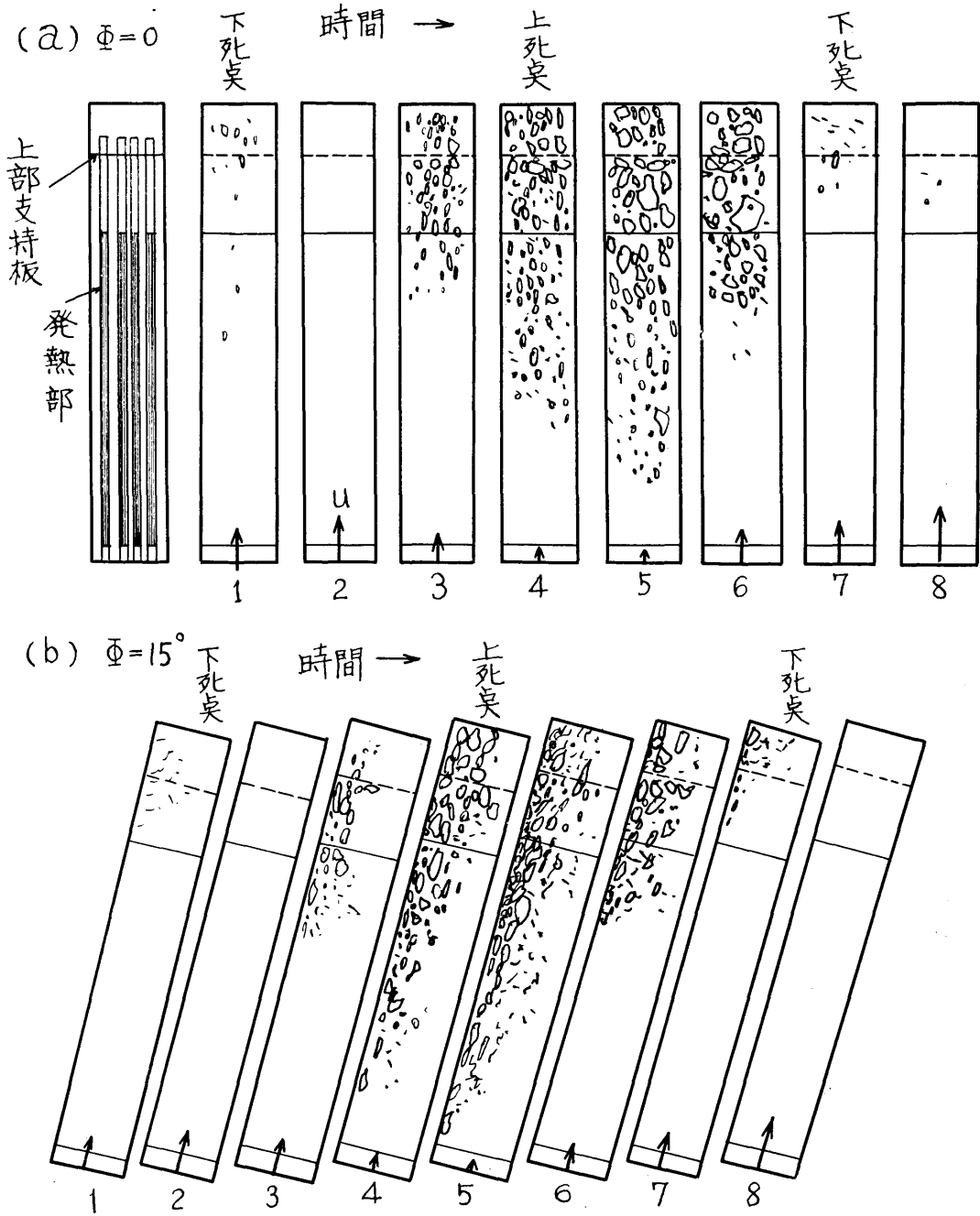


図20 管群ループにおけるボイドの脈動のスケッチ

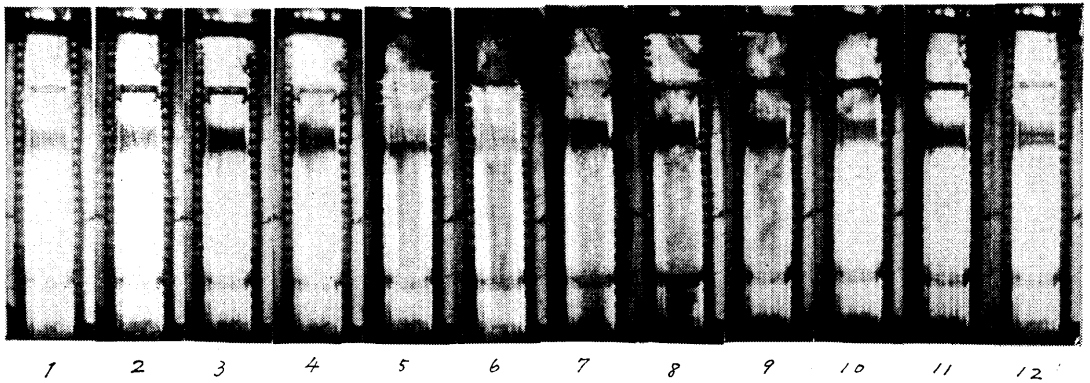


図21 垂直時 ($\phi=0^\circ$) の管群ループのヒービングによるボイド脈動のムービー写真例, 1と12が下死点6と7の間が上死点にあたる。上死点近傍でチャンネル内にボイドが垂直方向に広がるのが見える。中央より少し上方の黒い部分はバーンアウト測定装置にある部分で下透明である。上部支持板は平行板形式である。)

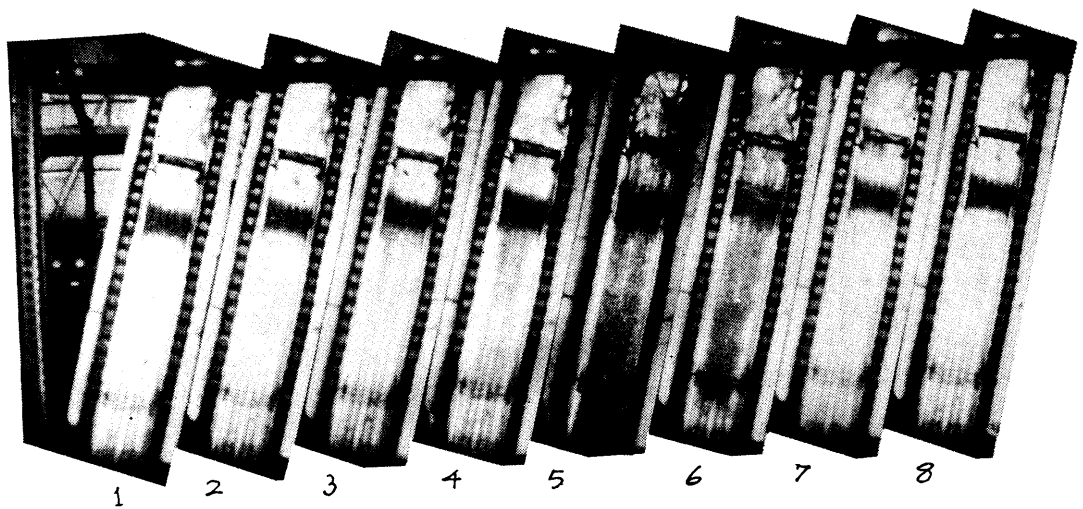


図22 15° 傾斜している管群ループのヒービング時のボイド脈動のムービー写真例, (1と8が下死点, 4と5の間が上死点である) (上部支持板は平行板形式) (5, 6ではボイドが全体にひろがって発生している)

管群の上部支持板の形が平行板形式と多孔板形式の二種類の場合の上死点近傍ボイド発生時の流れの状況を比較するとそのスケッチは図23(a)(b)のようになり通過面積の絞り率の大きい多孔板形の方が流れの逆流とボイドの停滞が強く観察された。図24に多孔板形ときの管路の写真例を示しておく。

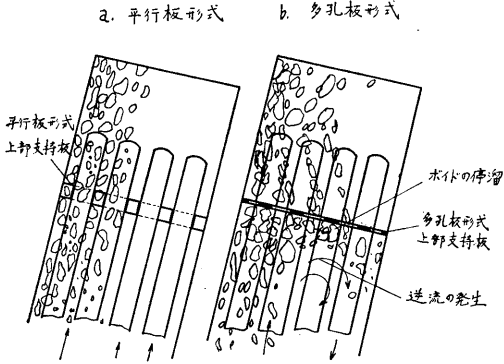


図23 上部支持板形式の相違によるボイドの流れの状況の差のスケッチ

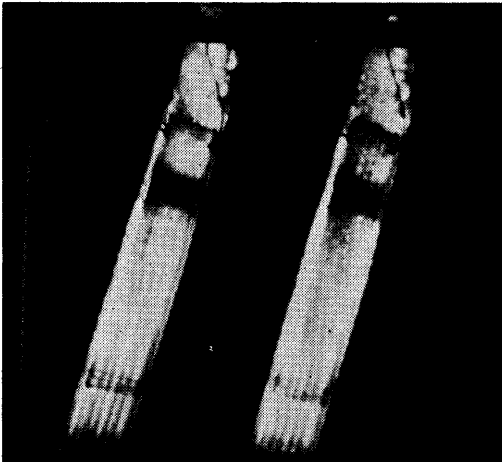


図24 多孔板形式の上部支持板に生ずるボイドの停滞と逆流 (図22の6, 7, と比較するとこの方が上部支持板の近くでボイドが横にひろがっているのがわかる)

(B) 管群ループにおける平均バーンアウト熱負荷の低下

管群ループ自然循環時における流れに横方向の平均バーンアウト熱負荷 $\overline{q_{Bo}}$ は、単管ループのときと同じ

(18)

くやはり上下加速度の増大とともに直線的に減少するのが測定された。いまヒービング時の $\overline{q_{Bo}}$ と静止時の横方向平均値 $\overline{q_{Bo0}}$ との比をとつて無次元化して加速度片振幅比 \overline{G}/G_0 に対してプロットすると図25のようになり傾斜角が0°ないし30°のはんいでは上部支持板が平行板式でも多孔板式でも同じような低下率を示す。(同図の1点は30ヶの測定値の平均を示している。)

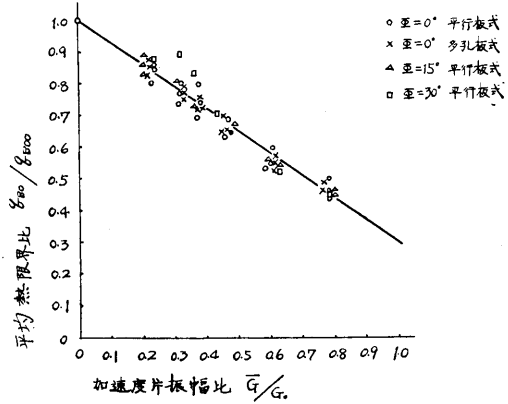


図25 管群ループにおける平均熱限界比の低下 (おのおの静止時出口ボイド $\alpha_{20}=5\% \sim 30\%$ のはんいの全平均線を示す)

このときの $\overline{q_{Bo}}/\overline{q_{Bo0}}$ もやはり(1)式の形に表され C_h の値はこのさいは約0.70という大きな値を取る。

この C_h の値を単管ループのときと比較すると少くとも自然循環状況では単管ループの場合より管群ループの場合の方が上下加速度が強く影響することを示すものである。

(C) 傾斜による影響

傾斜したときの q_{Bo} の値の局所的分布の変化は図26(a)(b)に示すようになり、明らかに傾斜が強くなるに従つて最も外側と内側に q_{Bo} の低下する場所が発生する。

これは傾斜によつて流れの逆流循環が生ずるため、内側ではボイドが増し外側では流速が遅くなるためと思われる。

測定された局所的な q_{Bo} の値の最大・最小値の全平均値 $\overline{q_{Bo}}$ に対する比(局所的 q_{Bo} は6ヶの測定値の平均である)だけを取り出して示すと、図27のようになり、 \overline{G} が大きいときは $\phi=0$ のときは分布が平坦化しているが、傾斜が強くなるに従つて偏差が拡大するのが示されている。

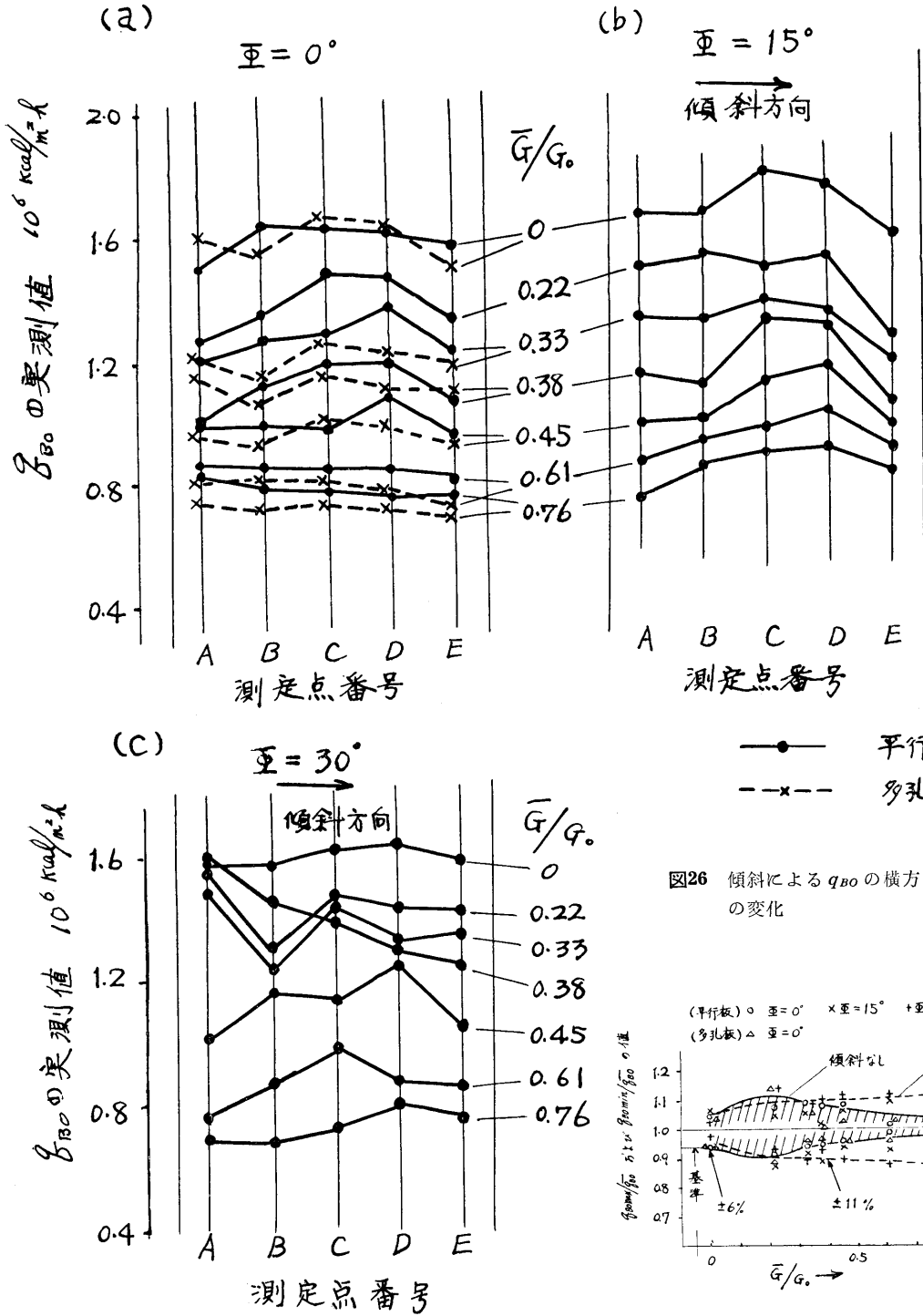


図26 傾斜による q_{BO} の横方向分布の変化

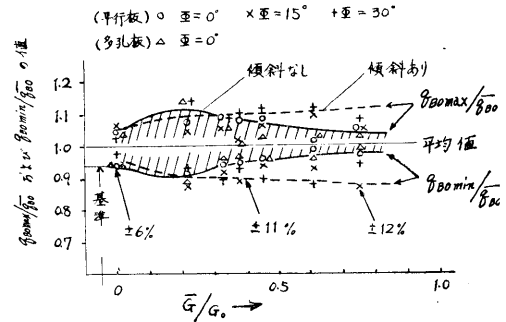


図27 傾斜のある時とない時の q_{BO} 分布の局所最大値 q_{BOmax} と最小値 q_{BOmin} の平均値 \bar{q}_{BO} に対する比

第3章 熱限界に対するヒーピング グファクターとリスティ ングファクター

3.1 K_H と K_L

以上の大気圧実験の結果より考察すると、ヒーピングを受けてボイドの脈動発生が生じている流路の q_{BO} は必ず低下を示しているの、炉心の安全熱限界設計に対する安全係数に対しては、ヒーピングによる影響を示す因子としてヒーピングファクター K_H と、傾斜による影響を示す因子としてのリスティングファクター K_L とを考慮する必要がある。

実験によれば、両者の影響は分離することができる。

すなわち、傾斜角度如何に拘らず ($\phi \leq 30^\circ$)、流路が全く静止している時、流路の断面で平均した q_{BO} の値を $\overline{q_{BO}}$ とし、同一の傾斜角度で周期的ヒーピング加速度 (片振幅比 \overline{G}/G_0) が加えられたときの断面平均の q_{BO} の値を $\overline{q_{BO}}$ とするとヒーピングファクター K_H は

$$K_H = \overline{q_{BO}} / \overline{q_{BO0}} \dots \dots \dots (2)$$

であり、 K_H の値は実験によると静止時ボイド比の大小および傾斜角に無関係に

$$K_H = 1 - C_h \overline{G}/G_0 \dots \dots \dots (3)$$

の形で表示できる。諸実験による C_h の値を表1に示しておく。(4ページ)

また、ヒーピング時の同一断面内での局所的な q_{BO} の分布を考えてその最低値を q_{BOmin} とし、 $\phi = 0^\circ$ (垂直) で静止時の局所的最低値を q_{BOmin0} とすると、リスティングファクターは

$$K_L = \frac{(q_{BOmin}/\overline{q_{BO}})_{\text{ヒーピング時}}}{(q_{BOmin0}/\overline{q_{BO0}})_{\text{静止時}}} \dots \dots \dots (4)$$

であつて、 K_L は主として傾斜による q_{BO} の局所分布曲線の変化の影響を示すものとなる。

K_L の値は図27において $\phi = 0^\circ$ に対する最低値を基準として他の ϕ の値の最低値を見ればよく、 $\phi = 15^\circ$ ないし 30° に対し、 $\overline{G} = \pm 0.4G_0$ で約0.96、 $\overline{G} = \pm 0.8G_0$ で約0.92程度を与えればよい。

通常の静止時基準 q_{BO} の値にはすでに $\phi = 0$ 、 $\overline{G} = 0$ の状態での局所的 q_{BO} の分布が加味されているものと解せられるので、ヒーピングおよび傾斜を受ける場合の熱限界に対する低下係数 $f_{H.L}$ としては(2)、(4)式より両者の積

$$f_{H.L} = \frac{q_{BOmin}}{q_{BOmin0}} = K_H \cdot K_L \dots \dots \dots (5)$$

を考慮する必要がある。

(20)

この低下係数は全く船用原子炉の熱設計に特有のものであつて、従来の陸用原子炉の熱設計には現れていなかったものであり、今後船用炉に対して必ず考慮されるべきであろう。

3.2 ヒーピングファクターの存在理由とその表示

さて何故にヒーピングファクターが1.0より小さくなるかについて考察すると、流路が上死点近傍に達したとき、

- (1) 絶対重力加速度の減小
- (2) 気泡の巨大化
- (3) 流速の低下
- (4) ボイド比の増大 (エンタルピの増大) がすべて同時に重合され、かつそれらの条件はすべて q_{BO} を低下する方向に働くからであると考えられる。

まず(1)の絶対重力加速度の減少の影響によつて定量的に説明しようとする試みは、本報の附録A2に詳細に述べてある。

しかしその方法によるものは、傾向は合っているが、加速度振幅が小さい所と大きい所で説明困難となる。

ついで、気泡の増大による影響をみるため気泡の停留時間と q_{BO} の関係を調査したところ、同附録A3に示すように、気泡の停留時間が q_{BO} に大きな支配因子となることが示された、しかし脈動する二相流は流れの構造が極めて複雑であつて、その気泡の大きさや挙動を実測以外にあらかじめ予測することは困難である。

一方において実験結果よりヒーピングファクターには静止時ボイド比や脈動時ボイド比の最大値は殆んど影響せず静止時流速の変化が影響することが示されている。

以上の考察より、ヒーピングファクター K_H は、入口流速と絶対加速度のみに影響されると考え、(ボイドの停留時間はボイドの総量よりむしろ絶対加速度の関数と考える) 附録A4に示すような導入方式により

$$K_H = 1 - (1 - y_{min0.8}) \frac{\overline{G}}{G_0} \dots \dots \dots (6)$$

なる近似実験式を提出しておく。

ここで $y_{min0.8}$ はヒーピング加速度 G がとくに $0.8G_0$ に等しいときの入口流速の最低値の基準流速に対する比の実測値であつて、流路が与えられれば、ヒーピング実験もしくは、後章の理論計算から求めることができる。

また \overline{G}/G_0 は任意のヒーピング加速度比の変動の片

振幅である。

(3), (6)式によれば

$$C_k = (1 - \gamma_{\min 0.8}) \dots \dots \dots (7)$$

である。

3.3 リステイングファクターの存在

リステイングファクター K_L は、明かに傾斜による流路内流速の分布が不均一になるために存在するが、実験によれば、上側斜面に近くボイドが集中する側よりも、下側斜面に近く、逆流のため流速が低下する部分における q_{Bo} の低下の方が著しい。

K_L の値の理論的表示は極めて困難であり図27等の実験値を参考とする以外に方法はない。

第4章 ボイドと流速の脈動に関する理論計算

4.1 理論計算について

以上のような実験結果をさらに高圧、かつ実際に近い場合に延長するため、我々は水冷却ループのヒービング応答に対する理論計算を行なった。

そもそもこのような場合のボイドや流速の変動については、すでに West⁹⁾他、原船協¹⁰⁾、等で解析を行なっているが、West のものは仮定と計算方式が複雑すぎて、その計算例も少なく、一般化が難しい。また原船協のものは仮定が簡単すぎ、かつ線形近似のため、加速度の大きいときには正確を欠くと思われる。

我々は、実験によつて得た観察事項を入れること、諸因子の影響を個々に分解して見ることができると、を狙いとし、物理現象からあまり離れることなく事象を近似化して捉えるような理論計算を試みることに努力した。

4.2 流路モデル

流路モデルとしては、実験したループも含めて、できるだけ一般化できるように、並列チャンネルを有し、しかも最も熱負荷の大きい炉心中央チャンネルを想定し、図28に示すように、上方にライザを、下方に助走管を有し、その間に一様発熱体を組んだ発熱部を有する標準的な流路を考えた。

流量調整用絞りや、接続構造等による絞りは発熱部上下の一ケの相当絞りで代表され、また発熱部内のスパーサは、発熱部流路がそれに相当するだけ長さ方向に均一に抵抗係数が増大したと考える。

4.3 基礎方程式

4.3.1 主な考え方

基礎方程式は、モーメント関係式、エネルギー関係式、流量連続式、等により作成できる。

まず実験によつて認められた重要事項としてつぎの二点を考慮する。

(1) チャンネル内でのボイドの容積の時間あたり変化率が大きいので、流路の長さ方向の流量およびモーメントには、ボイドの増減による吹き出し、または吸込み (source と sink) 効果を考えなければならぬ。

肉眼による観察では、ボイドが急激に発生すると、あたかもピストンのように入口流れを押しもどすので、この効果をボイドのピストン効果と呼ぶ (この効果は従来の水力不安定解析等には普通無視されていたが、この場合は時間変動率が高いので無視できない)

(2) ヒービングによつて流体の運動が誘起されるのは、流体の密度差であるが、その密度差としては、バルクボイドの存在によるもの以外に、水の液相での熱膨脹による密度差と、サブクール沸騰によつて伝熱面表面付近だけに発生しているボイドによる密度差とを考慮する必要がある。この後二者の密度差は流路の出口サブクールが大きいときにヒービングによつて励起される流速の脈動を決定し、かつバルクボイドが発生し出す限界サブクール温度をきめるのに重要な影響を有する。

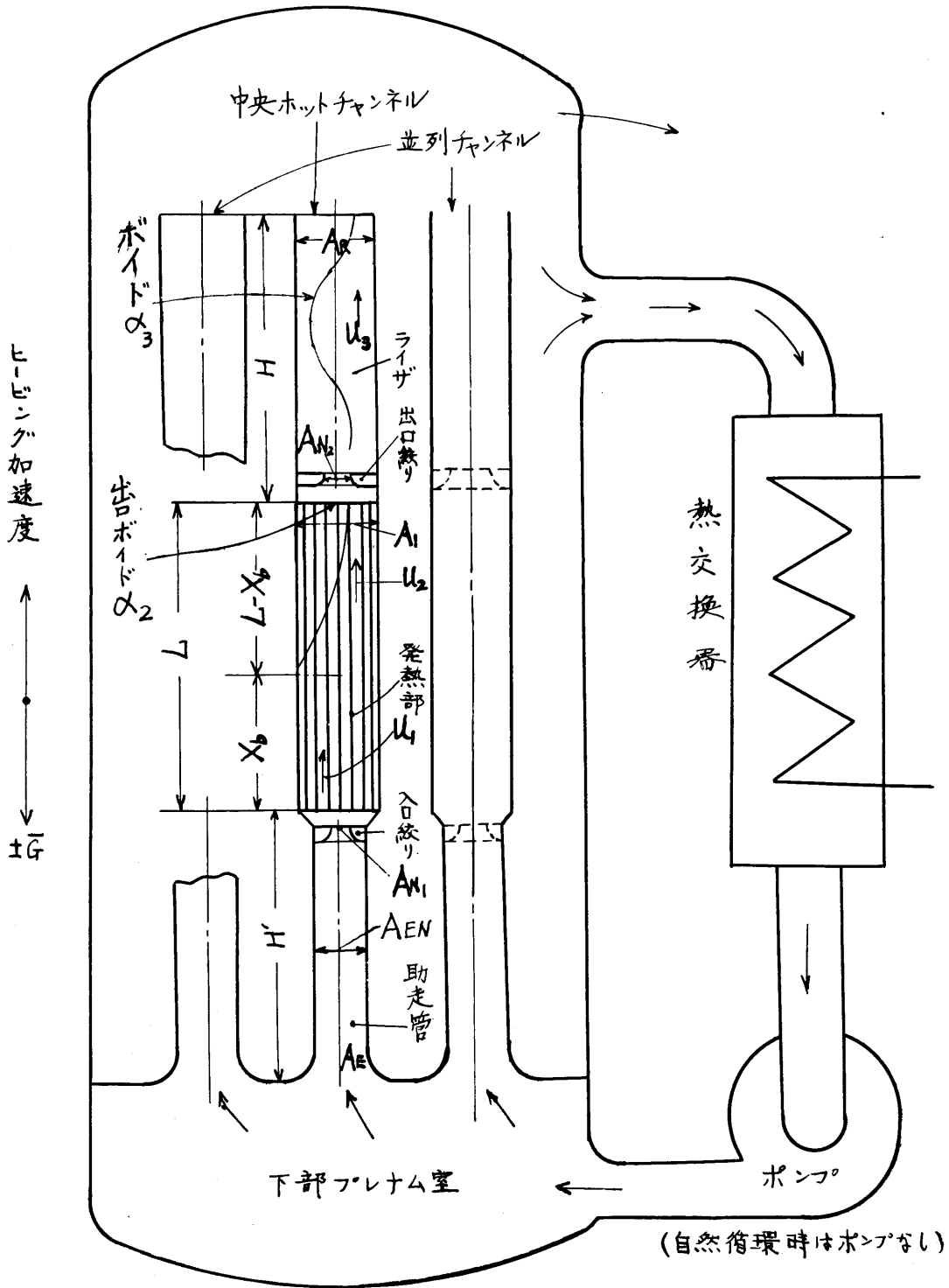
つぎに、厳密な計算はいたずらに項数を増し複雑化するので、つぎの諸仮定によつて単純化する。

(a) ボイドが発生している期間は、低い絶対重力加速度の時期と重なっているため、ボイド発生時の気相と液相との間の相対速度 (スリップ) を無視する。

(b) 二相流の圧力損失の計算に対しては、複雑な方式を行わず、平均密度の仮想流体を考え、その管路の抵抗係数が、単相時より、適当な比率で増大しているとする考え方で計算を単純化する。

(c) ライザ内のボイド比 α_3 は、ライザ入口で発熱部出口ボイド比 α_2 と等しく接続し、ライザ内でボイドが再混合することなく、一定の平均流速で上昇すると近似する、このように仮定すると、ライザ内の平均ボイド比 $\bar{\alpha}_3$ の計算が単純化される。また一方においてライザ内の圧力降下は発熱部出口のボイド比 α_2 と u_0 だけでできると近似してその計算を単純化する。ライザ内の抵抗はほぼノズル部に存在するので、圧力降下に関するこの近似はあまり影響はないと考えられる。

(d) 系の圧力が低いときは、自己蒸発現象を考慮



流路モデル

図28 流路モデル

する必要があるが、その導入方法としては、ヒービングによる上死点附近での発熱部平均水頭の減少を、発熱部における平均水高さと加速度比減小量の積として計算し、それに対応するだけ飽和温度が、減少するとしてエネルギー計算式に入れる。

(e) 発熱部内のポイド容積は、その出口ポイド比 α_2 と、ポイドが生じている長さ $(L-X_b)$ の積に比例すると近似する。この仮定はポイドの分布曲線の性質が極端に変わらない限りその近似度は良好である。

4.3.2 モーメンタム方程式

運動方程式を作るにあたって、対象流路のモーメンタム、圧力降下等の個々について調べる。

(1) 全モーメンタム量, M_{total}

チャンネル内にある時刻において存在する全モーメンタム量 M_{total} は、助走管入口よりライザ出口までの重量流量を積分することにより求められ、 A_i, A_v を液相、気相部の断面積とすると

$$M_{total} = \int_0^{L+H'+H} (\rho_l A_l u_l + \rho_v A_v u_v) dx$$

$$= \int_0^{L+H'+H} \rho_l A \{1 - \alpha(1-R)\} dx \dots \dots \dots (8)$$

である。ただし前節の仮定(a)により $u_l = u_v$ としスリツプはないものと考えている。また $R = \rho_v / \rho_l$ であり、 $\alpha = A_v / (A_l + A_v)$ である。

一方において流量連続の関係より $u A \rho_l \{1 - \alpha(1-R)\} = u_l A_l \rho_l - \frac{d}{dt}$

$$\int_0^x A \rho_l \{1 - \alpha(1-R)\} dx$$

$$= u_l A_l \rho_l + (1-R) \rho_l \frac{d}{dt} \int_0^x A \alpha dx \dots \dots \dots (9)$$

であるので(8), (9)式より M_{total} は

$$M_{total} = (H' + L + H) u_l A_l \rho_l + (1-R) \rho_l \int_0^x \frac{d}{dt} \int_0^x A \alpha dx \dots \dots \dots (10)$$

となる。

(10)式の右辺第二項は前節の考え方(1)によるポイドのピストン効果をあらわす項であり、在来は無視されることが多かったものである。

さて、発熱部内のポイド発生部分の長さは $(L-X_b)$ であつて、その区間の平均ポイド比を $\bar{\alpha}_2$ とすると、発熱部出口における発熱部内のポイドのピストン効果の項の大きさは、ポイドの分布が単調かつ一定の単純

な形(例えば図29のような直線分布や矩形分布)であ

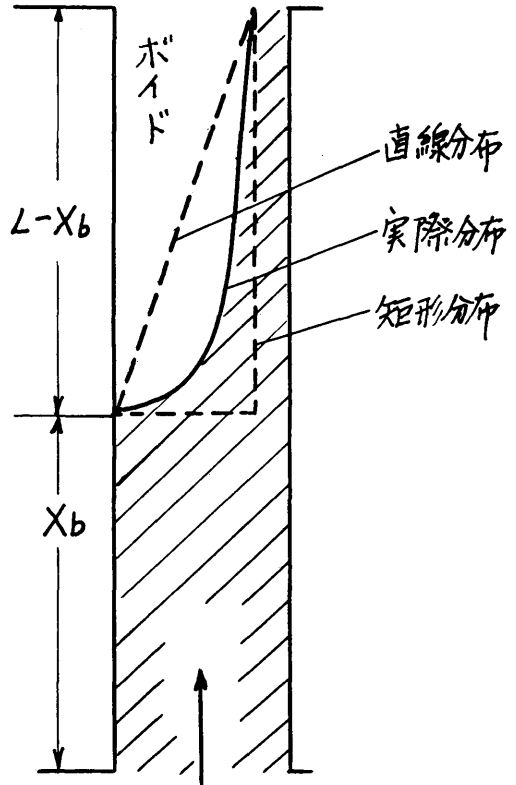


図29 ポイド分布曲線の概念図

るときは

$$(1-R) \rho_l A_l (L-X_b) \frac{d}{dt} \{ \bar{\alpha}_2 (L-X_b) \} \dots \dots \dots (11)$$

に比例する値である。その比例定数を C_{b1} とする。

また同様にしてライザ出口における発熱部内のポイドと、ライザ内のポイドのピストン効果になる項の大きさは近似的に

$$(1-R) \cdot \rho_l H \left[\frac{d}{dt} \{ A_l \bar{\alpha}_2 \cdot (L-X_b) \} + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (A_R \bar{\alpha}_3 \cdot H) \right]$$

$$= (1-R) \rho_l \left[A_l H \frac{d}{dt} \{ \bar{\alpha}_2 (L-X_b) \} + A_R H^2 \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \bar{\alpha}_3 \right] \dots \dots \dots (12)$$

に比例する値である。その比例定数を C_{b2} とする。

(11), (12)を利用し、(10)式を近似積分すると、

$$M_{total} = (H' + L + H) u_l A_l \rho_l + (1-R) \rho_l A_l \left[C_{b1} (L-X_b) \frac{d}{dt} \{ \bar{\alpha}_2 (L-X_b) \} + C_{b2} H \left[\frac{d}{dt} \{ \bar{\alpha}_2 (L-X_b) \} + \frac{A_R}{2 A_l} H \frac{d}{dt} \bar{\alpha}_3 \right] \right] \dots (13)$$

となる。なお C_{b1} , C_{b2} 等はボイドの分布形式が, α_2 も α_3 も矩形状であれば (一定分布)

$$C_{b1} = \frac{1}{4}, C_{b2} = \frac{1}{2} \dots\dots\dots (14)$$

また直線状であれば

$$C_{b1} = \frac{1}{8}, C_{b2} = \frac{1}{4} \dots\dots\dots (15)$$

となる定数である。実際の発熱部内ボイドの分布式は後の(53)式が更に厳密な表示であるが, ほぼ放物線に近いので C_{b1} , の値としては上の二式の値の間を考えるとよいと思われる。

またライザ内ボイド分布はゆるい正弦波状となることが多いので問題は複雑であるが, やはり一応上の二式の間を考えることにする。

(2) 液相部の圧力降下, ΔP_L

助走部の摩擦係数を ξ_{EN} , 入口オリフイスの損失係数を ξ_{N1} , 発熱部の摩擦係数を ξ_L , とすると, 助走部入口よりボイド発生点に到る液相部分の圧力降下 ΔP_L は,

$$\Delta P_L = \frac{1}{2} \rho_l u_1^2 \left[\left(1 + \frac{H'}{d_{EN}} \xi_{EN} \right) \left(\frac{A_1}{A_{EN}} \right)^2 + \xi_{N1} \left(\frac{A_1}{A_{N1}} \right)^2 + \frac{X_b}{d_L} \xi_L \right] \dots\dots\dots (16)$$

となる。

(3) 二相流部分の圧力降下 ΔP_{2PH}

ライザ内の二相流の圧力降下は, 前節の仮定(c)にしたがって発熱部出口ボイド比 α_2 によつてきまると仮定して計算する。

また同仮定(b)にしたがって, 二相流圧力降下は一様平均密度の仮想单相流の圧力降下として計算する。

いま発熱部とライザの相当摩擦係数 (平均单相流仮定に対応する) を ξ'_L , ξ'_R とし, また出口ノズルの損失係数を ξ'_{N2} とすると, 二相流部分の圧力降下 ΔP_{2PH} は, 発熱部出口流速 u_2 , とボイド比 α_2 を基準として,

$$\Delta P_{2PH} = \frac{1}{2} \rho_l \{ 1 - \alpha_2 (1 - R) \} u_2^2 \left[C_{b3} \frac{(L - X_b)}{d_L} \xi'_L + \left(\frac{A_1}{A_{N2}} \right)^2 \xi'_{N2} + \frac{H}{d_R} \cdot \xi'_R \right] \dots\dots\dots (17)$$

となる。ここで C_{b3} は発熱部内のボイド比の分布曲線の形によつてきまる定数である。

さて(9)式より,

$$u_2 = \frac{u_1 + (1 - R) \frac{d}{dt} \{ \bar{\alpha}_2 \cdot (L - X_b) \}}{\{ 1 - \alpha (1 - R) \}} \dots\dots\dots (18)$$

であるので, (17)式および(18)式より ΔP_{2PH} は

$$\Delta P_{2PH} = \frac{1}{2} \rho_l \cdot \left[C_{b3} \frac{(L - X_b)}{d_L} \xi'_L + \left(\frac{A_1}{A_{N2}} \right)^2 \xi'_{N2} + \frac{H}{d_R} \xi'_R \right] \times \frac{\left[u_1 + (1 - R) \frac{d}{dt} \{ \bar{\alpha}_2 \cdot (L - X_b) \} \right]^2}{\{ 1 - \alpha (1 - R) \}} \dots\dots\dots (19)$$

となる。

(24)

(4) ポンプによる強制循環圧力差, ΔP_{FC}

強制循環時の影響を考慮するため, 上下プレナム室間の循環圧力差のうち純粋にポンプによつて発生される圧力差 ΔP_{FC} を考える。

対象としている中央チャンネルの入口流速 u_1 の増減によつて, ΔP_{FC} が図30のような影響を受けると考えると, 基準値 ΔP_{FC0} の近傍でまず直線近似により ΔP_{FC} は

$$\Delta P_{FC0} = \Delta P_{FC0} \{ 1 + \xi_P (1 - y_0) \} \dots\dots\dots (20)$$

で近似的に表される。

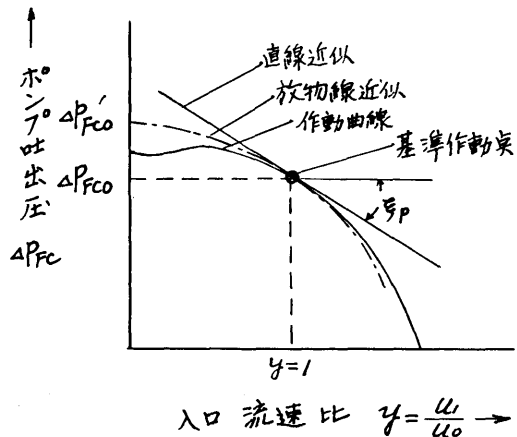


図30 ポンプの圧力対流量特性 (並列チャンネルの影響も加味されたもの)

ここで ξ_P はポンプの流量対圧力差特性, 並列チャンネルの熱負荷配分, 等によつて異つてくる常数で, もし対象としている中央チャンネル以外の流路での熱負荷が中央チャンネルにくらべて十分低い場合流速の変動やバルクボイドの発生があまり生じないものとする, 中央チャンネルの流速変動にかかわらず ΔP_{FC} の変動は少なく, $\xi_P = 0$ と考えられる。

また単管ループや, 均一熱負荷の並列チャンネルの場合には, u_1 の変化は直接ポンプの流量を変化するので, ポンプ特性に応じた ΔP_{FC} の変動が生じ一般に $\xi_P > 0$ である。

なおポンプ特性を計算式に入れる場合には, 図30の点線で示され

$$\Delta P_{FC} = \Delta P_{FC0} (1 - \xi'_P y^2) \dots\dots\dots (21)$$

で表現できるような放物線形状に近似する方が計算式の項数を減らす便利さがある。

基準値 $y = 1.0$ ($u_1 = u_0$) における切線を一致させると(20)(21)より ΔP_{FC0} , ξ'_P 等は

$$\Delta P'_{FCO} = \Delta P_{FCO} \left(1 + \frac{\xi_P}{2}\right) \dots\dots\dots (22)$$

$$\xi'_P = \frac{\xi_P}{2 + \xi_P} \dots\dots\dots (23)$$

で表される。

(5) 自然循環圧力差, ΔP_{NC}

いま自然重力加速度を G_o , ヒービングによつて附加される加速度を G , とすると総合加速度は $(G_o + G)$ となる。

自然循環圧力差 ΔP_{NC} は, 対象流路における流体密度と, 降水管内流体密度の差 $\Delta\rho$ の長さ方向積分値と総合加速度の積によつて計算できる, すなわち,

$$\Delta P_{NC} = (G_o + G) \int_0^{H'+L+H} \Delta\rho dx \dots\dots\dots (24)$$

この密度差 $\Delta\rho$ としては, 前節の考え方(2)によつて, 液相の熱膨張と表面沸騰ポイド (サブクール沸騰気泡) をバルクポイド以外に考慮する必要がある。

いまバルクポイド比を α_1 , 表面沸騰ポイド比を α_s ρ_{1o} を飽和温度における水の密度, β を水の熱膨脹係数, ΔT を対象流路と降水管の同じ高さの位置における水温の差 (対象流路の方が高温のとき ΔT を正にとる) とすると $\Delta\rho$ は

$$\Delta\rho = \rho_{1o} (1-R) \alpha + \rho_{1o} \beta \cdot \Delta T + \rho_{1o} (1-R) \alpha_s \dots\dots (25)$$

である。

ゆえに(24), (25)式より ΔP_{NC} は $\bar{\alpha}_2, \bar{\alpha}_3$ を発熱部およびライザ内の平均ポイド比とし, $\bar{\alpha}_s$ を表面沸騰ポイドの発熱部全長平均としたとき

$$\Delta P_{NC} = (G_o + G) \cdot \rho_{1o} \cdot \left[(1-R) \{ (L - X_b) \bar{\alpha}_2 + H \bar{\alpha}_3 + L \alpha_s \} + \int_0^{H'+L+H} \beta \cdot \Delta T \cdot dx \right] \dots\dots\dots (26)$$

で表される。

(6) モーメントム方程式

以上を総合するとモーメントムに関する運動方程式は,

$$\frac{dM_{total}}{A_1 dt} + \Delta P_L + \Delta P_{2PH} = \Delta P_{FC} + \Delta P_{NC} \dots\dots\dots (27)$$

で表示できる。

(13), (16), (19), (21), (26)式を(27)式に代入すると運動方程式は

$$\begin{aligned} & (H' + L + H) \rho_l \frac{du_1}{dt} + (1-R) \rho_l \left\{ C_{b1} \frac{d}{dt} (L - X_b) \right. \\ & \left. \frac{d}{dt} \{ \bar{\alpha}_2 \cdot (L - X_b) \} + H \cdot C_{b2} \left[\frac{d^2}{dt^2} \{ \bar{\alpha}_2 \cdot (L - X_b) \} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{H \cdot A_R}{2A_1} \frac{d^2}{dt^2} \bar{\alpha}_3 \right] \right\} \\ & + \frac{1}{2} \rho_l u_1^2 \left[\left(1 + \frac{H'}{d_{EN}} \xi_{EN}\right) \left(\frac{A_1}{A_{EN}}\right)^2 + \xi_{N1} \left(\frac{A_1}{A_{N1}}\right)^2 \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left. + \frac{X_b}{d_L} \xi_L \right] \\ & + \frac{1}{2} \rho_l \frac{\left[u_2 + (1-R) \frac{d}{dt} \{ \bar{\alpha}_2 (L - X_b) \} \right]^2}{(1 - \alpha (1-R))} \\ & \cdot \left[C_{b3} \frac{(L - X_b)}{d_L} \xi'_L + \left(\frac{A_1}{A_{N1}}\right)^2 \xi'_{N2} + \frac{H}{d_R} \xi'_R \right] \\ & - \Delta P'_{FCO} \left\{ 1 - \xi'_P \left(\frac{u_1}{u_o}\right)^2 \right\} - (G_o + G) \cdot \rho_l (1-R) \cdot \\ & \left\{ (L - X_b) \bar{\alpha}_2 + H \bar{\alpha}_3 + \int_0^{H'+L+H} \frac{\beta \cdot \Delta T}{(1-R)} \cdot dx + L \bar{\alpha}_s \right\} = 0 \dots\dots (28) \end{aligned}$$

となる。

$$\text{いま } y = u_1/u_o \dots\dots\dots (29)$$

として無次元速度 y を作り, また, 現象が周期的であるとしてその角速度を ω としたとき

$$\theta = \omega t \dots\dots\dots (30)$$

として無次元時間 θ (二位相角) を作り,

また, 無次元長さとして

$$\left. \begin{aligned} h' &= H'/L \\ h &= H/L \\ \chi_b &= X_b/L \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (31)$$

を作り, また現象周期と流路内流体通過時間の比に関連する無次元数 Ω を

$$\Omega = \frac{L\omega}{u_o} \dots\dots\dots (32)$$

として定義する。

以上の無次元数を(28)式に使用し, かつ定数項を整理して変形すると運動方程式は,

$$\begin{aligned} & (1 + h + h') \frac{dy}{d\theta} + K'_{b1} \Omega \frac{d}{d\theta} (1 - \chi_b) \frac{d}{dt} \\ & \{ \bar{\alpha}_2 (1 - \chi_b) \} + K'_{b2} h \Omega \left[\frac{d^2}{d\theta^2} \{ \bar{\alpha}_2 \cdot (1 - \chi_b) \} \right. \\ & \left. + K'_{b3} \frac{d^2}{d\theta^2} \bar{\alpha}_3 \right] + \frac{1}{2\Omega} \{ K'_1 - K'_2 (1 - \chi_b) \} y^2 \\ & + \frac{1}{2\Omega} \left\{ \frac{K'_3 + K'_4 (1 - \chi_b)}{1 - K'_5 \alpha_2} \right\} \\ & \left[y - K'_6 \Omega \frac{d}{d\theta} \{ \bar{\alpha}_2 (1 - \chi_b) \} \right]^2 \\ & - \frac{P_o}{2\Omega} - \frac{G_o}{\Omega} \left(1 + \frac{G}{G_o}\right) \left\{ (1 - \chi_b) \bar{\alpha}_2 \right. \\ & \left. + h \bar{\alpha}_3 + \bar{\alpha}_s \right\} (1-R) + K'_9 \left(h + \frac{1}{2} \right) \beta T_{s1} \Big\} = 0 \dots\dots (33) \end{aligned}$$

となる。ここで諸常数は

$$K'_{b1} = (1-R) C_{b1} \dots\dots\dots (34)$$

$$K'_{b2} = (1-R) C_{b2} \dots\dots\dots (35)$$

$$K'_{b3} = \frac{A_R}{2A_1} \cdot h \dots\dots\dots (36)$$

$$\begin{aligned} K'_1 &= \left(1 + \frac{H'}{d_{EN}} \xi_{EN}\right) \left(\frac{A_o}{A_{EN}}\right)^2 + \xi_{N1} \left(\frac{A_o}{A_{N1}}\right)^2 \\ & + \xi_L \frac{L}{d_L} + \xi'_P \dots\dots\dots (37) \end{aligned}$$

$$K'_2 = \frac{L}{d_L} \xi_L \dots\dots\dots (38)$$

$$K'_3 = \left(\frac{A_o}{AN_2}\right)^2 \xi'_{N_2} + \frac{H}{d_R} \xi'_{R} \dots\dots\dots (39)$$

$$K'_4 = C_{b_3} \frac{L}{d_L} \xi'_{L} \dots\dots\dots (40)$$

$$K'_5 = (1-R) \dots\dots\dots (41)$$

$$K'_6 = (1-R) \dots\dots\dots (42)$$

$$K'_9 = \int_0^{L+H} \Delta T dx / (h + \frac{1}{2}) T_{s1} (1-R) = (K_9 \text{ 後出}) \dots\dots\dots (43)$$

$$P_o = \Delta P'_{FCO} / (\frac{1}{2} \rho_1 u_o^2) \dots\dots\dots (44)$$

$$G_o = LG_o / u_o \dots\dots\dots (45)$$

ここで P_o はその定義より示されるように強制循環の強さを示す無次元数であり、「強制循環力数」と呼ぶ、また G_o はヒーピングの影響を受ける自然循環の強さに比例する無次元数であり「自然循環力数」と呼ぶことにするである。

(33)式において Ω , h , h' , および(34)ないし(45)式の諸定数と, $\bar{\alpha}_s$ および $(1 + \frac{G}{G_o})$ が与えられたとき

未知変数は流速比 $y(\theta)$ とボイド比グループ $\bar{\alpha}_2(\theta)$, $\bar{\alpha}_3(\theta)$, および $(1-X_b)$ である。

ゆえに同式を解くためには、別にエネルギー式より y と $\bar{\alpha}_2$, $\bar{\alpha}_3$, および y と $(1-X_b)$ の関係を求める必要がある。

4.3.3 エネルギー式

(1) 流速比変動とボイド発生長さの移動

任意の流速比 y の変動に対するボイド発生長さ比 $(1-X_b)$ の変動を求めることはかなり問題を複雑化するので、ここでは流速比変動が正弦波状であると考えたときの $(1-X_b)$ の変動を見る。

発熱部の単位時間あたり発熱量が一定であるので、たとえ流速が変動していても、任意の流体実質部分は、それが発熱部内に存在した時間がある一定値に達したときボイドを発生する。

ゆえにボイド発生点変動は、流体が流入してからある一定値の時間経過したときの位置の時間的変動を見ればよい。

いま u_1 が

$$u_1 = u_o (1 + \eta \cos \theta) \dots\dots\dots (46)$$

なる変動をするものとし、定常状態 ($\eta=0$) での発熱部入口より気泡発生点までの長さが X_{b_0} であるとする、それまでの経過時間 τ_{b_0} は

$$\tau_{b_0} = X_{b_0} / u_o \dots\dots\dots (47)$$

であつて、 $\eta \neq 0$ のときの X_b の値は

$$(26)$$

$$X_b = \int_0^{\tau_{b_0}} u_1(t-t') dt' \dots\dots\dots (48)$$

で計算できる。(48)式に(46)を入れて積分し、かつ無次元化する

$$\begin{aligned} X_b &= \frac{1}{\Omega} \int_0^{\Omega X_{b_0}} [1 + \eta \cos(\theta - \theta')] d\theta' \\ &= \frac{1}{\Omega} [\theta' + \eta \sin(\theta - \theta')]_0^{\Omega X_{b_0}} \\ &= \frac{1}{\Omega} \left\{ \Omega X_{b_0} - \eta (\sin(\theta - \Omega X_{b_0}) - \sin \theta) \right\} \\ &= X_{b_0} \left\{ 1 + \eta \cdot b \cdot \cos\left(\theta - \frac{\Omega X_{b_0}}{2}\right) \right\} \dots\dots\dots (49) \end{aligned}$$

となる、ここで b は

$$b = \left(\sin \frac{\Omega X_{b_0}}{2}\right) / \frac{\Omega X_{b_0}}{2} \dots\dots\dots (50)$$

なる、 ω によつて変化する定数である。

(49)式と(50)式によつてわかる興味する事柄は、流速が正弦波状に脈動するとき、その角速度が大となるにつれて、気泡発生点の位置の変動幅が小さくなり、かつその位相遅れが大きくなり、またその角速度関係がとくに、

$$\Omega X_{b_0} = 2\pi \text{ の整数倍} \dots\dots\dots (51)$$

を満足するときには流速の変動幅いかにかわらず気泡発生点の位置は移動しなくなる。

いま $X_{b_0} = 1.0$ (定常時に発熱部出口で丁度飽和温度に等しい) のときの b の値 b' は

$$b' = \left(\sin \frac{\Omega}{2}\right) / \frac{\Omega}{2} \dots\dots\dots (52)$$

となる。この b' の値を図31に $-\frac{\Omega}{2\pi}$ を横軸にとつて示す。

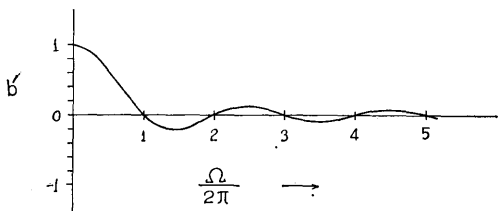


図31 Ω に対する b' の値の変化

このときは $-\frac{\Omega}{2\pi} = 1.0$ のとき $b' = 0$ となり、それ以上の Ω の値に対して図のように b' の値が脈動しつつ減衰して行くのが示される。これは、脈動が高周波になるにつれて気泡発生点への影響が小さくなることを示すものである。 $X_{b_0} \neq 1.0$ である一般の b も全く同様な変化をする。

(2) 発熱部出口ボイド比 α_2 と流速比 y との関係

さて発熱部にて発生しているボイドの分布は、実際は各流体部分の履歴が脈動のため異なり、かつ気泡発生点も、また流速も同時に変動しているので極めて複雑であり、それらのすべてを厳密に取り入れることは極めて困難な仕事となる。

我々は、問題を簡単化するため、ここでは各瞬間におけるボイド比分布は、その時の流速と気泡発生部分長さに対応する定常流のボイド比分布と等しいと仮定して出口ボイド比 α_2 を計算する。

一樣発熱時の定常流ボイド比 α の分布は、長さ x に関し (気泡発生点で $x'=0$)

$$\alpha = \frac{C x'}{1 + C x'} (1 - R) \dots\dots\dots (53)$$

ここで

$$C = \frac{q''' (1 - R)}{u_1 \gamma_v r} \dots\dots\dots (54)$$

なる分布を示す。(気液スリツプなし)

いまこの(53)式において x' の代りに(49)式による脈動時の $(L - X_b)$ を入れ、かつ u_1 が(46)式のような脈動をするものとする、 α_{20} を定常時の出口ボイド比として、脈動時の α_2 は

$$(1 - R)\alpha_2 = \frac{\frac{\alpha'_{20}}{1 - \alpha'_{20}} - \frac{T_{s1}}{T_P} \cdot b \cdot \eta \cdot \cos\left(\theta - \frac{\Omega X_{b0}}{2}\right)}{\frac{1}{1 - \alpha'_{20}} - \frac{T_{s1}}{T_P} \cdot b \cdot \eta \cdot \cos\left(\theta - \frac{\Omega X_{b0}}{2}\right) + \eta \cos\theta} \dots\dots\dots (55)$$

で表される。

ここで

$$\alpha'_{20} = \alpha_{20} (1 - R) \dots\dots\dots (56)$$

で T_{s1} は発熱部入口サブクールであり

T_P は

$$T_P = \frac{\gamma_v}{\gamma_l} \frac{r}{c_p} \dots\dots\dots (57)$$

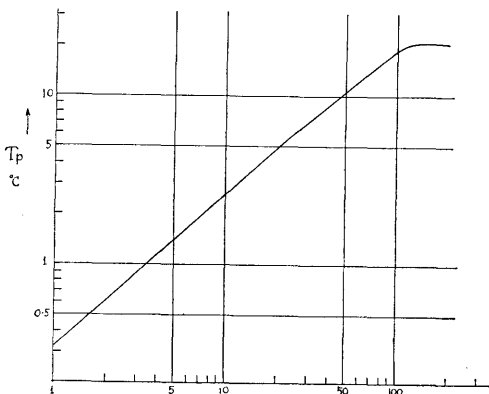


図32 T_P の値

なる水の物性値よりきまる特性温度で、その値は圧力の関数であり、圧力に対し図32のような変化を示す。大気圧近傍では 0.35°C 程度であるが、 100kg/cm^2 以上では約 20°C 近傍のほぼ一定値を示すようになる。

なお(55)式は $\alpha_2 \geq 0$ のはんいにおいてのみ成立し、 $\alpha_2 < 0$ となるときはボイド比は0に止まり負となることはない。

また静止時イニシアルボイドが存在し $\alpha_{20} \geq 0$ のときは問題がないが、もし静止時に出口がサブクール状態で T_{s20} なるサブクールがあつたときは(55)式は

$$(1 - R)\alpha_2 = \frac{\frac{-T_{s20}}{T_P} - \frac{T_{s1}}{T_P} \cdot b \cdot \eta \cdot \cos\left(\theta - \frac{\Omega X_{b0}}{2}\right)}{1 - \frac{T_{s20}}{T_P} - \frac{T_{s1}}{T_P} \cdot b \cdot \eta \cdot \cos\left(\theta - \frac{\Omega X_{b0}}{2}\right) + \eta \cos\theta} \dots\dots\dots (58)$$

とすればよい。

さて(55)式において α_2 の最大値 α_{2max} は

同式を微分することにより θ の値が

$$\eta \sin \frac{\Omega X_{b0}}{2} = \sin\left(\theta - \frac{\Omega X_{b0}}{2}\right) \dots\dots\dots (59)$$

を満足するときを生ずる。

とくに ΩX_b が $\pi/2$ が程度より下のときはその最大値近傍において

$$\cos \theta \doteq \cos\left(\theta - \frac{\Omega X_b}{2}\right) \doteq -1.0 \dots\dots\dots (60)$$

と近似できるので、(55)式より

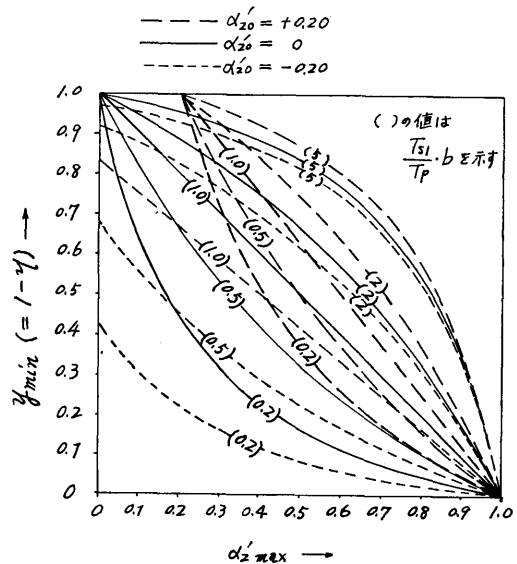


図33 最低流速比 y_{min} と最大出口ボイド比 α'_{max} の値の近似関係 ((65) 式による)

$$\alpha_{2max} = \frac{1}{(1-R)} \frac{\frac{\alpha'_{20}}{1-\alpha'_{20}} + \frac{T_{s1}b \cdot \eta}{T_P}}{\frac{1}{1-\alpha'_{20}} + \left(\frac{T_{s1}b-1}{T_P}\right)\eta} \dots (61)$$

と近似することができる。上式が最大ポイド比と最低流速の関係をきめる近似エネルギー式である。

b の値は(50)式に示されている。

$$\text{いま } \alpha'_{2max} = (1-R)\alpha_{2max} \dots (62)$$

$$\frac{T_{s1}b}{T_P} = \varphi \dots (63)$$

$$\eta = 1 - y_{min} \dots (64)$$

と置いたとき、上式は

$$\alpha'_{2max} = \frac{\frac{\alpha'_{20}}{1-\alpha'_{20}} + \varphi(1-y_{min})}{\frac{1}{1-\alpha'_{20}} + (\varphi-1)(1-y_{min})} \dots (65)$$

となり、同式よりいくつかの α'_{20} と φ の値に対応する $\alpha'_{2max} \sim y_{min}$ の関係を図33に示す

4.4 基礎方程式の解法

4.4.1 近似解法の考察

前節の運動方程式(33)式とエネルギー式(55)式もしくはその近似式の(61)式とを連立することによって基礎方程式は解き得ることになる。

これをプロック線図に画いてみると図34(a)のようになる。

ところが運動方程式(33)もエネルギー式(55)も極めて複雑で、次数も高かつ変数が多数入り組んでいるので両者を直接連立させる正攻法では、たとえ電子計算機をもつてしても多大の時間と費用を要する。

我々も長期間その正攻法を考察したが、プログラミングおよび計算の所要時間が長すぎる点で断念し、何らかの近似解法を求めることとした。

その近似解法としては、最低流速の比較法を用いる。

すなわち、図34(a)の代りに同図(b)のように、プロック線を流速変動の位置で切り離し、まず幾つかの振幅比をもち適当な形状の仮想ポイドの変動を想定し、運動方程式(33)に入れてそのときの流速比の応答を見る。その y の値を y_1 とする。

また一方において近似エネルギー式(66)により、上に与えられた仮想ポイド比脈動に熱収支の点から対応すべき正弦波状の流速比 y_2 の脈動を計算する。

しかる後、 y_1 と y_2 とを比較し、両者の完全な一致を見れば理想的であるが、実際上それは望めないもので、ここでは、ポイド比の大きな部分の α_2 を決定するのは流速が低い方の半周期であることに着目し、

y_1 の最低値 y_{min} と y_2 の最低値 y_{min2} とを比較して両者の一致するときの仮想ポイド比振幅をもつて、与えられた条件に対する最終近似解とする方式をとる。

y_1 と y_2 はその最低値ばかりでなく、その位相も合致する必要がある、それは予め正弦脈動近似にて予測しておくことにより合わせることができる。この方式は極めて近似的なものであるが、計算時間も早くかつ多数のパラメトリックな考察が容易に可能である利点がある。

4.4.2 加速度変化および仮想ポイド比等の設定

(1) 加速度変化の設定

まずこのような近似解法に対する加速度変化としては最も簡単な正弦波状をえらび、図35実線のように \bar{G} をその片振幅としたとき

$$G = \bar{G} \sin \theta \dots (66)$$

とする。合成加速度は

$$G_o + G_o = G_o \left(1 + \frac{\bar{G}}{G_o} \sin \theta\right) \dots (67)$$

となる。

$\theta=0$ の点は丁度ヒービング中心位置をループが通過する時刻であり、 $\theta = \pm \pi/2$ が上、下死点に対応する。

(2) 仮想ポイド比の形状の設定

実際に発生しているポイド α_2 は一般に図11のように、 $\alpha_2=0$ となる期間も有する複雑な形状である。

この解においては、問題を簡単化するために、図35のように α_2 は正弦波状の連続関数として仮定し、 $\alpha_2=0$ となる点が1サイクルに1回ずつ存在するような形を考える。

すなわち α_{max} を最大値としたとき α_2 を

$$\alpha_2 = \alpha_{max} \frac{1 - \sin(\theta + \phi)}{2} \dots (68)$$

と仮定する。

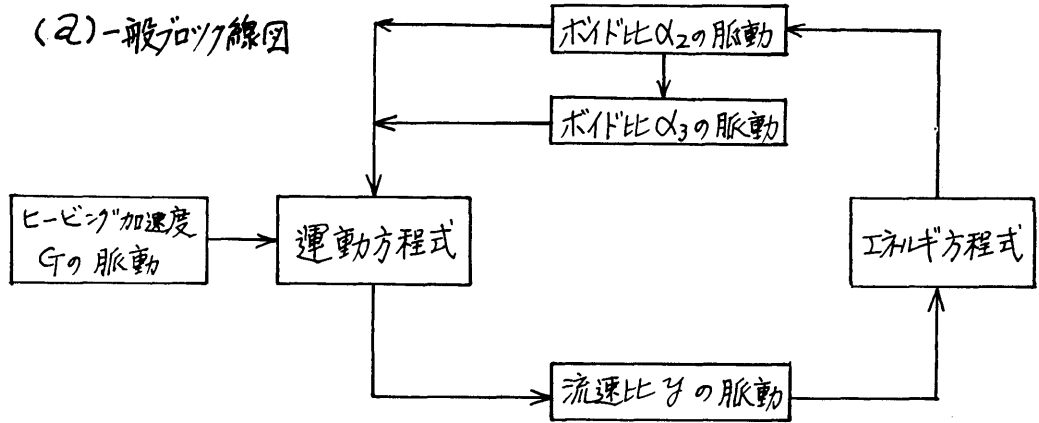
ここで ϕ は G の位相に 180° 加えたものに対するポイドの位相遅れである。(G の変化と α の変化は、周期の遅い脈動において 180° ずれ、他はもつと多い)

(3) 位相遅れの設定

A. y と α_2 との関係を見ると、 α_2 に対しては(55)式の分子における第二項が最も決定的な大きさを与えているので、 α_2 はほぼ流速比 y の変動(正弦仮定)より $\frac{\Omega X_{bo}}{2}$ なる位相遅れがあることがわかる。

このことは、(49)式より気液発生点の位置の位相遅れがやはり $\Omega X_{bo}/2$ であることと関連がある。

B. 加速度変動 G と流速比 y との間の位相遅れを見るため、運動方程式(33)において、定常流の近傍で加速度が正弦状に微小変化してときの流速比 y の位相遅



(b) 近似解法を説明するブロック線図

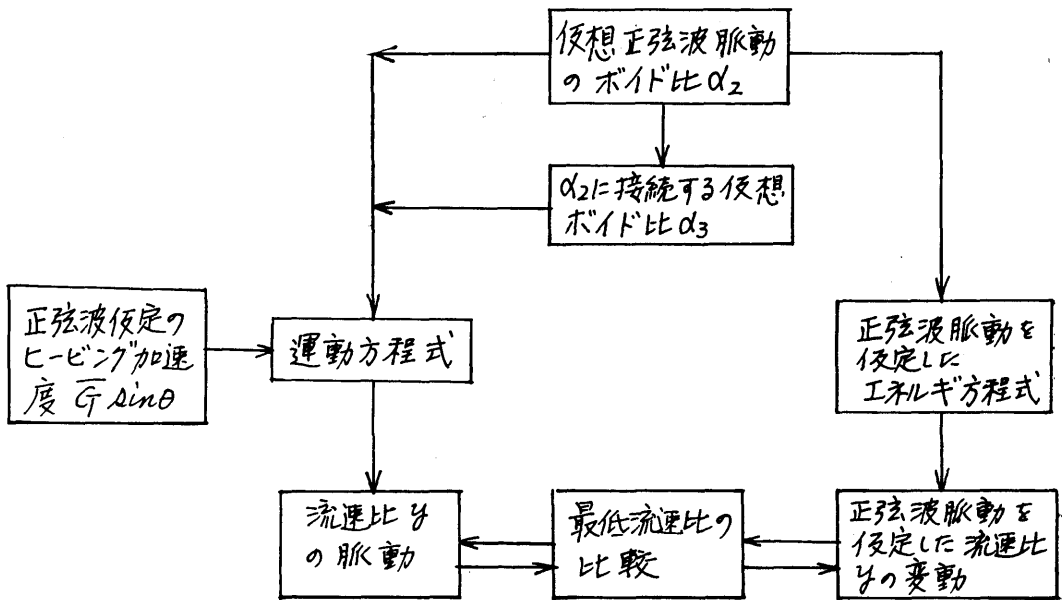


図34 理論式概念的ブロック線図

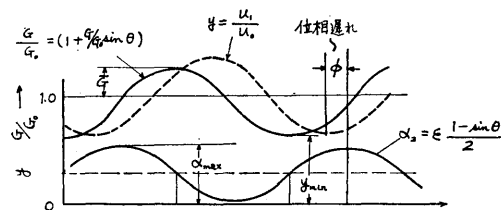


図35 近似理論計算のための G/G_0 , u_1/u_0 , α 形の仮定形状

れ角 ϕ' を見る。

ポ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 $((1-R) \doteq 1.0$ と近似)

$$\tan \phi' = \frac{\Omega}{P + 2G_o \{(1-\chi_b)\bar{\alpha}_2 + h\bar{\alpha}_3 + \bar{\alpha}_s\}} \dots\dots\dots (69)$$

$$+ K_9(h + \frac{1}{2})\beta \Delta T_{s1}$$

となる。しかし P_o と 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 P_o が大きくなり (一般に10以上、また自然循環のときは 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。

ゆえに実際には加速度変動と流速変動の間の位相遅れは、流速とポ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)式の仮想ポイド 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思はして、

$$\phi = \frac{\Omega \chi_{b_o}}{2} \dots\dots\dots (70)$$

なる値を入れる。

(4) 発熱部内ポイドの発生部長さと平均ポイド比の近似設定

運動方程式を解くには、ポイド比 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、ポイド発生部長さ比 $(1-\chi_{b_o})$ 、および平均ポイド比 $\bar{\alpha}_2$ 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 $\bar{\alpha}_2$ 、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) $\bar{\alpha}_2$ は α_2 に比例する。

すなわち、

$$\bar{\alpha}_2 = C_m \cdot \alpha_2 \dots\dots\dots (71)$$

この仮定は、 α_2 の分布が(53)式に従かうときは、かなりのはんで 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、

$$(1-R)\alpha_2 = \frac{\frac{\alpha'_{20}}{1-\alpha'_{20}} + (1-\chi_b) \frac{T_{s1}}{T_P}}{\frac{1}{1-\alpha'_{20}} + (1-\chi_b) \frac{T_{s1}}{T_P} - (1-\chi_b)(\theta + \frac{\Omega}{2}) \frac{1}{b}} \dots\dots\dots (72)$$

(30)

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、

$$(1-R)\alpha_2 \doteq (1-\chi_{b_o}) \frac{T_{s1}}{T_P} \dots\dots\dots (73)$$

と近似できる。

なお、 $(1-\chi_{b_o})$ が0.5以上にわたるときは

$$(1-R)\alpha_2 \doteq (1-\chi_{b_o}) \frac{T_{s1}}{T_P} \dots\dots\dots (74)$$

で近似できる。

ただしこれらの特性をもつ近似仮想ポイドは式の一部であるポ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ー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) ライザ内平均ポイド比 $\bar{\alpha}_3$ の値

ライザ内ポイドはその入口で $\alpha_3 = \alpha_2$ 、であつて、それより下流は、4.3.1.節の仮定(c)に従つて、ポ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_{R_o} 、定常時平均ポイド比を α_{30} 、とすると

$$u_{R_o} = u_o \frac{A_1}{A'_R} \dots\dots\dots (75)$$

$$A'_R \doteq A_R \cdot \{1 - (1-R)\alpha_{30}\} \dots\dots\dots (76)$$

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、 $\bar{\alpha}_3$ を積分表示すると

$$\bar{\alpha}_3 = \frac{\alpha_{max}}{\Omega_R} \int_0^{\Omega_R} \frac{1 - \sin(\theta' - \delta)}{2} d\delta \dots\dots\dots (77)$$

となる。但しここで

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

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

δ は補助変数である。

(77)式を計算すると

$$\bar{\alpha}_3 = \frac{\alpha_{max}}{2} \left[1 - \frac{\sin \frac{\Omega_R}{2}}{\frac{\Omega_R}{2}} \sin \left(\theta' - \frac{\Omega_R}{2} \right) \right] \dots\dots (80)$$

となる。すなわち $\bar{\alpha}_3$ 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) ポ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、

$$\begin{aligned} & \text{(33)式第2項} \\ & = K'_{b1}\Omega \frac{d}{d\theta}(1-\chi_b) \frac{d}{dt} \{\bar{\alpha}_2 \cdot (1-\chi_b)\} \\ & = K'_{b1}\Omega \left[\frac{T_p(1-R)}{T_{S1}} \right]^2 C_m \alpha_{max}^3 \frac{d}{d\theta} \alpha_2 \frac{d}{d\theta} \alpha_2^2 \\ & = \frac{1}{4} K'_{b1}\Omega C_m \left[\frac{T_p(1-R)}{T_{S1}} \right]^2 \alpha_{max}^3 \\ & (1-\sin\theta)^2(2+3\sin\theta) \\ & = K_{b1}\Omega \alpha_{max}^3 (1-\sin\theta)^2(2+3\sin\theta) \dots\dots\dots(81) \end{aligned}$$

ただしここで

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

$$\begin{aligned} & \text{(33)式第3項前半} = K'_{b2} h \Omega \frac{d^2}{d\theta^2} \{\bar{\alpha}_2(1-\chi_b)\} \\ & = K'_{b2} \cdot h \cdot \Omega \cdot \alpha_{max}^2 \cdot C_m \cdot \left(\frac{T_p(1-R)}{T_{S1}} \right) \\ & \cdot \frac{d}{d\theta^2} (\alpha_2^2) = \frac{1}{2} K'_{b2} \cdot h \cdot \Omega \cdot \alpha_{max}^2 \cdot C_m \left(\frac{T_p(1-R)}{T_{S1}} \right) \\ & \cdot (1-\sin\theta)(1+2\sin\theta) = K_{b2} \cdot h \cdot \Omega \cdot \alpha_{max}^2 \\ & \cdot (1-\sin\theta)(1+2\sin\theta) \dots\dots\dots(83) \end{aligned}$$

ただし

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

$$\text{(33)式第3項後半} = K'_{b2} h \Omega \cdot K'_{b3} \frac{d^2}{d\theta^2} \bar{\alpha}_3 = K'_{b2}$$

$$\begin{aligned} & \cdot \frac{h\Omega}{2} \cdot K'_{b3} \alpha_{max} \frac{\sin \frac{\Omega R}{2}}{\frac{\Omega R}{2}} \sin\left(\theta - \frac{\Omega R}{2}\right) \\ & = K'_{b2} \cdot K'_{b3} \cdot \alpha_{max} \cdot \frac{A_1}{A_R} \cdot \sin \frac{\Omega R}{2} \cdot \sin\left(\theta - \frac{\Omega R}{2}\right) \\ & = K'_{b2} \cdot \frac{1}{2} \cdot h \cdot \alpha_{max} \cdot \sin \frac{\Omega R}{2} \cdot \sin\left(\theta - \frac{\Omega R}{2}\right) \\ & = K_{b3} h \cdot \alpha_{max} \cdot \sin \frac{\Omega R}{2} \cdot \sin\left(\theta - \frac{\Omega R}{2}\right) \dots\dots\dots(85) \end{aligned}$$

ただし

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

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。

$$\text{このときは(68)式より、} \alpha_2 = \alpha_{max} \frac{(1-\sin\theta)}{2} \dots$$

$$\dots\dots\dots(87)$$

となりまた重力加速度はこの θ に対し $\left(\frac{\Omega \chi_{b0}}{2} + 180^\circ \right)$ だけ進んだ位相となるので

$$G = \bar{G} \sin\left(\theta + \frac{\Omega \chi_{b0}}{2}\right) \dots\dots\dots(88)$$

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。

$$\begin{aligned} & (1+h+h') \frac{dy}{d\theta} + K_{b1}\Omega \cdot \alpha_{max}^3 \\ & (1-\sin\theta)^2(2+3\sin\theta) \\ & + K_{b2} \cdot h \cdot \Omega \cdot \alpha_{max}^2 (1-\sin\theta)(1+2\sin\theta) \\ & + K_{b3} \cdot h \cdot \sin \frac{\Omega R}{2} \cdot \alpha_{max} \cdot \sin\left(\theta - \frac{\Omega R}{2}\right) \\ & + \frac{1}{2\Omega} \left\{ K_1 - K_2 \cdot \alpha_{max} (1-\sin\theta) \right\} y^2 \\ & + \frac{1}{2\Omega} \left\{ K_3 + K_4 \alpha_{max} (1-\sin\theta) \right\} \left\{ y - K_6 \Omega \right. \\ & \alpha_{max}^2 \cos\theta (1-\sin\theta) \left. \right\}^2 - \frac{P_o}{2\Omega} \\ & - \frac{G_o}{\Omega} \left\{ 1 + \frac{\bar{G}}{G_o} \sin\left(\theta + \frac{\Omega \chi_{b0}}{2}\right) \right\} \left\{ K_7 \alpha_{max}^2 \right. \\ & (1-\sin\theta)^2 + K_8 h \cdot \alpha_{max} \left\{ 1 - \frac{\sin \frac{\Omega R}{2}}{\frac{\Omega R}{2}} \right. \\ & \cdot \sin\left(\theta - \frac{\Omega R}{2}\right) \left. \right\} + K_9 T_{S1} \beta \left(\frac{1}{2} + h \right) + K_{10} \bar{\alpha}_s \left. \right\} \\ & = 0 \dots\dots\dots(89) \end{aligned}$$

ただしここで定数 K_{b1} , K_{b2} , K_{b3} は(82)(84)(86)式で与えられ、また他の諸定数は、

$$\begin{aligned} K_1 = K'_1 = & \left(1 + \frac{H'}{d_{EN}} \xi_{EN} \right) \left(\frac{A_o}{A_{EN}} \right)^2 + \xi_{N1} \left(\frac{A_o}{A_{N1}} \right)^2 \\ & + \xi_L \frac{L}{d_L} + \xi'_P \dots\dots\dots(90) \end{aligned}$$

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

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

$$\begin{aligned} K_4 = K'_4 \cdot & \left(\frac{T_p(1-R)}{T_{S1}} \right) \\ & = C_{b3} \frac{L}{d} \xi'_L \left(\frac{T_p(1-R)}{T_{S1}} \right) \dots\dots\dots(93) \end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned} K_6 = K'_6 \cdot C_m \cdot & \left(\frac{T_p \cdot (1-R)}{T_{S1}} \right) \\ & = C_m (1-R)^2 \left(\frac{T_p}{T_{S1}} \right) \dots\dots\dots(95) \end{aligned}$$

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

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

$$K_9 = K'_9 = \int_0^{L+H} dT dx \left(h + \frac{1}{2} \right) T_{S1} \dots\dots\dots(98)$$

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

$$P_o = \Delta P'_{FCO} \left(\frac{1}{2} \rho_l u_o^2 \right) \text{ (強制循環力数) } \dots \dots \dots (100)$$

$$G_o = LG_o / u_o^2 \text{ (自然循環力数) } \dots \dots \dots (101)$$

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。

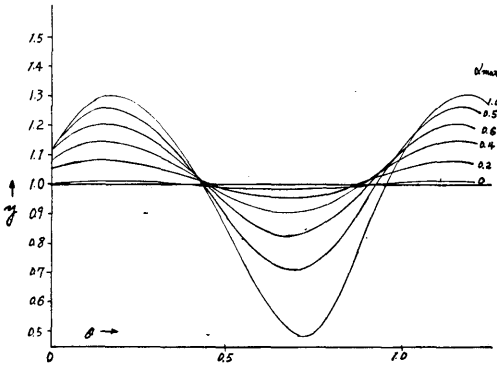


図36(a) α_{max} を変えたときの y の変動計算例、その一 (サバンナ号例 $\overline{G}/G_o = 0.80$ $\Omega/2\pi = 0.375$)

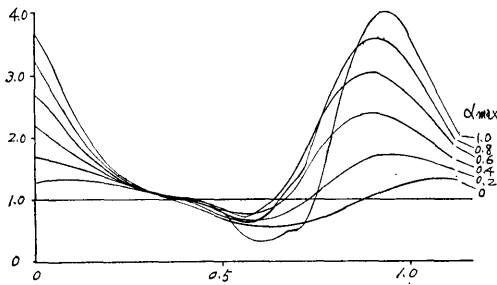


図36(b) α_{max} を変えたときの y の変動計算例、その二 (単管ループ例 $\overline{G}/G_o = 0.8$ $\Omega/2\pi = 0.375$)

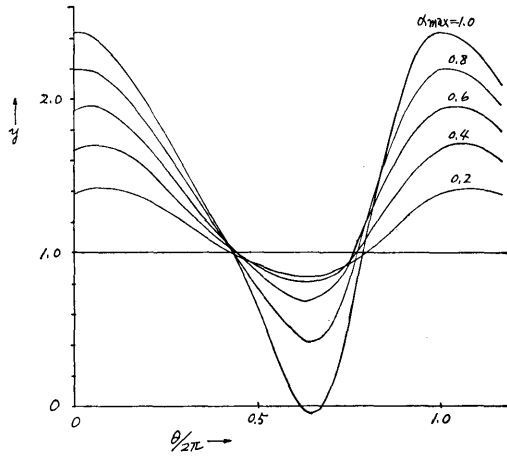


図36(c) α_{max} の値を変えたときの y の変化計算例その三 (単流炉例, $\overline{G}/G_o = 0.8$ $\Omega/2\pi = 0.375$)

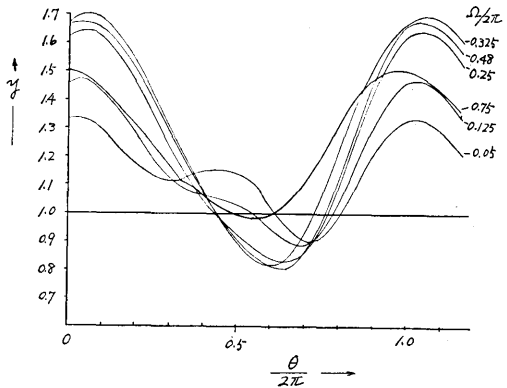


図36(d) $\Omega/2\pi$ の値を変えたときの y の変化計算例 (単流炉例, $\overline{G}/G_o = 0.8$ $\alpha'_{max} = 0.40$)

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 P_o 、 G_o 、等を定める。

(2) \overline{G}/G_0 (ヒービング加速度振幅比) をある範囲にパラメトリックに選定する。

(3) 波の周期に関する無次元数 Ω を 0 ないし 2π の間にパラメトリックにいくつか選ぶ, 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} をパラメトリックにいくつか選ぶ。

(5) 任意の $\overline{G}/G_0, \Omega, \alpha_{max}$ 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

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

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, 適当な初期値を与えて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, $\overline{G}/G_0, \alpha_{max}, \Omega$, の値をパラメトリッ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ー式(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 $\overline{G}/G_0, \Omega$, 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ー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。

もし交点が二ヶあるときは, 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捕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 $\alpha'_{max} = 1.0$ と置く。 $\alpha'_{max} = (1 - R)\alpha_{max}$ である

(9) 上の方法を希望する範囲の \overline{G}/G_0 と Ω の値に対しくり返す。

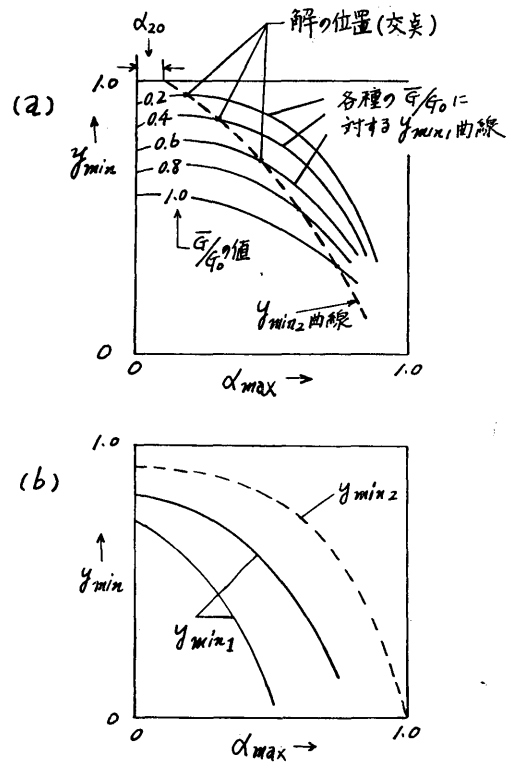


図37 $y_{min1} = y_{min2}$ を求める図式解法

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の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) デジタル電子計算機を使用した, (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 $\alpha_{max}, \overline{G}/G_0, \Omega$ 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,

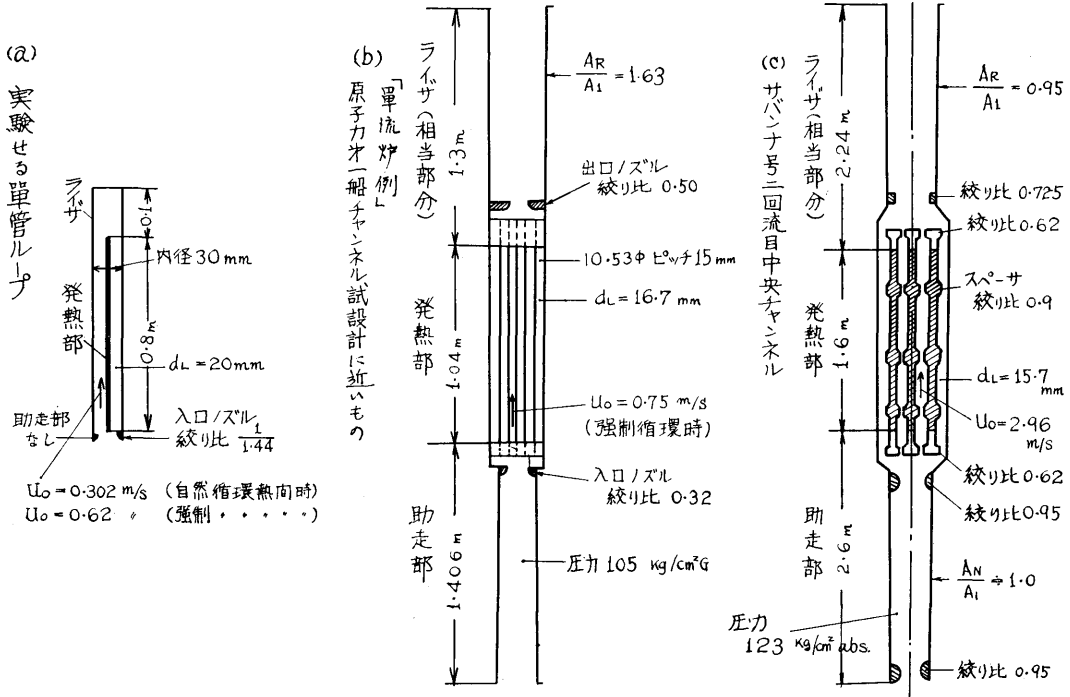


図38 計算に使用した諸チャンネルのモデル化した模型

(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、 $\overline{G}/G=0$ ないし $1G$ 。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、)
 $\overline{G}/G=0.8$ のときの、仮想ボイドに対する y の応答

(34)

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

$$\Omega/2\pi = X_b/u_0 \cdot \tau \dots\dots\dots(103)$$

(5)をとつている。

図39にて注目されることは、 \overline{G}/G 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 $u_0 = 0.62m/s$ 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

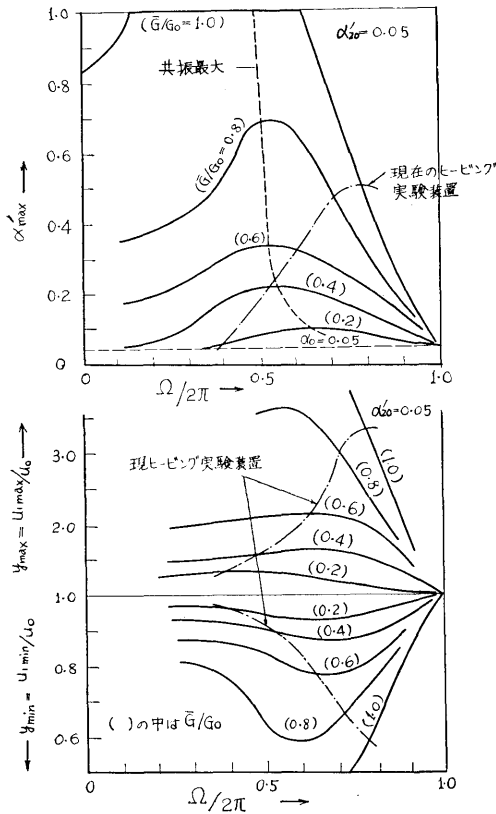


図39 単管ループ自然循環時 $\alpha'_{20} = 5\%$ のときの流速の脈動振幅 (理論値)

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)

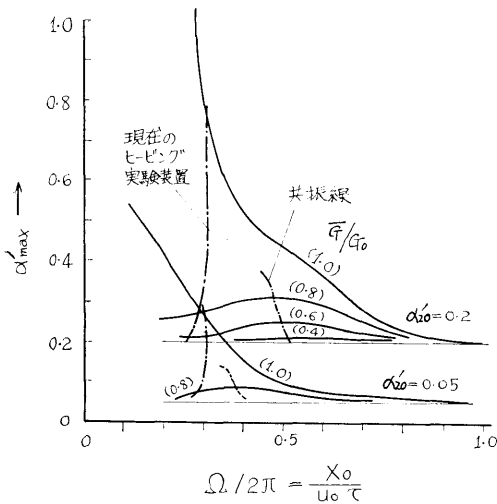


図43 単管ループモデル強制循環時 ($\alpha'_{20} = 0.2$ および 0.05) のときの脈動ボイドの最大値 α'_{max} , () の中は \bar{G}/G_0

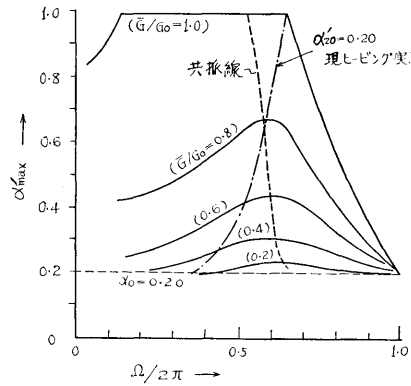


図41 単管ループ自然循環時 $\alpha'_{20} = 0.20$ のときの流速の脈動振幅 (理論値)

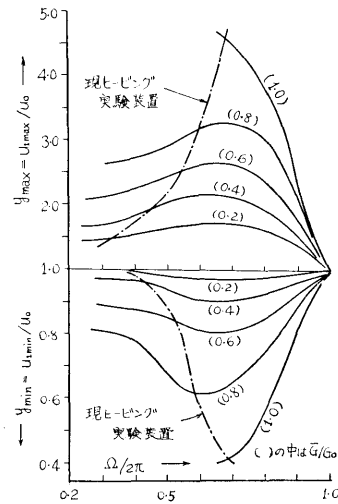


図42 単管ループ自然循環時 $\alpha'_{20} = 0.20$ のときの流速の脈動振幅 (理論値)

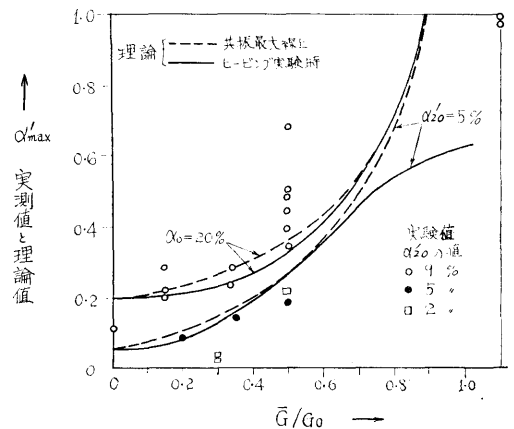


図44 加速度片振幅に対する脈動ボイド最大値 α'_{max} の値の単管ループ自然循環時の実測値と理論計算値

測値とを比較する。横軸には加速度片振幅 $m = \bar{G}/G_0$ をとっている。

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っているので、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って実験を行なっている。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。

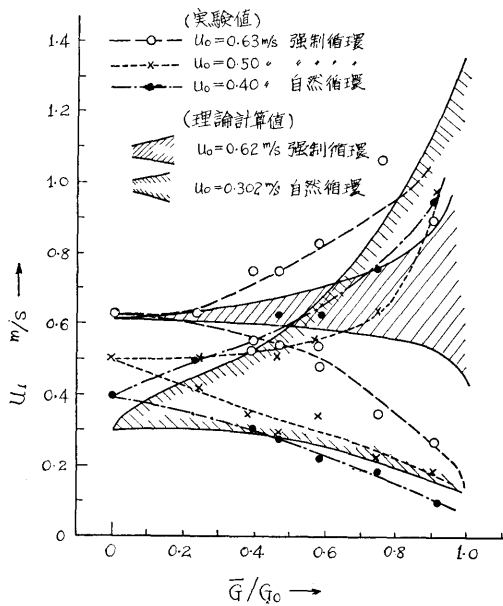


図45 単管ループモデルにおける流速の変動の上限・下限の実験値と理論計算値 ($\alpha_{20} = 20\%$)

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った現象としては、十分合っていると見える。(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 $u_0 = 0.75 \text{ m/s}$ 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_0 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} (静止時オリジナルポイド) を与えたときの、 α_{max} の値を \bar{G}/G_0 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。

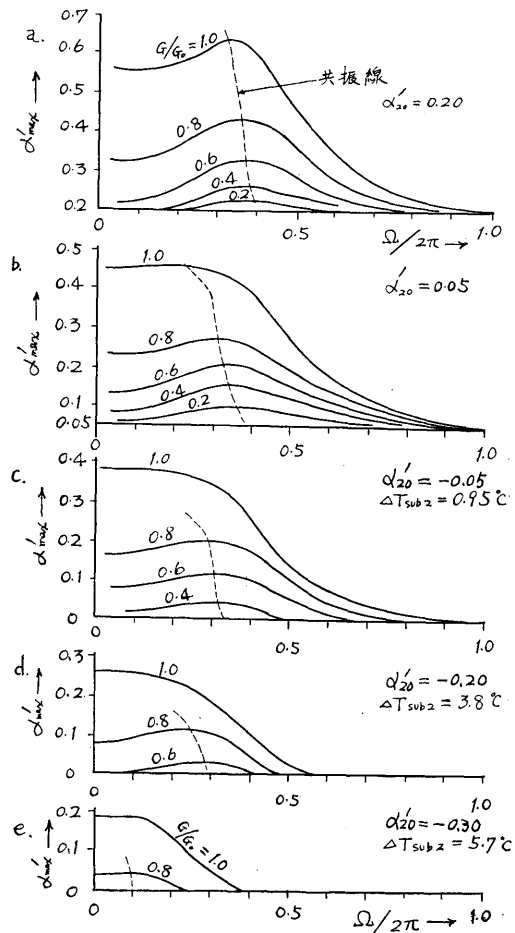


図46 単流炉の例におけるヒービング時のポイド脈動最大振幅理論値
 ただし、 $\alpha'_{20} = (1 - R)\alpha_{20}$ である。

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

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ポイド率 α_{2eq}

を有するものとする。(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 $u_0=0.75\text{m/s}$ 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 $\bar{G}/G_0=0.8$ 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 サバンナ号炉心チャンネルの計算結果

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 \bar{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。

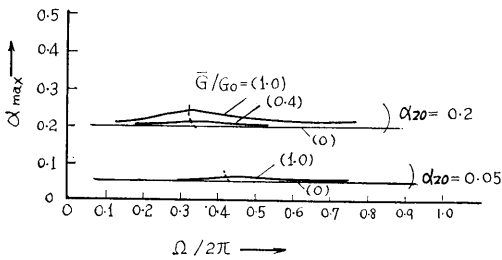


図47 サバンナ号原子炉の脈動ボイドの最大値理論値(仮りに $\alpha_{20}=0.2$ および $\alpha_{20}=0.5$ であつたとしたときの値)

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 ($u_0=2.96\text{m/s}$) 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ットチャンネル内の水温の上昇が 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。

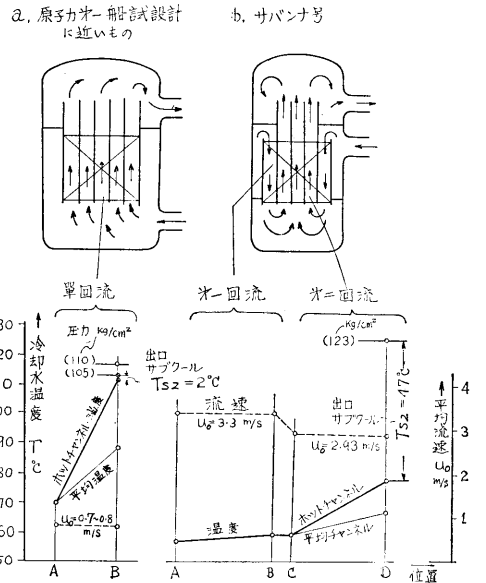


図48 二種の原子炉冷却水の温度経過と流速比較 () — — は圧力とその飽和温度位置を示す。

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 脈動時ポイド最大値の比較

図49に, 単流炉例, 単管ループモデル, サバンナ号炉, の加速度変動時のポイド最大値 α_{max} を, \bar{G}/G_0 を横軸にとり, 静止時ポイド 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。

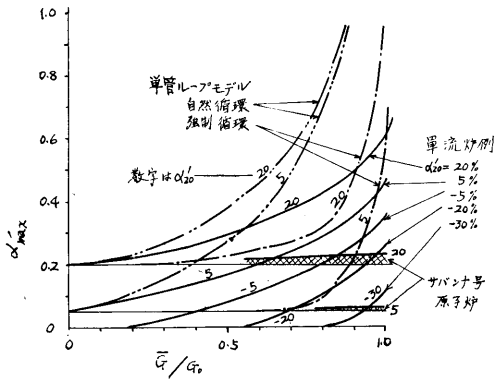


図49 単流炉例単管ループモデル, サバンナ号炉の加速度変動に対する脈動ポイドの最大値 α'_{max} 理論値の比較 (但しサバンナ号炉の α_{20} の値は比較のための仮想値で実際はサブクール 47°C である)

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取り, 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

$$\Omega_{cri} = \frac{X_b \cdot 2\pi}{u_0 \cdot \tau_{cri}} \dots\dots\dots (104)$$

の値が $\alpha_{20} \geq 0$ でほぼ

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

(38)

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。

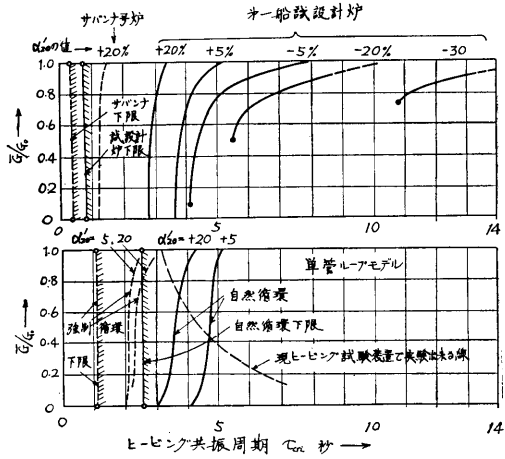


図50 諸形式炉におけるヒービング共振周期 τ_{cri} の値

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_0 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

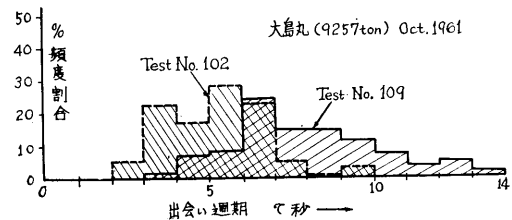


図51 波の出会い週期のヒストグラム実例 (大島丸)

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っている。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。

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 $\bar{G}/G_0 \sim \tau$ 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は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 が增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ってくるが、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、($0 \leq \Omega \leq 2\pi$)

(2) 一方 Ω が增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减小させる方向に働らく、($0 \leq \Omega \leq 2\pi$)

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_0) を変化させ、 $0 \sim 1G_0$ 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 \bar{G}/G_0 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らいで線形近似を行なつた結果によると、 K_0 を流路が全部液相のときの抵抗係数で近似的に $K_0 = K_1 + K_3$ とし、 ξ を表面沸

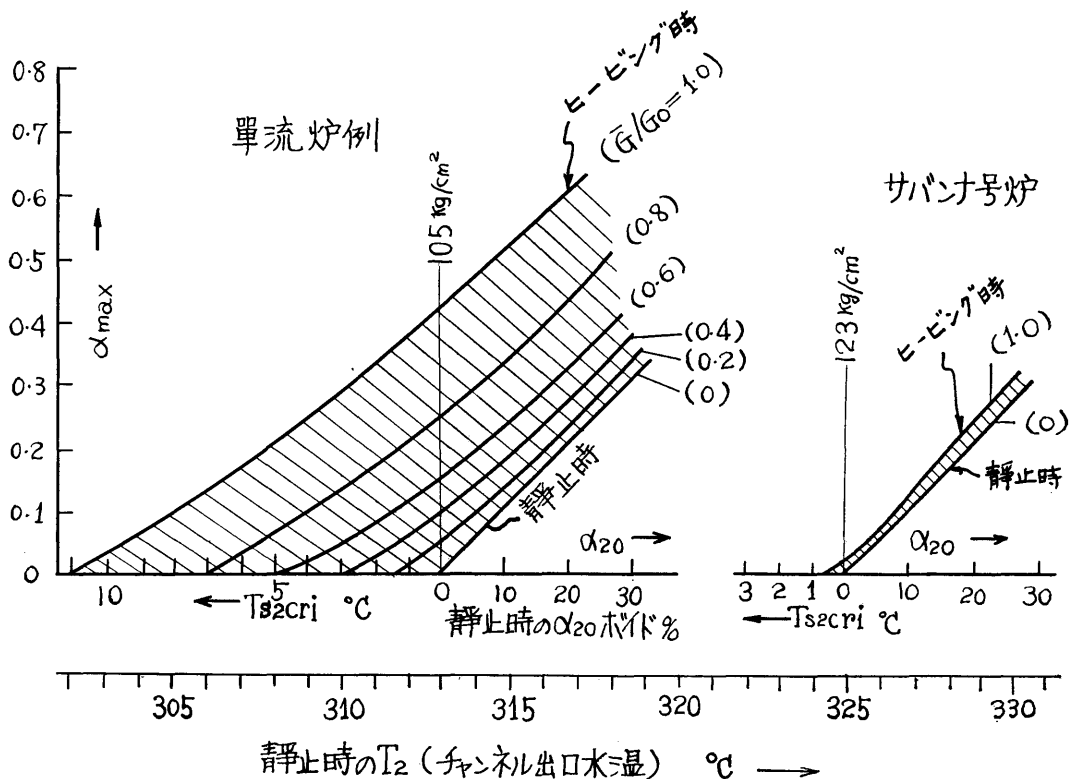


図52 静止時出口水温度の変化に対する脈動時の最大ボイドの値と限界サブクールの値 (単流炉例とサバナ号炉との比較に注目されたい)

騰ポイド効果を換算加算する項とすると、

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

とおいたとき BWR では

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

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

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 $\pm 5\%$ 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 \bar{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 $\bar{G}/G_o=0.8$ 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、同炉においてポ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、 $\pm 22.1G_o$ 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ポ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ポイド変動の比較

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ポ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ニシアルポイドの存在を通じて流速が変動を開始し、流速が低くなる時更にポイドが発生して、そのポイド発生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(重力ヘッ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} においては(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ポ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、試験

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

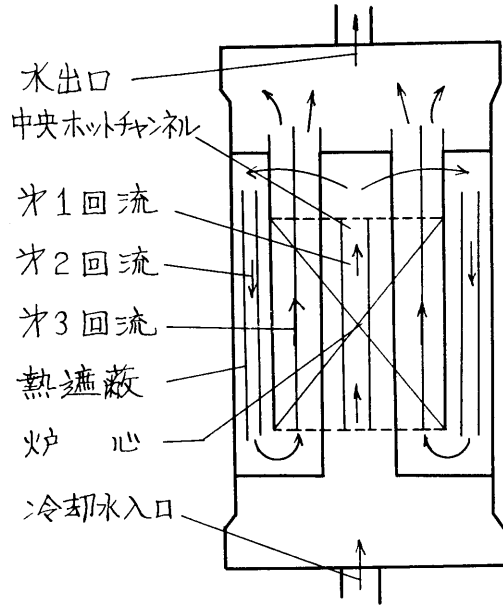


図53 レーニン号加圧水型原子炉の冷却水回路図 (中央ホットチャンネル出口でのサブクール温度が大きいことに注意) ($u_o=0.3\sim 0.5\text{m/s}$ 推定)

流形式の冷却水回路をもっているようである。同炉中央のホットチャンネルを考えると、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っ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ッドが大きいこと、の二つの理由でかなりポ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。

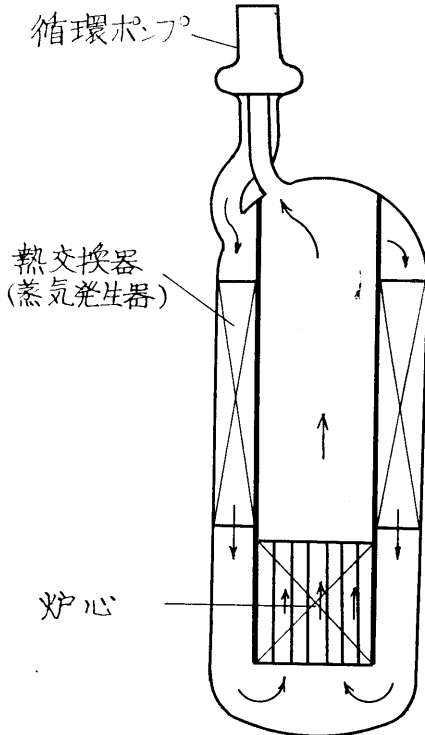


図54 IBVRの冷却水回路原理図(B&W社による)(全体の高さが高く、かつ1回流形式であることに注意)(CNSG)

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少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 P_0 とし、重力による水頭常数を G_0 とすると、流速の変動はほぼ

$\sqrt{2G_0/P_0 + 2G_0}$ に比例する。故に流速の増大は 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のようにホッ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、明らかにホッ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)の抵抗の軽減を計る。

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ッ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留 (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_{Bo} 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ウト熱負荷 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、ヒービングファクター K_H は、表 1 を参考として、ほぼ

$$K_H = 1 - (0.45 \sim 0.40) \frac{\bar{G}}{G_0} \text{ (試設計炉)} \dots\dots (108)$$

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 核的フィードバックについて

以上の研究はすべて核的フィードバックを考えなかつた。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てできなくなる。

(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、上死点に近づ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

(42)

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隨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 \bar{G}/G_0 に対応する曲線が静止時の直線にはほぼ平行に並んでくると、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 (C8) より静止時出口ボイド α_{20} が存在するときは、 α_{max} は

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

で表され、与えられた \bar{G}/G_0 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 $f_a \doteq 1.0$ と近似して

$$\alpha_{max} \doteq \alpha_{20} + \frac{T_{S2cri}}{T_p} \dots\dots (110)$$

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き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. 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限界値以上にする、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に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。この効果はリスティングファクターとしてホットチャンネルファ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係数が大きいこと、低圧時には自己蒸発の度合い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、船用水冷却原子炉としては、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。

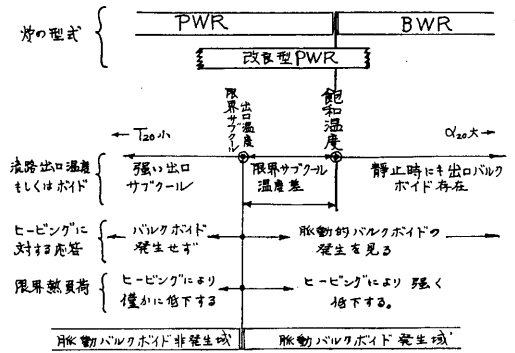


図55 水冷却原子炉のヒービング応答による分類と特性

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ャンネル特性について、また制御機構と核的フィードバックとを関連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は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ひます。)

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「船用 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 ジュネーブ会議報告 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

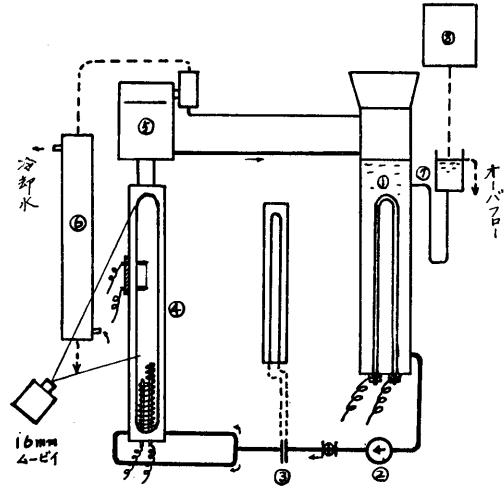
本研究のヒービング時の q_{BO} の本文実験には重量の軽減と測定の手軽化のため, 図6, 7や図17, に示したように, 主ヒーターと q_{BO} の測定電熱線とを分離して q_{BO} の測定を行なっている。

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っ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ったのでこ

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補給水ダマ
- 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を通過して予熱器に導かれる。予熱器内水面は純水溜め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を通過して試験部に送られ, 汽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。

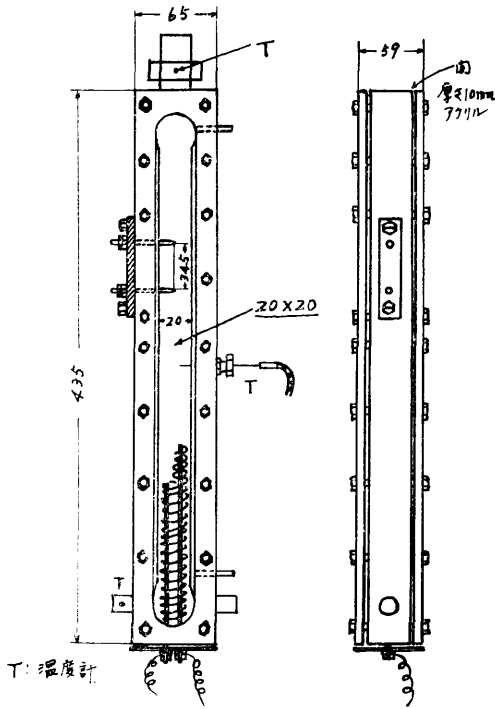
図A.2, に試験部の詳細を示す。試験部は長さ395mm, 20×20mm断面を有する, 二面真鍮側壁, 二面透明アクリル樹脂製でヒービング試験用ループと同様に, 下部に一次主ヒーターを取り付け, それによつて上方へ流れるボイド比を変化させる。

ボイド量は発生蒸気を汽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。

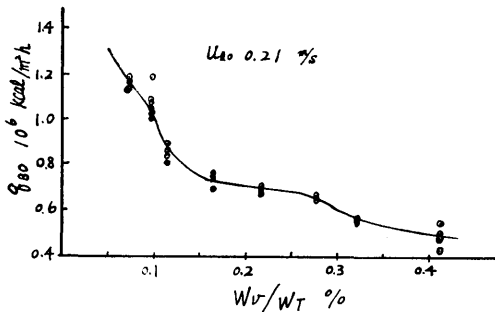
また透明試験部はムービーカメラで撮影して流れの状況, ボイドの大きさ, 流速等を測定した。

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、発生蒸気量を変化させたとき、蒸気重量流量 W_o と流水重量流量 W_i の比 $x = W_o/W_i$ (蒸気重量率) に対する q_{BO} の実測値の一例を図A.3に示す。

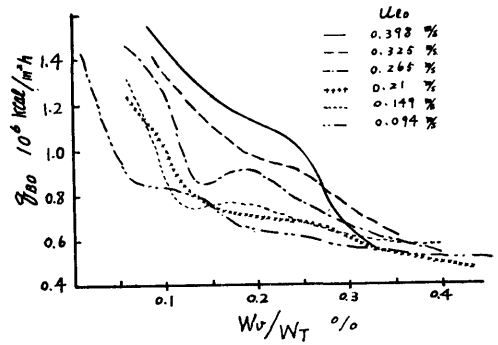


図A.3 蒸気流量比に対する q_{BO} の変化の実測例

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 $0.1 \leq x \leq 0.3$ のはんいで

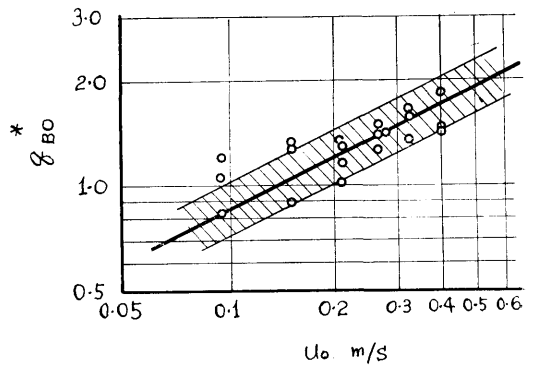
$$q_{BO} = \frac{8.85 \times 10^6}{(100x)^{0.693}} \left(\frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2\text{h}} \right) \dots\dots\dots (A1)$$

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べき数が使用できるものと考え

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

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

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

同図より $\pm 20\%$ 程度のばらつきをもつて

$$q_{BO}^* = 2.7 (u_o)^{0.5} \times 10^6 \dots\dots\dots (A3)$$

となり、(A2)、(A3)式より q_{BO} の実験式として

$$q_{BO} = 2.7 \times 10^6 u_o^{0.5} \left(\frac{0.001}{x} \right)^{0.693} \dots\dots\dots (A4)$$

(但し、 $u_o = 0.1 \sim 0.4 \text{ m/s}$ 、 $0.1 < x < 0.4$ 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

$$q_{BO} \propto u_o^{0.275 \sim 0.5}$$

(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っている。

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 α 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。

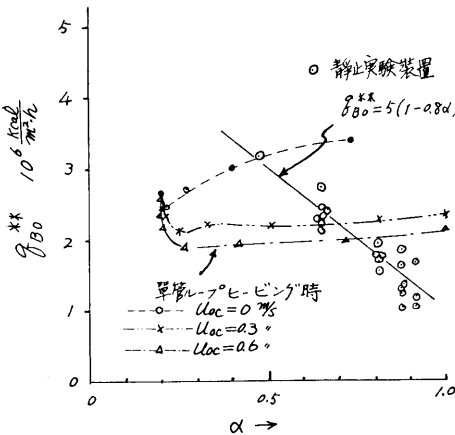
(b) q_{BO} の u_o と α による整理

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に関連をつけるため、いま q_{BO} を u_o と α で整理する代り、 u_o とポイド比 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

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

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。

同図の実験はいい ($0.5 < \alpha < 0.9$) では、

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

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

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

(46)

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

Zuber¹⁵⁾, Chang¹⁶⁾ 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

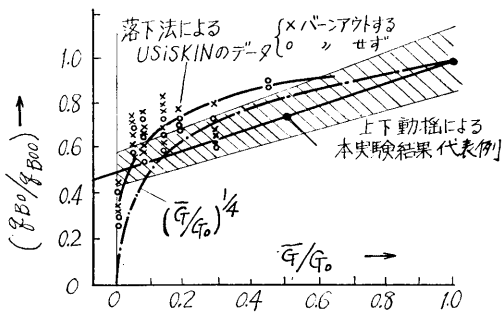
$$q_{BO} \propto \left(\frac{G_{abs}}{G_o}\right)^{\frac{1}{4}} \dots\dots\dots (A8)$$

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、ピーカ内の水のプール沸騰に対する Usiskin¹⁷⁾ らの自由落下法による実験(ピーカを約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_{BO0} 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っている。ここで q_{BO0} 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

$$\frac{q_{BO}}{q_{BO0}} = 1 - C_h \left(\frac{G_0 - G_{abs}}{G_0} \right) \dots\dots\dots (A9)$$

の形となり、いま平均として $C_h \approx 0.5$ 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} がかかっ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っ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るろう。

附 録 A.3 気泡停滞時間 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。

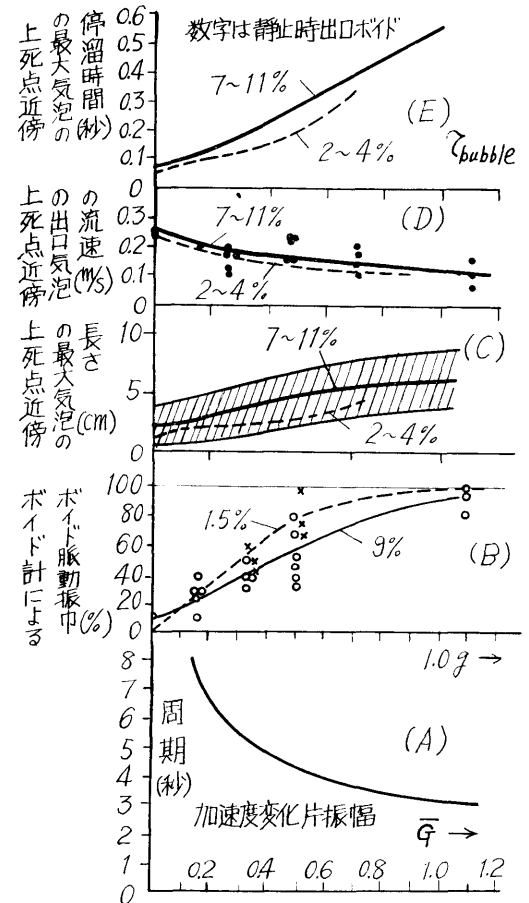
ムービーフィルムによる観察によるとバーンアウトは、いずれの場合でも二相流内に生じた比較的大きな気泡が電熱線をかこんで通過するとき発生している。

そのため、我々は q_{BO} の値と、大気泡の局所停滞時間（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。

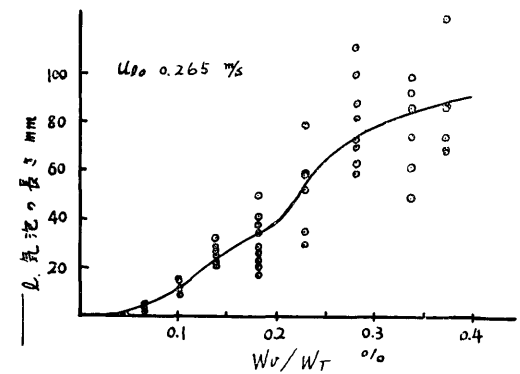
まずヒービング試験時の自然循環単管ループのムービーフィルムより、その上死点近傍で発生する大気泡の長さを測定すると、 \bar{G}/G_0 に対して図A.8(C)のようになる。

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、 $\tau_{bubble} = (\text{気泡長}) / (\text{気泡速度})$ 、が求められる。その値を \bar{G}/G_0 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、 \bar{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、と停滞時間等



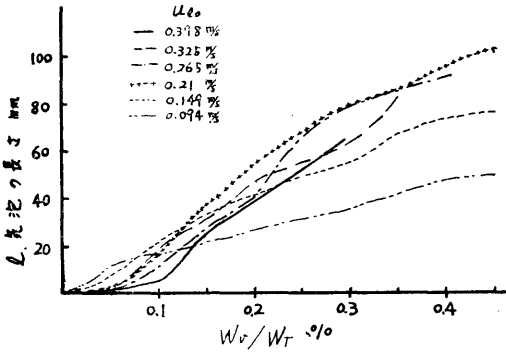
図A.9 静止実験装置における最大気泡の長さの測定例

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って出現するが、そのうち5~10ヶの大きな気泡の長さの平均をとつたものである。)

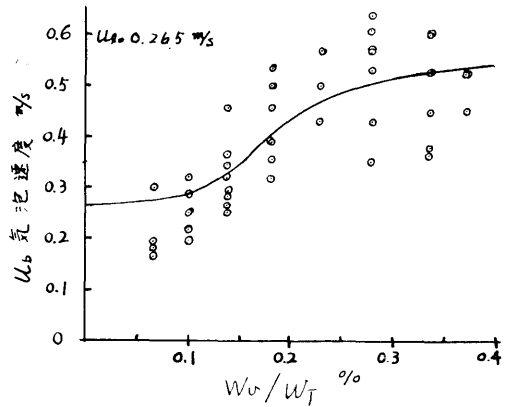
また同実験装置において測定した大気泡の上昇速度は一つの流速において図A.11のようになり、諸循環水流速における平均値の集計は図A.12のようになり、図A.11、図A.12より τ_{bubble} が求められる。

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 $\tau_{bubble} \geq 0.05$ 秒では q_{BO} はほぼ τ_{bubble} だけできまり、(q_{BO0} はプール沸騰 q_{B0})

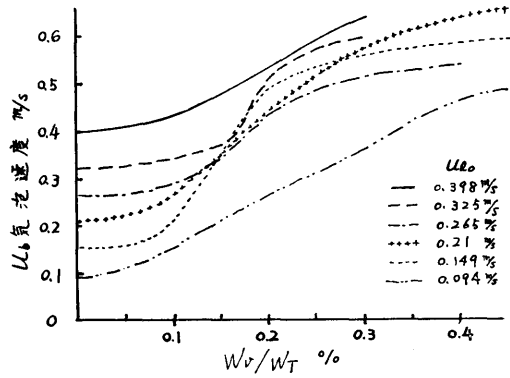
$$q_{BO} = q_{BO0} \sqrt{\frac{0.05}{\tau_{bubble}}} \dots \dots \dots (A10)$$



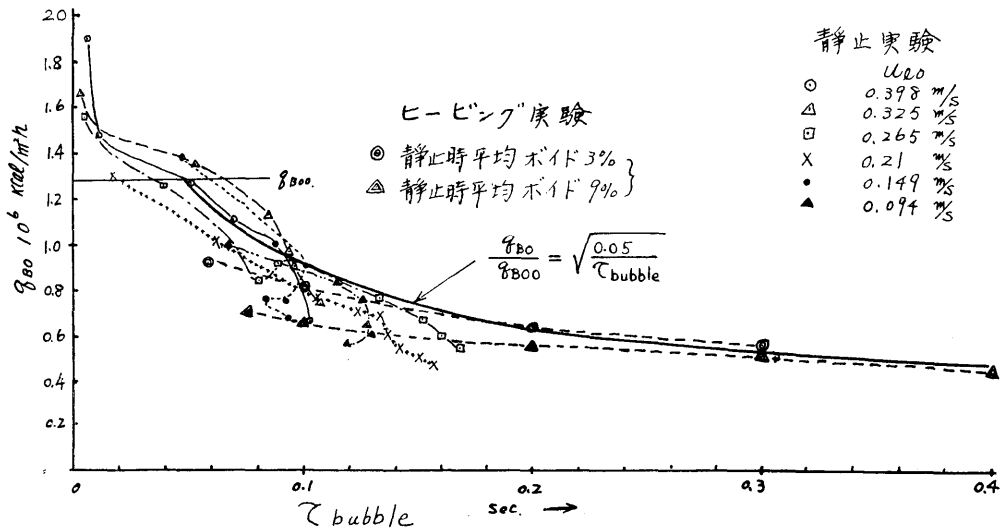
図A.10 気泡長さの平均線



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.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倍以上となつてゐることは、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

ヒービングファクター K_H は(3)式のように、

$$K_H = 1 - C_h \frac{\bar{G}}{G_0} \dots\dots\dots (A11)$$

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_0 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のように、 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

$$q_{BO} \propto u_0^{0.5} f(\alpha)$$

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

$$q_{BO}^{**} = q_{BO} \left(\frac{1}{u_0} \right)^{0.5} \dots\dots\dots (A13)$$

とついて q_{BO}^{**} をつくり、それとそのときの α とをプロットして、静止ループのときと比較してみるとときの図A.6のようになる。(ここで u_0 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 が增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。

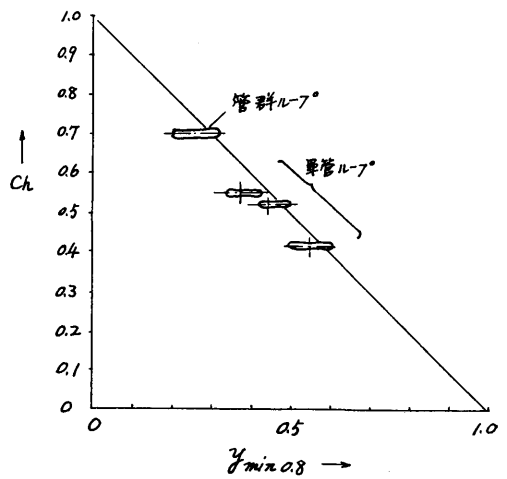
このようにボイドの性質が異なるのは前節A.3で示されたようにヒービング時にはボイドの停留時間が長くなることが原因していると思われる。

(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 (\bar{G}/G_0) 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} , \bar{G}/G_0 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ゐ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 $\bar{G}/G_0 = 0.8$ 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 $\bar{G}/G_0 = 0.8$ を選んだのは両者の関係が最も良く単純な直線にくるからである) すると図のように C_h の値は $y_{min 0.8}$ 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 $y_{min 0.8}$ による表示

$$C_h \doteq 1 - y_{min0.8} \dots\dots\dots (A14)$$

以上の結論として静止時出口バルクポイド比が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 $\bar{G}/G_o = 0.8$ 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、ポイド比の大小に無関係に、

$$K_H \doteq 1 - (1 - y_{min0.8}) \frac{\bar{G}}{G_o} \dots\dots\dots (A15)$$

で表わすことができると考えられる。

ポイド比の大小の影響は本式の表には現われないが、バルクポイドが存在することが (\bar{G}/G_o) のべき数 (=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、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、まずバルクポ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ポ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 $\alpha_2, \bar{\alpha}_2, \bar{\alpha}_3$ をいずれも0とすると、

$$(1+h+h') \frac{dy}{d\theta} + \frac{(K'_1+K'_3)y^2}{2\Omega} = \frac{P_o}{2\Omega} + \frac{G_o}{\Omega} \left(1 + \frac{\bar{G}}{G_o}\right) \left(K'_9 \left(h + \frac{1}{2}\right) \beta T_{s1} + (1-R)\bar{\alpha}_s\right) \dots\dots\dots (B1)$$

となる

ここで

$$\frac{\bar{\alpha}_s(1-R)}{K'_9 \left(h + \frac{1}{2}\right) \beta T_{s1}} = \zeta \dots\dots\dots (B2)$$

とおき、 ζ をもつて表面沸騰ポイド容積の、液体の熱膨脹容積に対する比とする。

また

$$\frac{\bar{G}}{G_o} = \bar{G}_o \sin \theta \dots\dots\dots (B3)$$

と置き、正弦波状の加速度を考慮する。

また

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

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

$$(1+h+h') \frac{dy}{d\theta} + \frac{K_o y^2}{2\Omega} = \frac{P_o}{2\Omega} + \frac{G_o}{\Omega} \left(1 + \frac{\bar{G}}{G_o} \sin \theta\right) \cdot E_{Th} \dots\dots\dots (B5)$$

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

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

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 $y=1+z$ $\dots\dots\dots (B7)$

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

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

$$\frac{K_o}{2} = \frac{P_o}{2} + G_o \cdot E_{Th} \dots\dots\dots (B8)$$

を使用すると (B5) 式は

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

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に近づ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、

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

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、静止時にバルクポイドが存在せず、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ポ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 $\alpha_2 \leq 0$ であればよく、同式より

$$T_{s20} \geq -T_{s1} \cdot b \cdot \eta \cdot \cos\left(\theta - \frac{\Omega X_{bo}}{2}\right) \dots\dots\dots (B11)$$

となる。本式でも最も安全側を考えると

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

$$T_{s20} \geq T_{s17} \dots\dots\dots (B12)$$

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

$$B_o = \frac{G_o}{K_o} \left(\frac{G}{G_o} \right) \cdot E_{Tn} \\ = \frac{G_o}{K_o} \left[K_9 \left(h + \frac{1}{2} \right) T_{s1} \beta (1 + \xi) \right] \left(\frac{G}{G_o} \right) \dots (B13)$$

としたとき (ただし出口温度が飽和近傍)

$$T_{s20} \geq T_{s1} B_o \dots \dots \dots (B14)$$

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

$$T_{s10cri} = B_o T_{s1} (\text{入口サブクール一定}) \dots (B15)$$

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、

$$T_{20} - T_{10} = T_{210} \dots \dots \dots (B16)$$

と置いて

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

であることより (B13) 式からこのときの T_{s2cri} は

$$T_{s2cri} = \frac{B_o T_{210}}{1 - B_o T_{210}} \dots \dots (\text{温度上昇一定}) (B17)$$

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 ξ 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ャンネルが多数存在するときは、並列チャ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ャンネルにくらべて大きい時は、内部循環だけを考慮して、最も熱負荷の低い流路の温度分布と、ホットチャ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 $K'_9 = 1$ を選ばばよい。

ξ 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・流力諸特性がわかっているとき、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、発生した気液二相流内に全くスリップがないとして、ボイド比 α'' は

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

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

$$\alpha'' \approx T_{SH} / T_P \dots \dots \dots (C2)$$

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

$$\alpha''' = T_{s2} / T_P \dots \dots \dots (C3)$$

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値で図上に表現するためには、上の (C3) 式によつて、

(ボイド目盛 α_{20} の値の差)

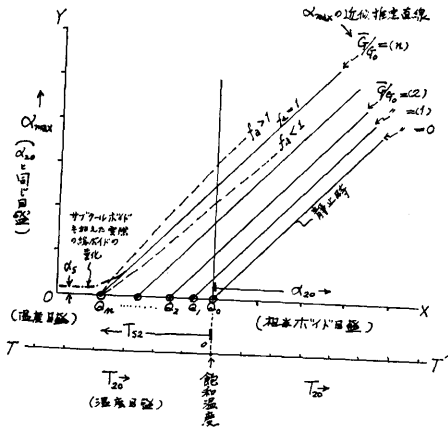
$$= \frac{(\text{サブクール温度目盛 } T_{s2} \text{ の差})}{T_P} \dots \dots (C4)$$

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_0 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 \bar{G}/G_0 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_1, Q_2, \dots, 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_0 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°の直線より上方に來り、

またその効果が少ないときは少し下方に來るものと考えられ、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) $T_{S2} \geq T_{S2cri}$ のとき
 $\alpha_{max} = 0$ (C5)

(2) $T_{S2cri} > T_{S2} > 0$ のとき
 $\alpha_{max} = f_a \frac{(T_{S2cri} - T_{S2})}{T_P}$ (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、
 $\alpha_{max} = f_a \frac{T_{S2cri}}{T_P}$ (C7)

(4) $\alpha_{20} \geq 0$ のとき
 $\alpha_{max} = \alpha_{20} + f_a \frac{T_{S2cri}}{T_P}$ (C8)

以上、式の T_{S2cri} は前節(附録B)で与えられるで、とくに典型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

$\alpha_{20} \geq 0$ のときの α_{max} は
 $\alpha_{max} = \alpha_{20} + \frac{f_a}{T_P} \cdot \frac{B_0 T_{210}}{1 - B_0 T_{210}}$ }(C9)

但し

$B_0 = \frac{G_0}{K_0} \left[K_9 \left(h + \frac{1}{2} \right) T_{210} \beta (1 + \zeta) \right] \frac{\bar{G}}{G_0}$

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、バルクボイド発生境界をはっきりせず、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)