

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.

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_{b1}	—	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、今迄にわかかっ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

もよくわかっていなかった。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 ; モーメントム
 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
 $\xi_{N2}, \xi_{N'2}$; 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
 $\Delta\rho$; 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

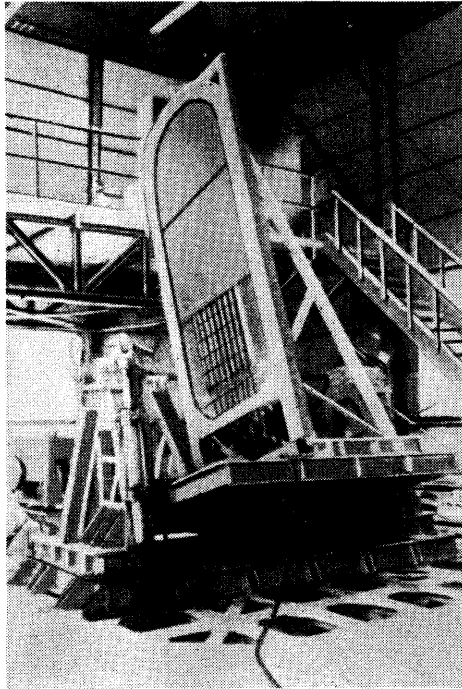


図1(a) 実験中の炉心断面可視模型

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

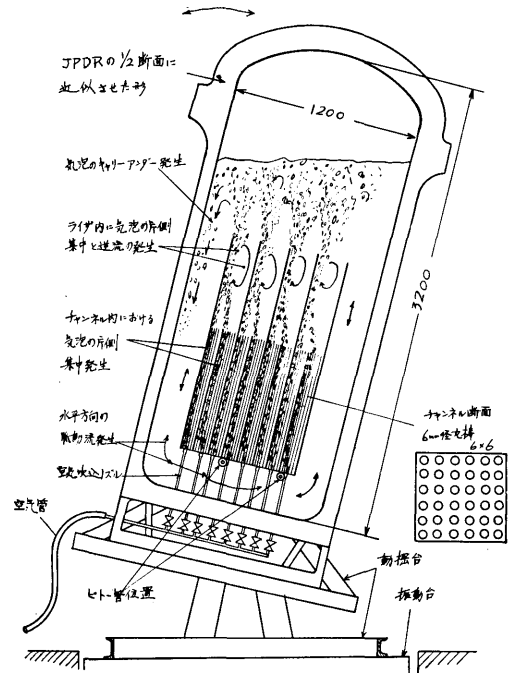


図1(b) 炉心断面可視模型による流水の観察

込んで流れをシミュレートさせるようになってい

る。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。

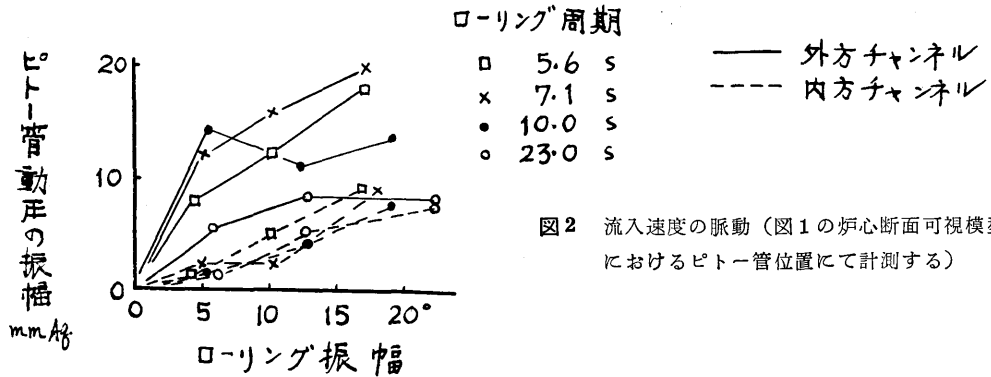
(3) ローリングの周期が5~7秒でいどのとき流れの脈動が最も強くなり、一種の共振現象を示す。

(4) 傾斜している状態でチャンネルの中とライザー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



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

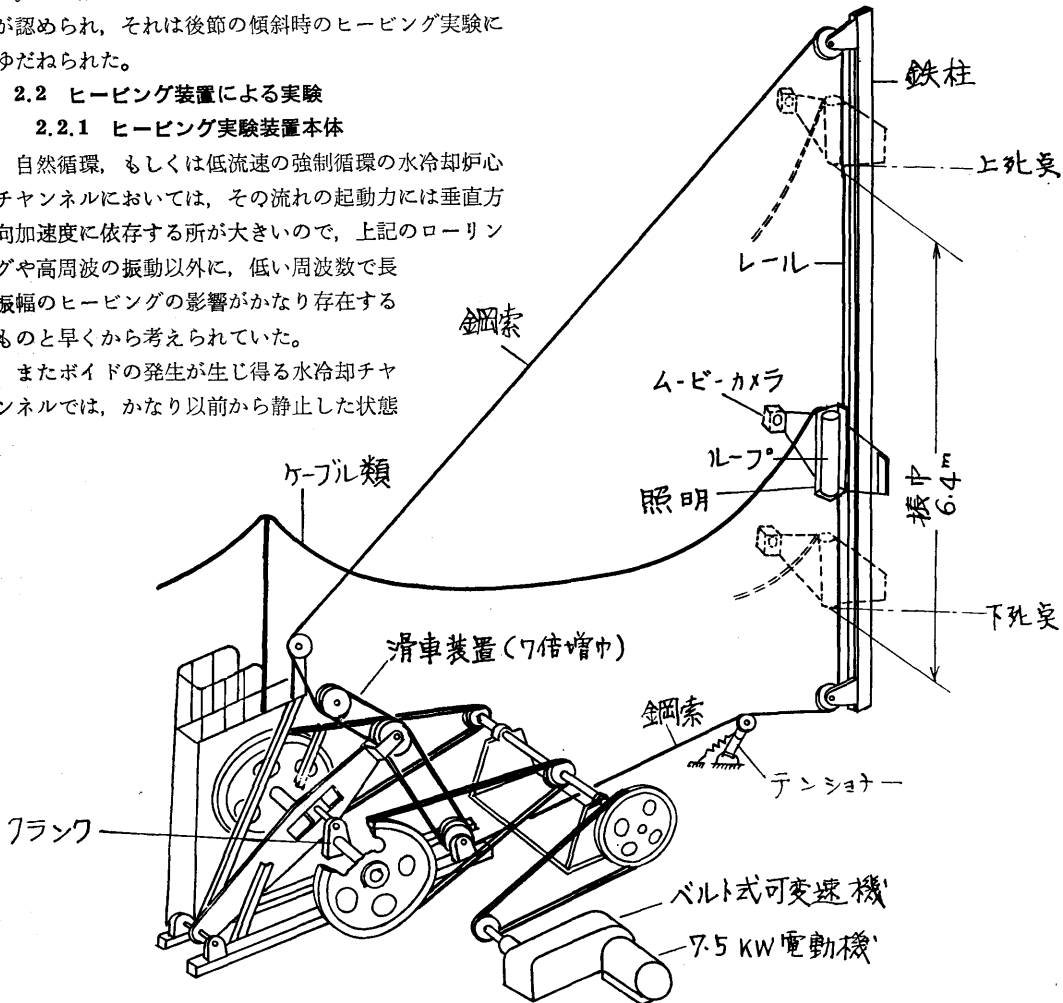


図3 ヒービング試験装置略図

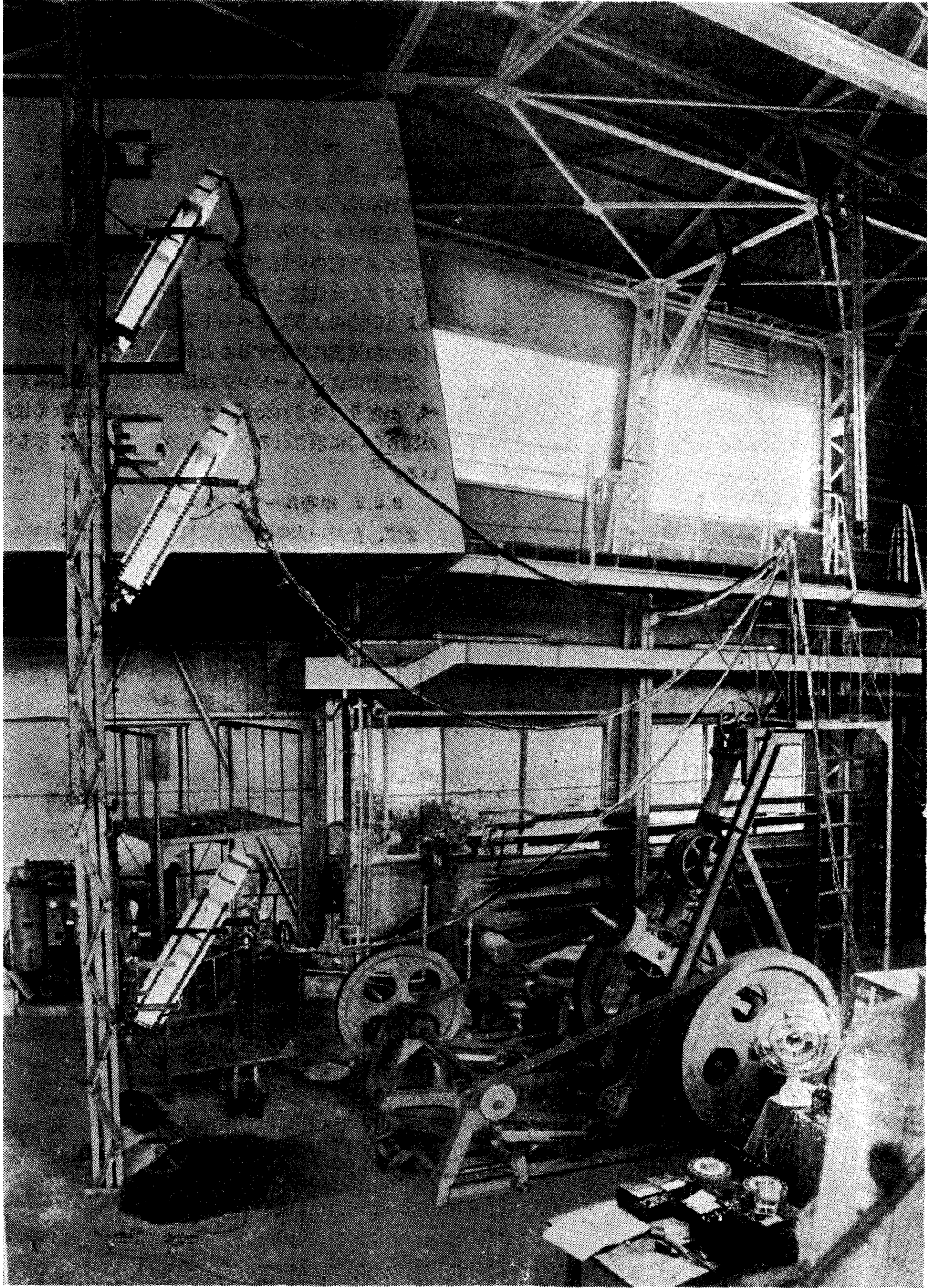


図4 ヒービング試験装置側面全景写真（管群ループをのせて上下している状況を合成したもの）

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

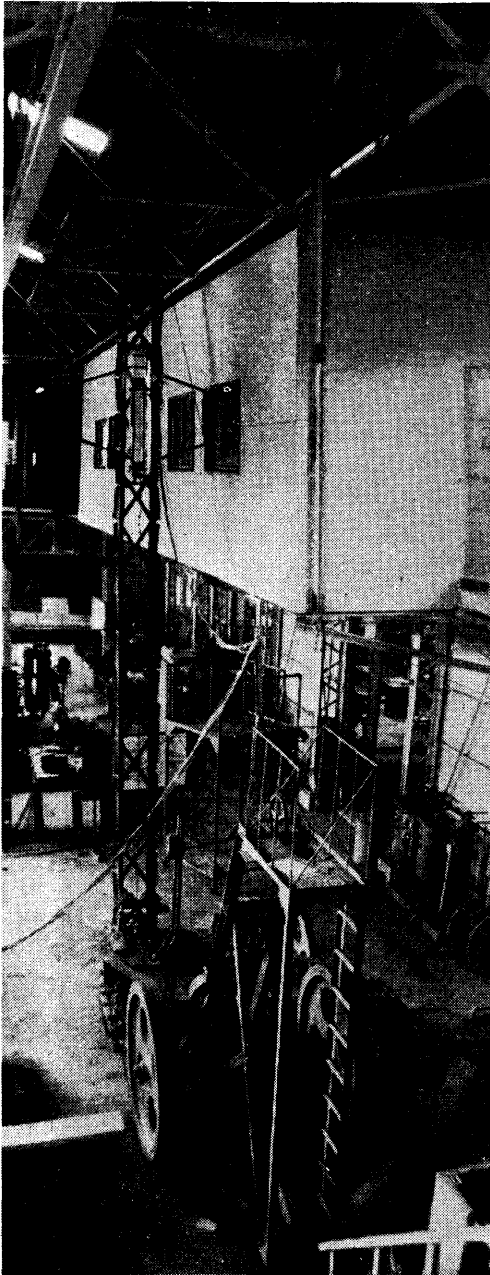


図5 ヒーピング試験装置を駆動装置側から見た写真

(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

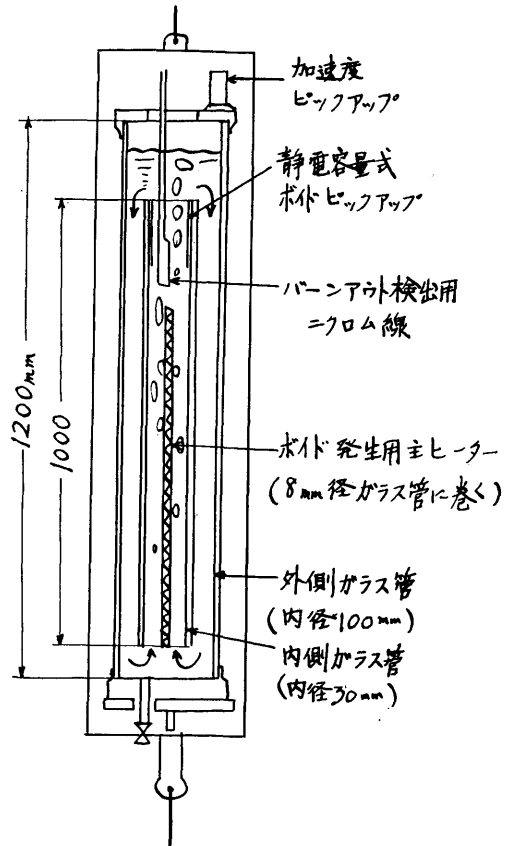


図6 単管ループモデル（自然循環）

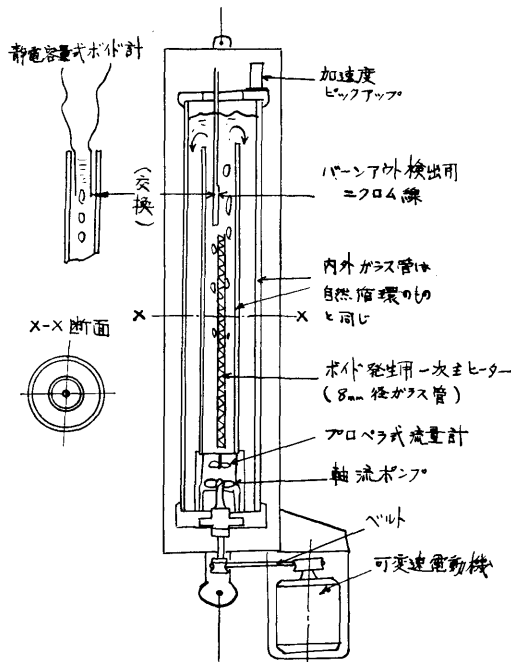


図7 単管ループモデル
(強制循環)

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

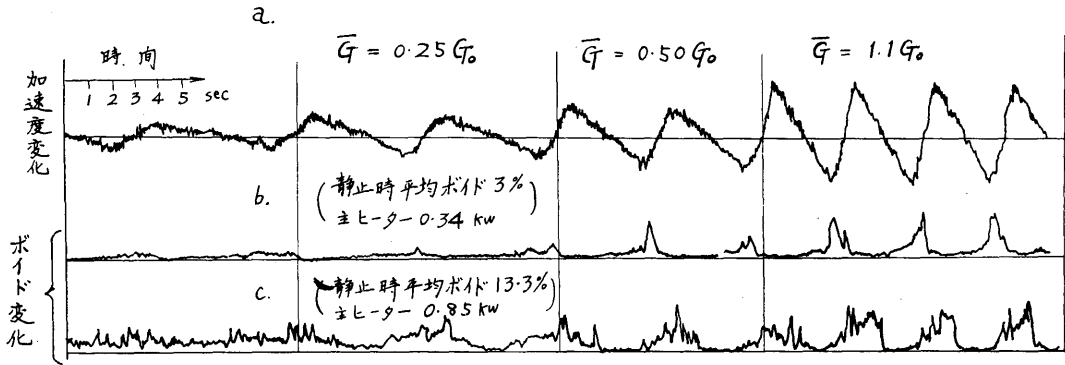


図8 加速度及び出口ボイド変化の記録例 (\bar{G} は加速度片振幅, G_0 は自然重力加速度)

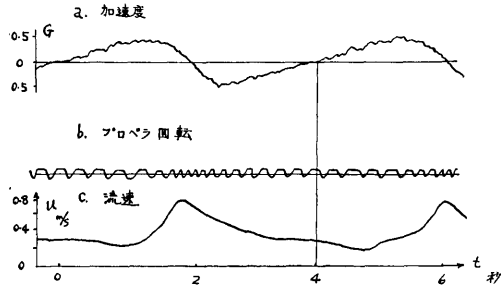


図9 加速度変化に対する流速の変動記録例

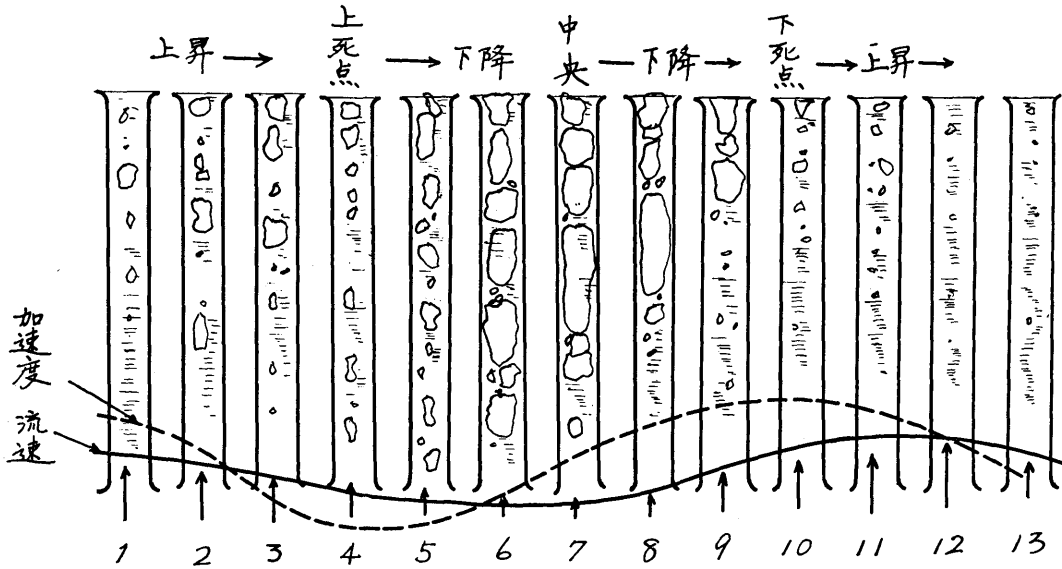


図10 1サイクルの運動間における内管内のボイドの変化状況スケッチ

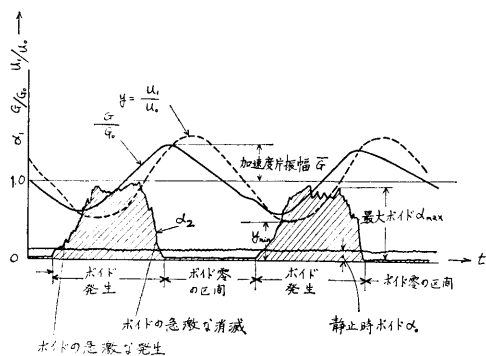


図11 大きな加速度変化 G/G_0 に対応する入口流速比 u/u_0 の変化と出口ボイド α_2 の実測による典型的な変化状況

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。

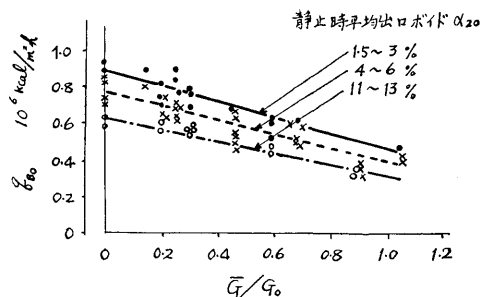


図13 単管ループモデル自然循環時の q_{BO} のヒービングによる低下実測値

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)

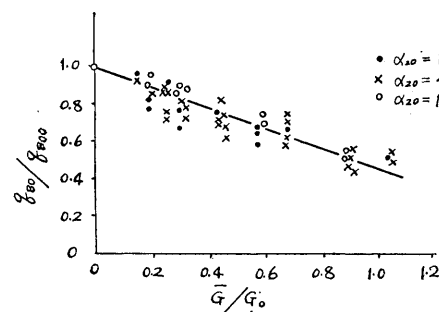


図14 単管ループにおける q_{BO}/q_{BO0} 変化率

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

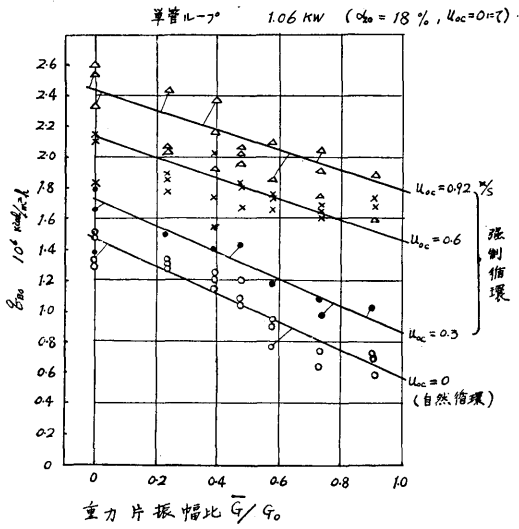


図15 強制循環を行つた時の q_{B0} 実測値の例 (u_{oc} は冷間時入口流速を示す)

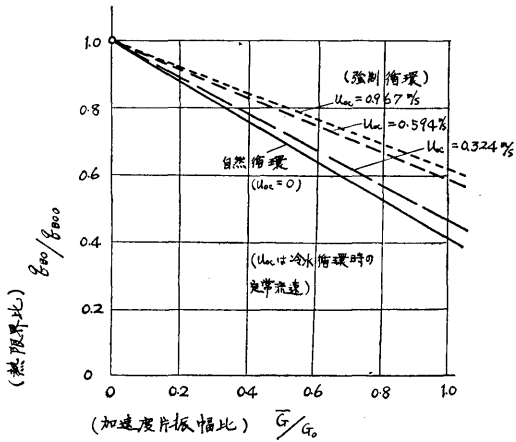


図16 単管ループにおける熱限界の低下 (静止時の出口ボイド1.5%~25%全平均線を示す)

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

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、 $G = \pm 0.6 G_0$ のヒービ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ビ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。

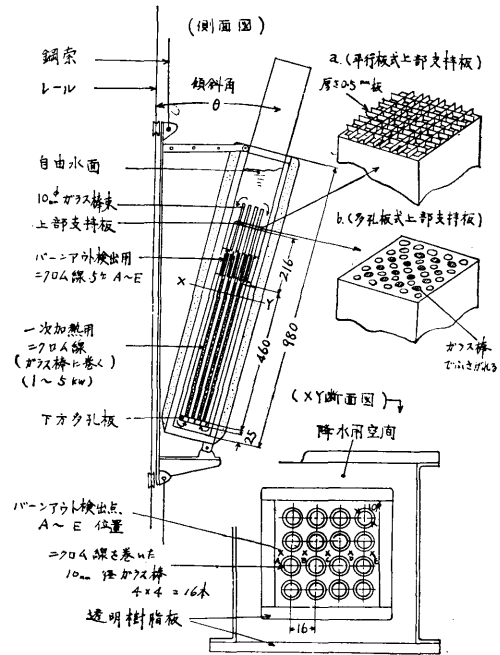


図17管群ループモデル (自然循環)

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。

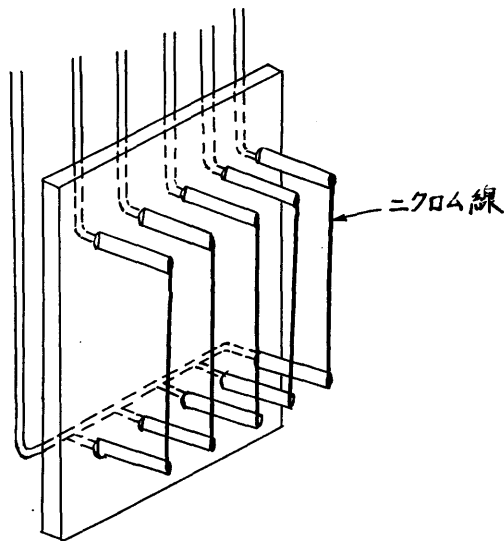


図18 バーンアウト熱限界測定装置
(管群ループ用)

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。

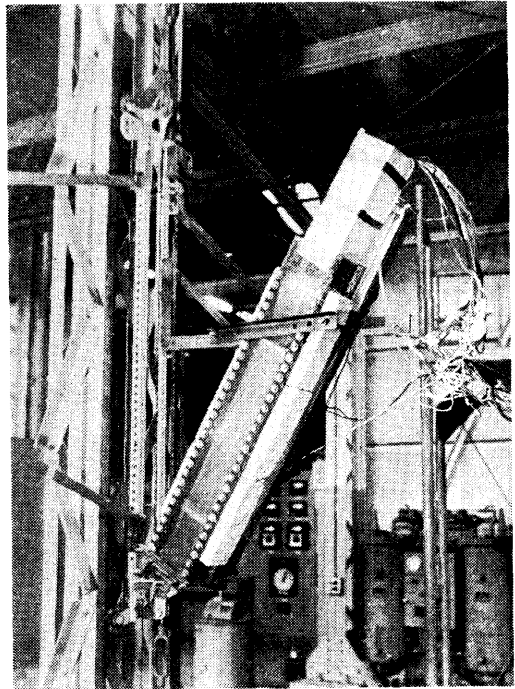


図19 管群ループ外観図

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。

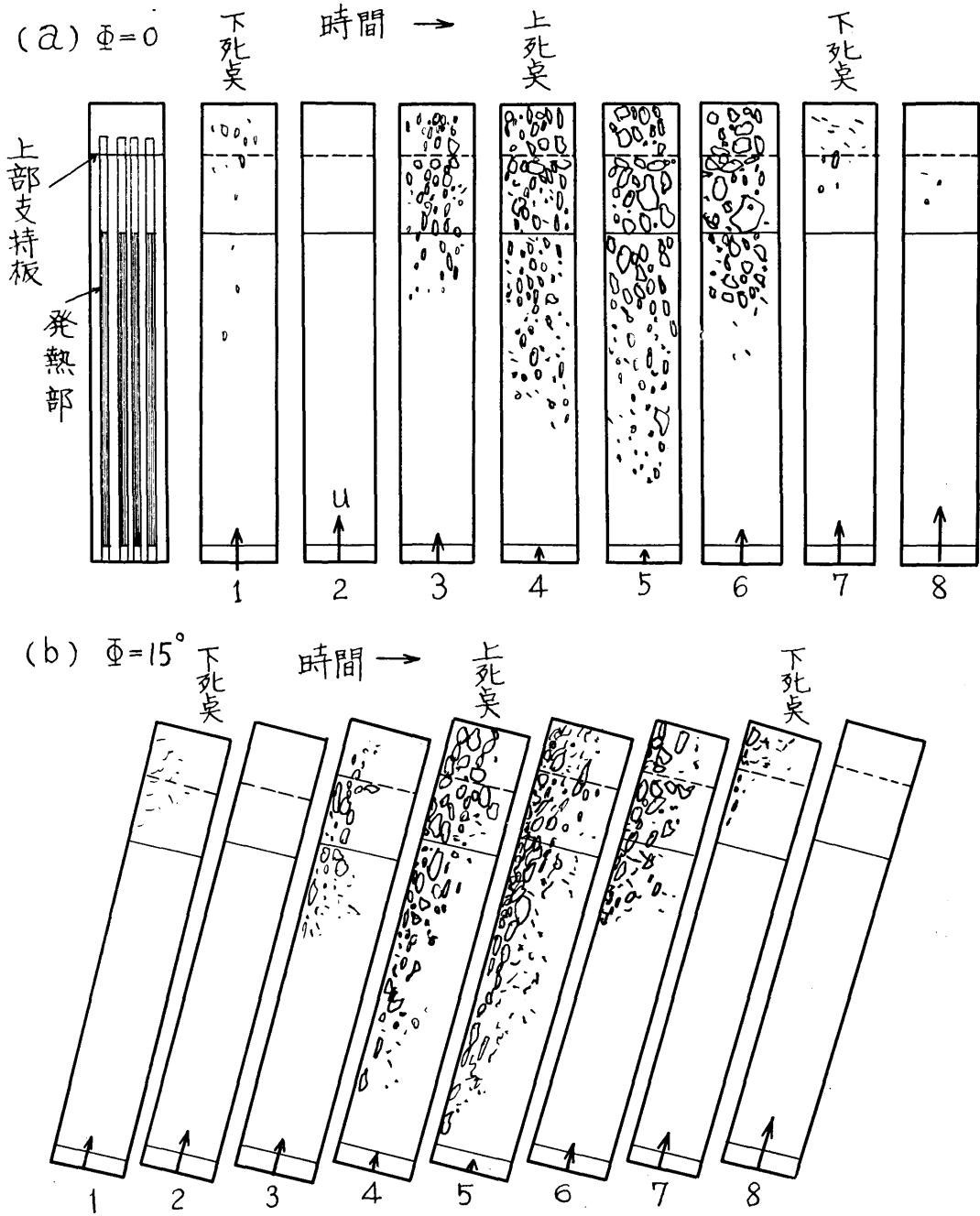


図20 管群ループにおけるボイドの脈動のスケッチ

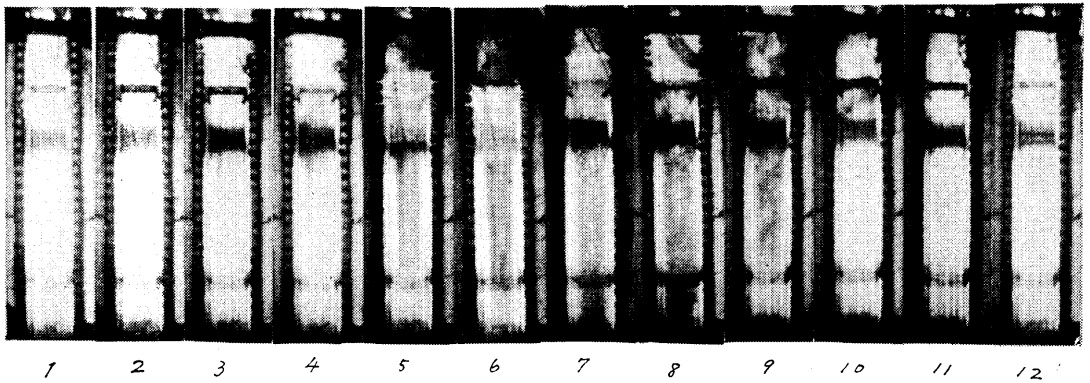


図21 垂直時 ($\phi=0^\circ$) の管群ループのヒービングによるボイド脈動のムービー写真例, 1と12が下死点6と7の間が上死点にあたる。上死点近傍でチャンネル内にボイドが垂直方向に広がるの見える。中央より少し上方の黒い部分はバーンアウト測定装置にある部分で下透明である。上部支持板は平行板形式である。)

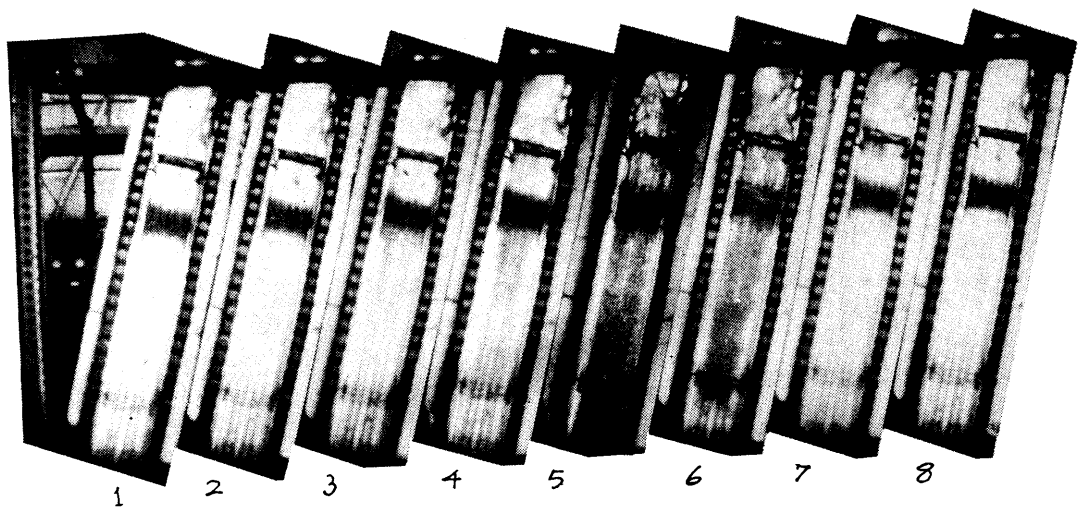


図22 15° 傾斜している管群ループのヒービング時のボイド脈動のムービー写真例, (1と8が下死点, 4と5の間が上死点である) (上部支持板は平行板形式) (5, 6ではボイドが全体にひろがって発生している)

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。

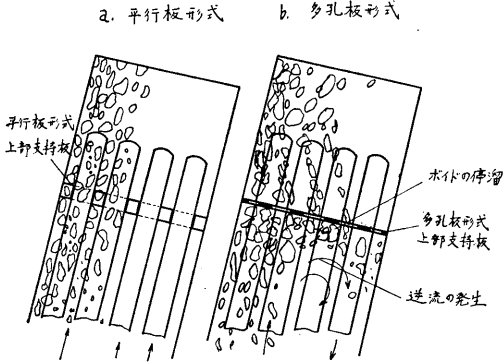


図23 上部支持板形式の相違によるボイドの流れの状況の差のスケッチ

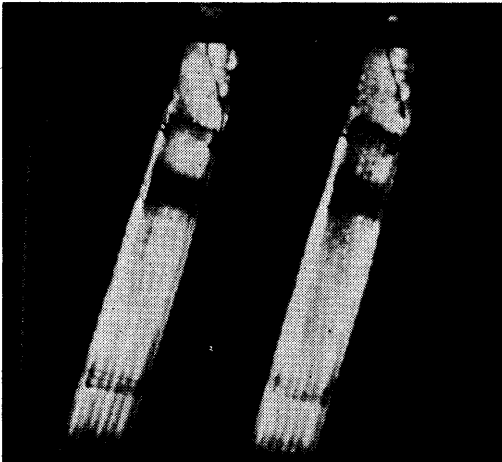


図24 多孔板形式の上部支持板に生ずるボイドの停滞と逆流 (図22の6, 7, と比較するとこの方が上部支持板の近くでボイドが横にひろがっているのがわかる)

(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。)

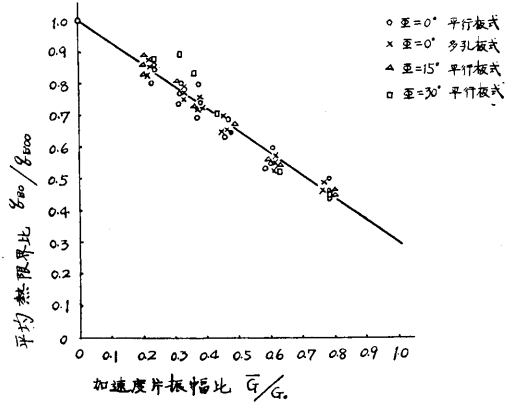


図25 管群ループにおける平均熱限界比の低下 (おのおの静止時出口ボイド $\alpha_{20}=5\% \sim 30\%$ のはんいの全平均線を示す)

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。

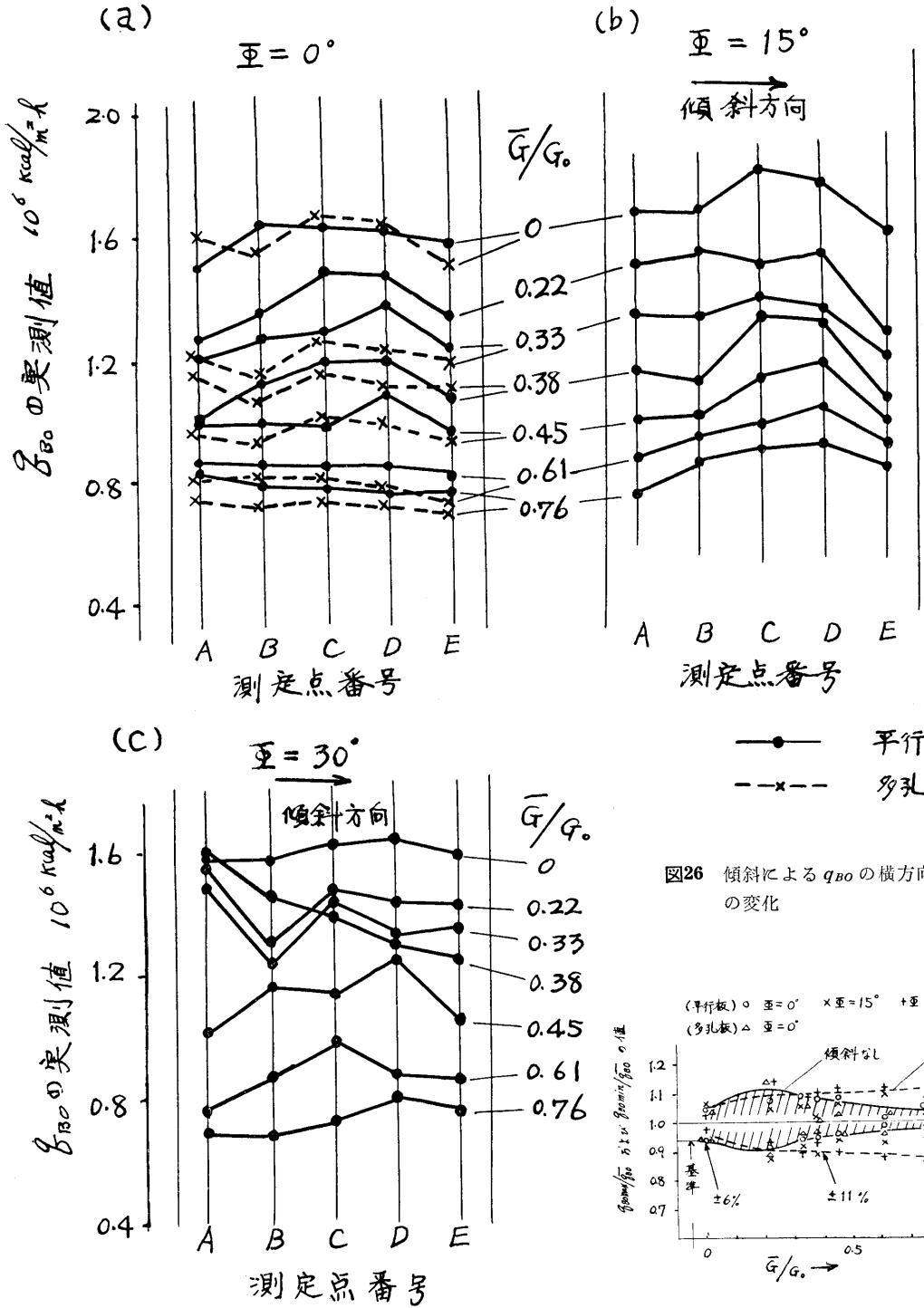


図26 傾斜による q_{BO} の横方向分布の変化

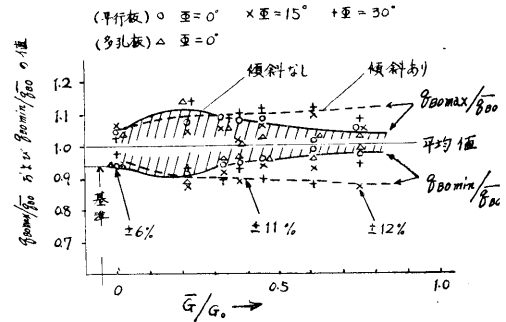


図27 傾斜のある時とない時の q_{BO} 分布の局所最大値 q_{BOmax} と最小値 q_{BOmin} の平均値 \bar{q}_{BO} に対する比

第3章 熱限界に対するヒービングファクターとリステイングファクター

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、ヒービ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、ヒービングによる影響を示す因子としてヒービングファクター K_H と、傾斜による影響を示す因子としてのリステイングファクター 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ビング加速度 (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 $\overline{q_{BO}}$ とするとヒービングファクター 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、ヒービ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、リステイングファクターは

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

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、ヒービ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 ヒービングファクターの存在理由とその表示

さて何故にヒービングファクターが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ビ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、ヒービングファクター 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 $y_{min0.8}$ はヒービング加速度 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、ヒービング実験もしくは、後章の理論計算から求めることができる。

また \overline{G}/G_0 は任意のヒービ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。

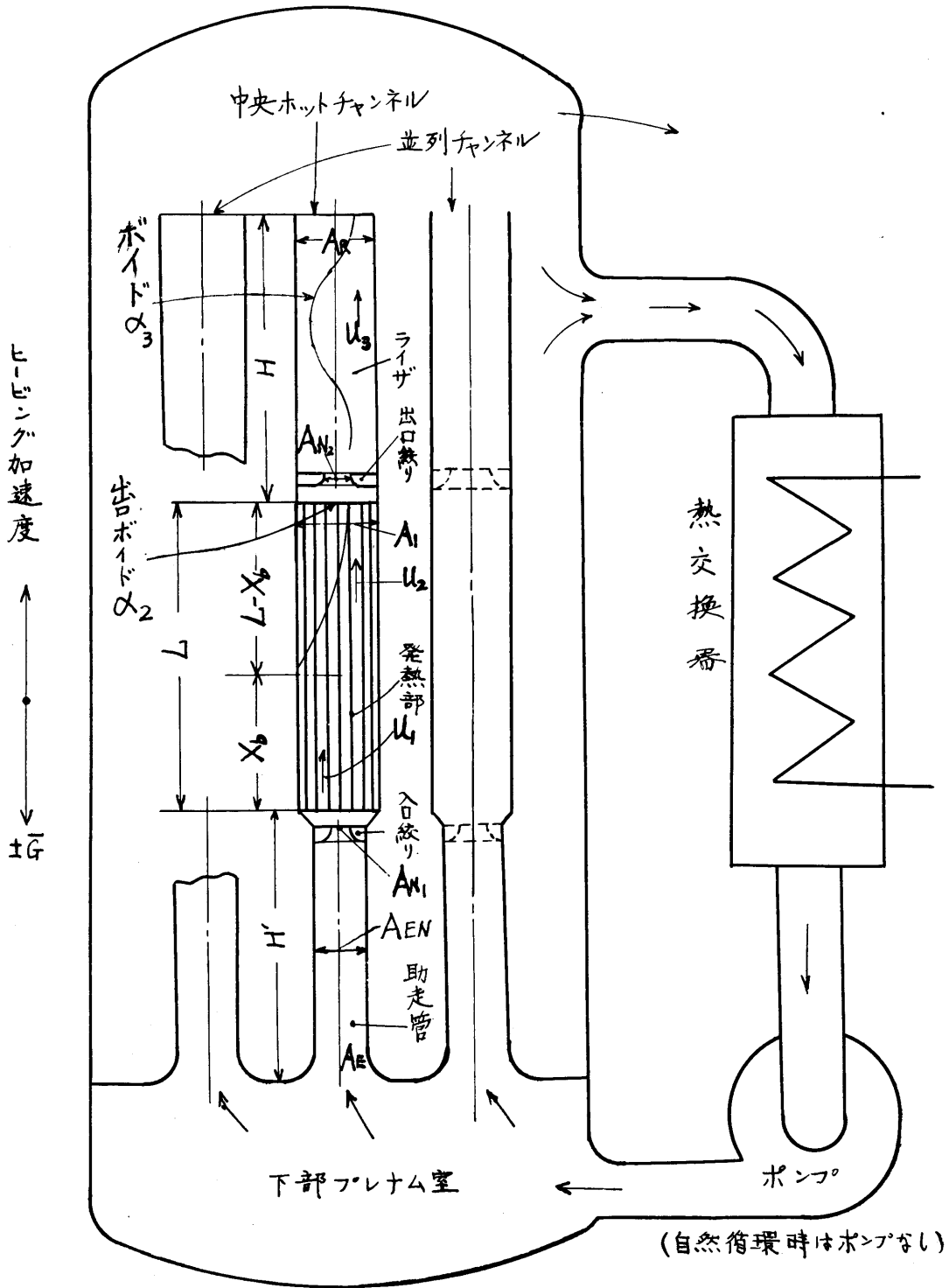
つぎに、厳密な計算はいたずらに項数を増し複雑化するので、つぎの諸仮定によつて単純化する。

(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) 発熱部内のボイド容積は、その出口ボイド比 α_2 と、ボ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。この仮定はボ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

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

となる。

(10)式の右辺第二項は前節の考え方(1)によるボ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、発熱部内のボイド発生部分の長さは $(L-X_b)$ であつて、その区間の平均ボイド比を $\bar{\alpha}_2$ とすると、発熱部出口における発熱部内のボイドのピストン効果の項の大きさは、ボ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

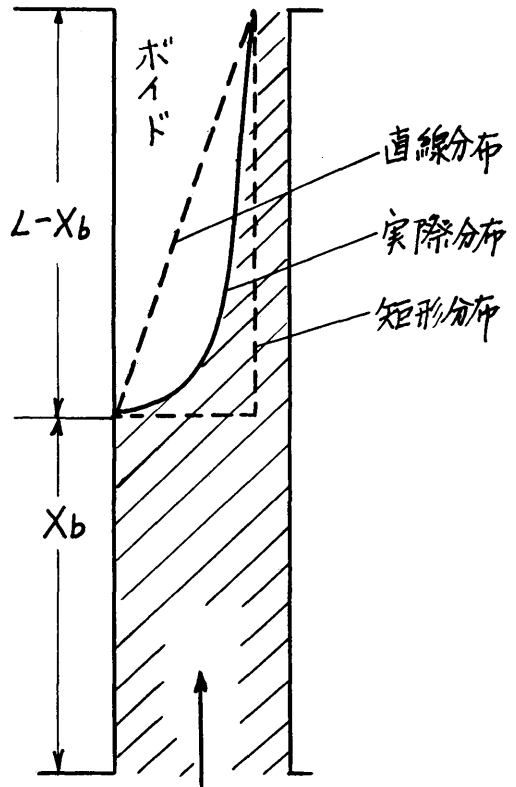


図29 ボイド分布曲線の概念図

るときは

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

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ボイドと、ライザ内のボイドのピストン効果になる項の大きさは近似的に

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

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、

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

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,

$$u_2 = \frac{u_1 + (1 - R) \frac{d}{dt} \{ \bar{\alpha}_2 \cdot (L - X_b) \}}{1 - \alpha_2 (1 - R)} \dots\dots\dots (18)$$

であるので, (17)式および(18)式より ΔP_{2PH} は

$$\Delta P_{2PH} = \frac{1}{2} \rho_l \cdot \left[C_{b3} \frac{(L - X_b)}{d_L} \xi'_L + \left(\frac{A_1}{A_{N2}} \right)^2 \xi'_{N2} + \frac{H}{d_R} \xi'_R \right] \times \frac{\left[u_1 + (1 - R) \frac{d}{dt} \{ \bar{\alpha}_2 \cdot (L - X_b) \} \right]^2}{\{ 1 - \alpha_2 (1 - R) \}^2} \dots\dots\dots (19)$$

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。

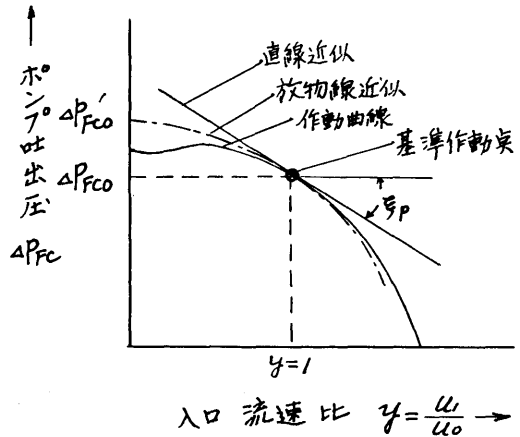


図30 ポンプの圧力対流量特性 (並列チャンネルの影響も加味されたもの)

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ため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,

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

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_{b0} であるとすると、それまでの経過時間 τ_{b0} は

$$\tau_{b0} = X_{b0} / u_o \dots\dots\dots (47)$$

であつて、 $\eta \neq 0$ のときの X_b の値は

(26)

$$X_b = \int_0^{\tau_{b0}} u_1(t-t') dt' \dots\dots\dots (48)$$

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

$$\begin{aligned} X_b &= \frac{1}{\Omega} \int_0^{\Omega X_{b0}} [1 + \eta \cos(\theta - \theta')] d\theta' \\ &= \frac{1}{\Omega} \left[\theta' + \eta \sin(\theta - \theta') \right]_0^{\Omega X_{b0}} \\ &= \frac{1}{\Omega} \left\{ \Omega X_{b0} - \eta (\sin(\theta - \Omega X_{b0}) - \sin \theta) \right\} \\ &= X_{b0} \left\{ 1 + \eta \cdot b \cdot \cos \left(\theta - \frac{\Omega X_{b0}}{2} \right) \right\} \dots\dots\dots (49) \end{aligned}$$

となる、ここで b は

$$b = \left(\sin \frac{\Omega X_{b0}}{2} \right) / \frac{\Omega X_{b0}}{2} \dots\dots\dots (50)$$

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、

$$\Omega X_{b0} = 2\pi \text{ の整数倍} \dots\dots\dots (51)$$

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 $X_{b0} = 1.0$ (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。

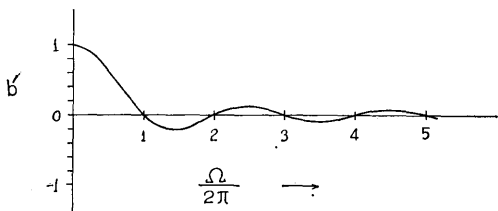


図31 Ω に対する b' の値の変化

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。 $X_{b0} \neq 1.0$ 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 $x'=0$)

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

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

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

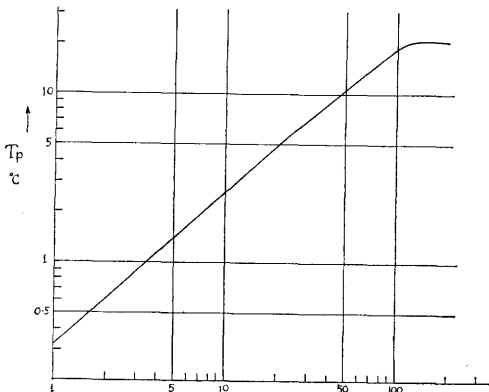


図32 T_P の値

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

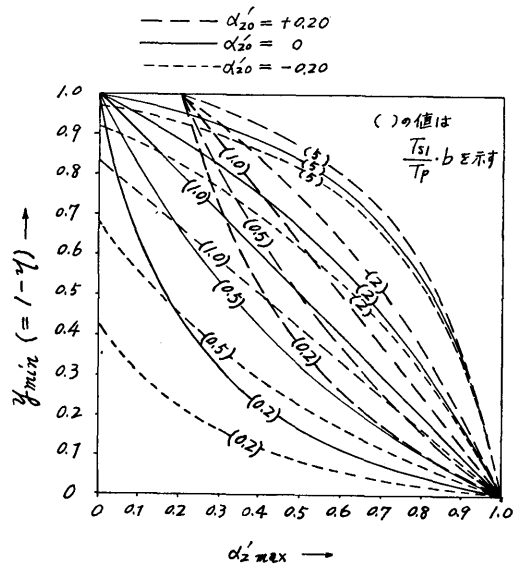


図33 最低流速比 y_{min} と最大出口ボイド比 α'_{max} の値の近似関係 ((65)式による)

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

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。

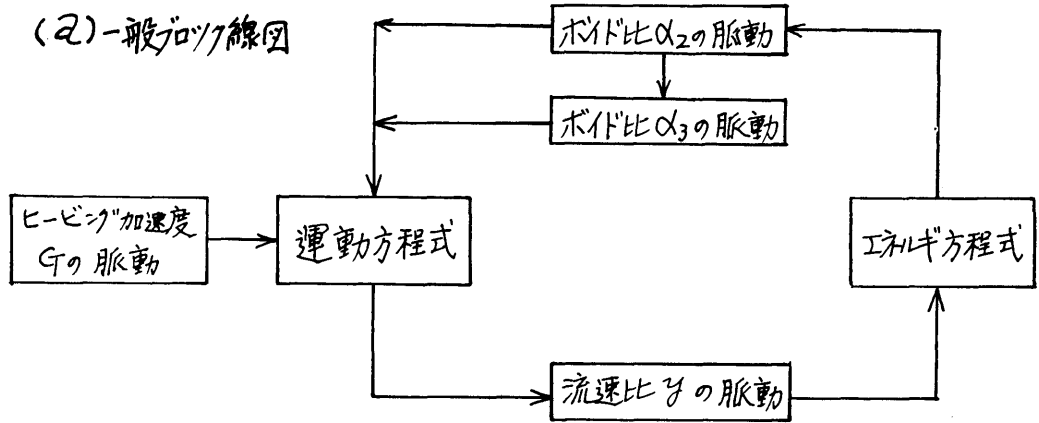
ここで ϕ は G の位相に 180° 加えたものに対するポイドの位相遅れである。(G の変化と α の変化は、周期の遅い脈動において 180° ずれ、他はもつと多い)

(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

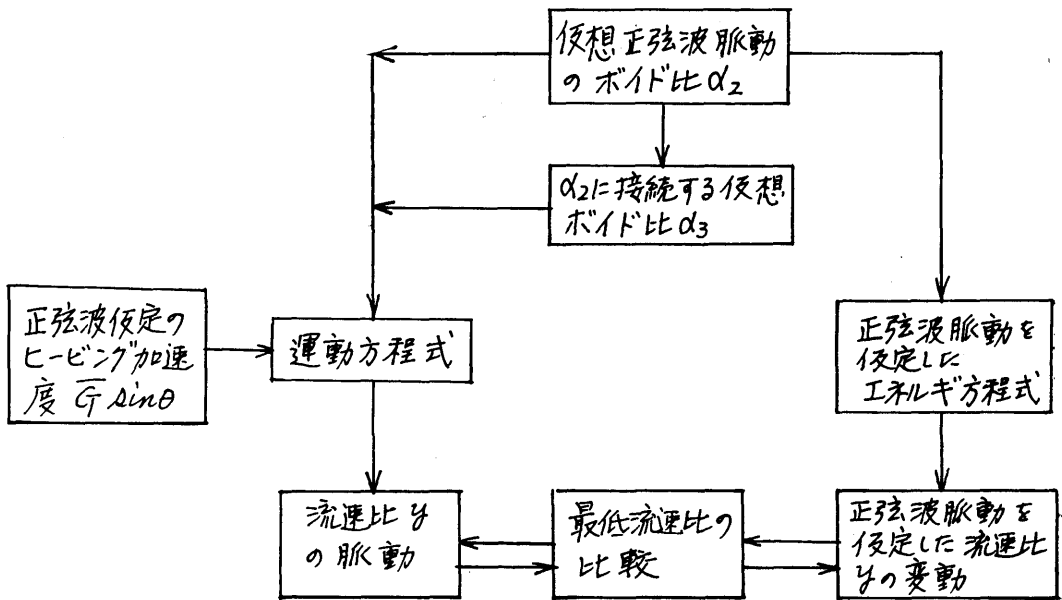


図34 理論式概念的ブロック線図

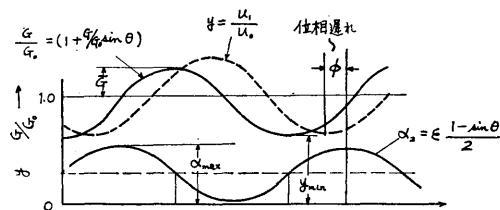


図35 近似理論計算のための G/G_0 , u_1/u_0 , α 形の仮定形状