

気液二相流機器／プラントにおける不安定流動

関西大学工学部 小澤 守

気液二相流系の不安定流動問題は通常火力ボイラから始まって、原子炉蒸気発生器、各種化学プラント、LNG気化器など相変化を伴う機器において絶えず発生する可能性があり、流量制御を困難にし、大きな圧力変動を伴うだけでなく、ドライアウトやバーンアウトを早めたりするやっかいな現象である。また不安定流動は場合によっては管路系の機械的な振動を誘起し、安定な運転を阻害することにもなる。不安定流動は気液二相流の流れの微細構造にその根元的な発生原因を持つとしても、それは我々が通常経験するスラグ流のような脈動現象とは異なり、システム全体に密接に関連した現象であるため、単に流動様式を判定するだけで不安定流動を予測できるようなことにはならない。つまり常に系全体に渡って現象をながめてみる必要があること、そうだからこそのシステム構成やスケールが変われば現象そのもの、あるいは発生条件も変わることになる。さればとって基本的な機構がないと言うわけではない。不安定流動に対する配慮は二相流システムを構成する際にはいつでも考慮しておかねばならず、また常にその系固有の新たな問題が発生し得る可能性が高い。ここでは不安定流動の基本的な機構を概観し、その中で特に重要な密度波振動について解説する。

1. 不安定流動とは

不安定流動とは、例えば蒸発管系を流動する気液二相混合物の流量が何等外部から操作しないのに時間とともに大きく変化してしまうとか、あるいは周期的に大きく変動し、それとともに圧力も大きく変動するとかいった、いわば巨視的な変動をさす。このような現象が存在すると配管の振動を誘起したり、また図1 に例示するように限界熱流束の低下を招くなど、装置の運転上、安全性の面から好ましくない現象である。例えば空気-水等温二相流におけるスラグ流は大振幅の脈動を伴うから不安定流動かということではそれは含まれない。スラグ流は確かに脈動を呈するが、それは単一配管系で入口流量を完全に一定に制御したからといって発生しないわけではなく、気液二相流の流動様式の一形態である。ここで不安定流動とっているものにはたぶんにシステム全体、単一蒸発管についてみればその蒸発管そのものの流動特性と、その外部の特性の干渉によって発生するものを対象としている。したがって気液二相流の

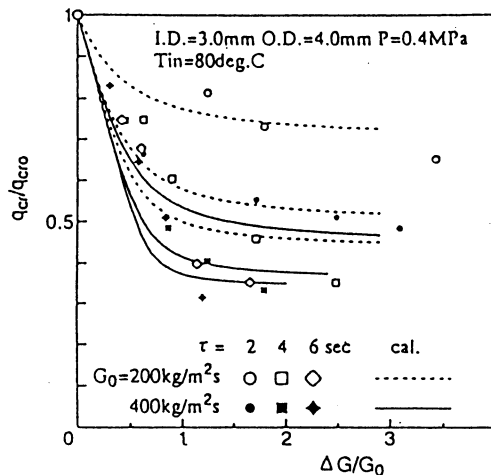


図1 流量脈動時の限界熱流束の低下

詳細な流れ機構から出発して不安定流動を議論しようとする全体像をかえってつかみにくくなることが多い。例えば気液二相流系と自動制御回路や電気系の発信回路などとの相似性を見つけて議論した場合の方が分かりやすくなるのである。不安定流動という言葉は流れが安定せず絶えず不規則に変動しているような印象を与える。もちろんそのような場合も存在するが、たいていの場合にはある定常状態から別の定常状態へ比較的短時間の間に遷移してしまうとか、規則的な振動状態を呈する場合が多い。以下に述べる線形安定解析においてはもちろん数学で言うところの不安定、つまり時間発展的に解が発散することを安定性の判別に用いるが、現実の現象ではシステムの非線形性効果の影響で、発散することはなく、ある定常的な振動状態、つまりリミットサイクル振動を持続することになる。

不安定流動に関与するメカニズムの分類としてはBoure, Bergles & Tong (1971)のものが最も代表的であり、表1に示しておく。

表1 気液二相流系における不安定流動の分類

Class	Type	Mechanism	Characteristics	
1. <u>Static Instabilities</u>	1.1 Fundamental (or pure) Static Instabilities	$\frac{\partial \Delta p}{\partial G} _{int} \leq \frac{\partial \Delta p}{\partial G} _{ext}$	Flow undergoes sudden, large amplitude excursion to a new, stable operating condition	
	2. Boiling crisis	Ineffective removal of heat from heated surface	Wall temperature excursion and flow oscillation	
	1.2 Fundamental relaxation instability	1. Flow pattern transition instability	Bubbly flow has less void but higher Δp than that of annular flow	Cyclic flow pattern transitions and flow rate variations
1.3 Compound relaxation instability	1. Bumping, geysering, and chugging	Periodic adjustment of metastable condition, usually due to lack of nucleation sites	Period process of superheat & violent evaporation with possible expulsion and refilling	
2. <u>Dynamic Instabilities</u>	2.1 Fundamental (or pure) Dynamic Instabilities	1. Acoustic oscillations	Resonance of pressure waves	High frequencies (10-100 Hz) related to time required for pressure wave propagation in system
		2. Density wave oscillations	Delay and feedback effects in relationship between flow rate, density, and pressure drop	Low frequencies (1 Hz) related to transit time of a continuity wave
	2.2 Compound dynamic instabilities	1. Thermal oscillations	Interaction of variable heat transfer coefficient with flow dynamics	Occurs in film boiling
		2. BWR instability	Interaction of void reactivity coupling with flow dynamics and heat transfer	Strong only for a small fuel time constant and under low pressures
		3. Parallel channel instability	Interaction among small number of parallel channels	Various modes of flow redistribution
	2.3 Compound dynamic instability, as secondary phenomena	1. Pressure drop oscillations	Flow excursion initiates dynamic interaction between channel and compressible volume	Very low frequency periodic process (0.1 Hz)

ここでは基本的には表1に準拠するものの、以下の様な3つの基本的な機構を挙げておこう。

[1] 圧力降下-流量の負性抵抗特性と外部特性の干渉

蒸発管であれば比較的入口サブクーリングが大きい場合、例えば一様加熱の蒸発管であればサブクーリング数 $N_{sub} = \rho_{LG} \Delta h_{sub} / \rho_G h_{LG} > 7.5$ の範囲では流量の増加とともに圧力降下が減少する負性抵抗特性を示す。図2に示すように外部の特性が渦巻ポンプのように比較的勾配の緩やかなポンプ特性を有する場合には流れ逸走が発生するし、このような蒸発管が並列に共通のヘッダで結ばれているような場合には図3に示すような大規模な不均等流量分配を引き起こす。また蒸発管の上流にアキュムレータなどの圧縮性体積を有する場合には、負性抵抗発振回路の非線形振動として有名なvan der Pol形の脈動、つまり圧力降下振動が発生する。

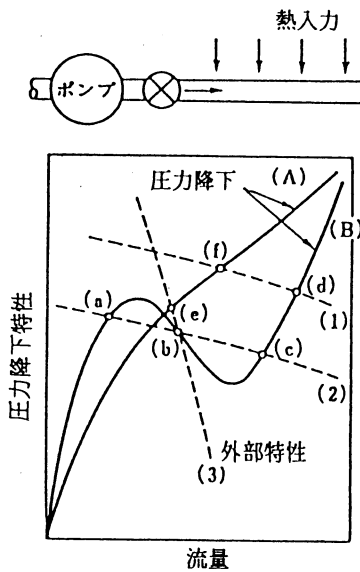


図2 圧力降下特性と外部特性

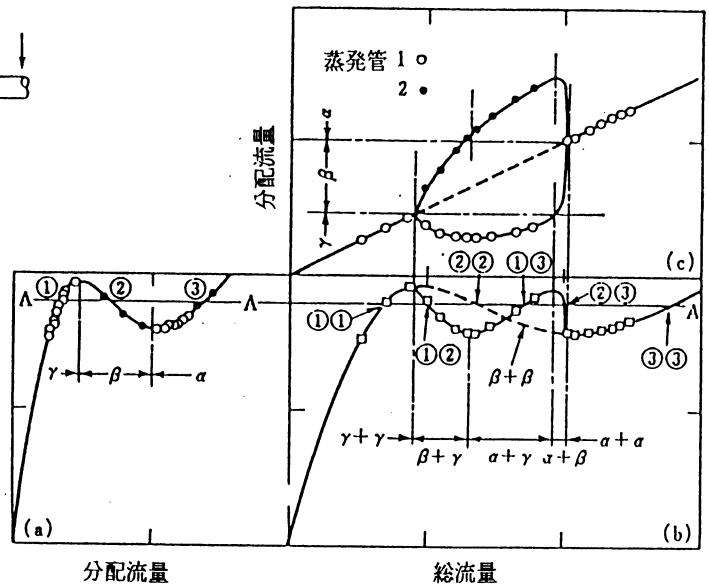


図3 並列管の流量分配

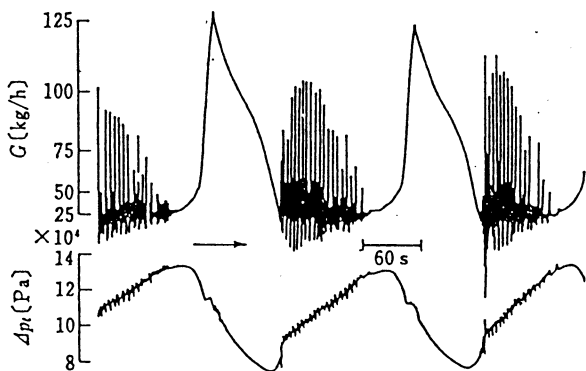


図4 圧力降下振動時の脈動波形

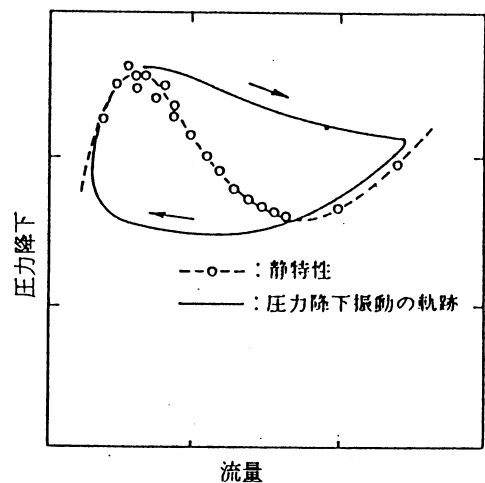


図5 圧力降下振動のリミットサイクル

前二者は基本的には静的特性が明かであれば予測できるものであり、その回避方法も明白である。一方、圧力降下振動は蒸発管の体積に比して同等、もしくはそれ以上の圧縮性体積を有する場合には確実に、図4、5に示す大規模の、しかも周期もかなり長いリミットサイクル状の振動を呈し、流量低下時にCHF状態になってしまう危険性が高い。

[2] 伝熱形態の遷移

蒸発管内の流速が極めて遅い、且つまた熱流束も比較的小さい場合には、液体が過熱され気泡が発生するとその分だけ管内の静圧が降下して自己蒸発が促進され、突沸状態となる。これによって急激に気液混合物が蒸発管から排除される。流入してくる液体の速度が遅い場合にはもし上部にプレナムや気水分離ドラムがある場合には逆流が発生し、場合によっては管内にトラップされた蒸気が凝縮する際に大きな圧力波が発生することもある。このような過程をモデル的に描いたものが図6であり、この現象をガイセリングと呼んでいる。一方、蒸気を水に直接接触させて凝縮させるような場合には流量条件によっては周期的に水が蒸気管内にまで逆流してきて、凝縮が周期的に生じることがある。この場合も当然のことながら大きな圧力波が発生する。これがチャギングと呼ばれているものであり、管路の形態によってさまざまな形態をとる。

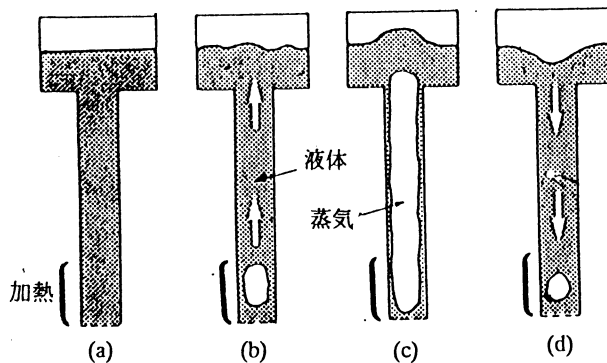


図6 ガイセリングの過程

[3] 圧力降下、流量、ボイド率変動の伝達遅れ

共通のヘッドで結合された多数の並列管路ではその中のある管で流量が変動したとしてもヘッド全体で見れば差圧はほとんど一定に保たれている。この流量変動はボイド率の変動を引き起こし、さらにはその管路の圧力降下の変動となる。ただし差圧は一定に保たれているのでこれを相殺するような方向に入口流量が変化することになる。もしこれらの変化が時間遅れなしに同時進行するなら脈動は発生しない。しかしボイド率変動は流れと共に変化していくため、いわゆる流動遅れが存在し、この遅れの効果がある条件を満たした場合には制御系で言うところのフィードバック回路と同様の不安定状態にいたる。つまりボイド変動の伝播の時間遅れが主原因となった不安定流動で、これを密度波振動と呼んでいる。この密度波は圧力変動に伴う密度変動ではなく、流れと共に移動するボイド率変動であることからボイド波と呼んだ方

が正確かも知れない。この脈動は本稿の主題である。次節以降においてそのメカニズムやシミュレーションについて詳述する。

2. 密度波振動のメカニズムとシミュレーション

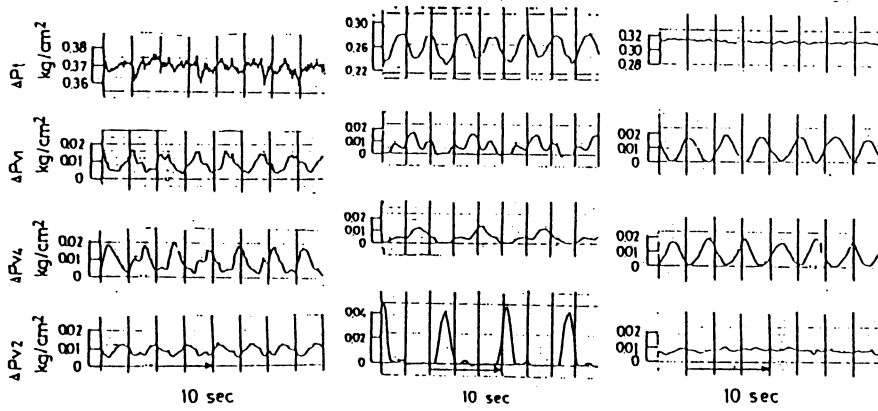
2.1 密度波振動のメカニズム

比較的少数の蒸発管が共通のヘッダ間に連結されている並列管系においては各蒸発管の流量変動がその他の管に流量の変動を引き起こし、互いに密接に関係した脈動状態を呈する。2本並列管でヘッダの上流で流量が一定に保たれている場合には、各管の流量変動は当然のことながら互いに逆位相になる。例えば3本から5本程度の場合の密度波振動状態の各管の流量変動の位相関係を示したものが図7に示されている(Nakanishi, 1983)。ここに示した例はいずれの管路もその流動特性がほぼ同じ場合である。3本の場合には3種の振動モードが認められる。4本の場合には2本づつが180度位相差を有し、5本の場合には72度づつの位相差がある。このような振動の位相差は非常に注意深く流動抵抗などを調節したときに得られるのであって、必ずしも一般的ではないことに注意されたい。一方このときのヘッダ間の差圧変動は2本の場合が最も大きく変動し、本数が増加するにしたがってその振幅や変動の周期が小さくなっている。このことから推測できるように並列管系を構成する蒸発管の本数が増加するにしたがってヘッダ間の差圧の変動は小さくなり、極限としては各管路の流量変動に関わらず差圧一定の境界条件が成立することになる。密度波振動のメカニズムはこの境界条件に大きく依存することになる。

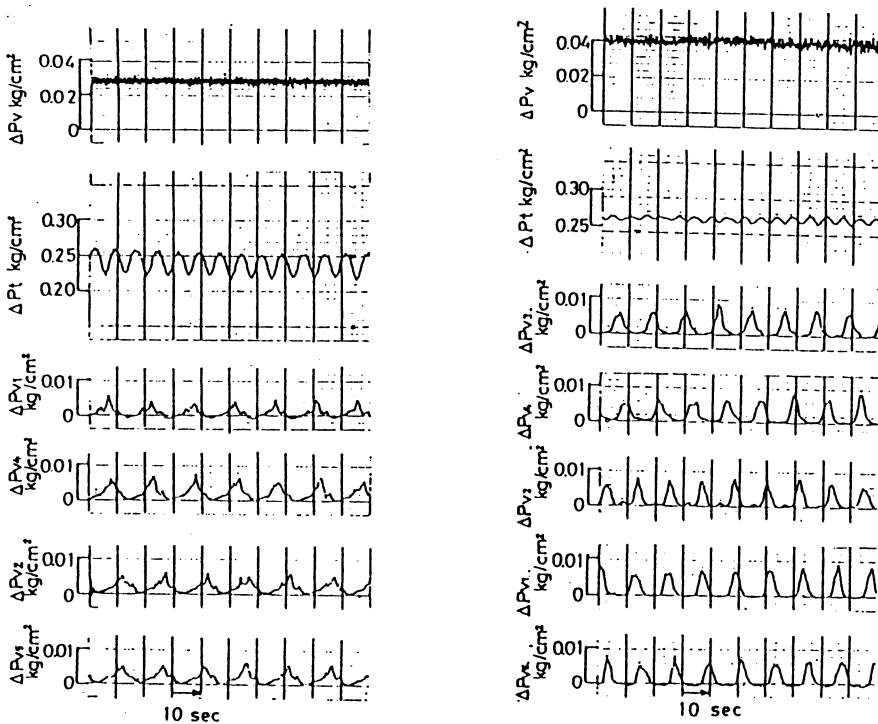
いまこのようなヘッダ間差圧を一定とした境界条件を実現するためのモデルとして図8に示すような1本の蒸発管とそれに比べてかなり大きい口径を有する非加熱のバイパスを考える。このバイパスでは流速はかなり遅く、ヘッダ間に及ぼす圧力降下としては重力成分がほとんどとなる。したがって多少の流量変動が発生しても差圧はほぼ一定に保たれることになり、多数の蒸発管を有する並列管系をモデル化したものとなる。またこれは実際に密度波振動の実験に使用される装置の一例でもある。

さてここでは図8のモデルを用いて思考実験をしてみよう。蒸発管のモデルは液体単相部、蒸発部、二相流部からなり、液体単相部の圧力降下は絞り K_{in} で代表させ、気相混合物を生成する蒸発部は集中定数系とし、二相流部の流動遅れは蒸発部下流の管路で代表させる。ここで流動抵抗は K_{ex} で与えている。

ある時点において出口の弁開度を急に小さくする（出口の流動抵抗を大きくする）と、図9に示すように蒸発管を通過する流量が減少する。蒸発部での加熱量が一定であるから、単位質量当たりのエンタルピ上昇が大きくなるため蒸発部出口での密度 ρ_B は低下する。この密度の変化は二相流部通過時間 $\tau (=L/u_{ex})$ だけ遅れて出口の絞りに到達する。密度 ρ_{ex} の減少により流動抵抗が減少して、今度は差圧を一定に保つように流入流量が増加する。これが密度 ρ_B の増加を引き起こし、 τ の後に出口絞りにおいて抵抗増加を引き起こす。このようにして振動が持続するのが密度波振動である。安定領域では図9中の破線のように振幅は次第に減少すること



[3本並列管]



[4本並列管]

[5本並列管]

図7 並列管系の脈動モード

になるが不安定領域では発散傾向を持つ。つまり密度波振動では密度変化とそれにもなう圧力降下、さらには流量変化との間に時間遅れが存在することが重要なポイントとなる。以下に上記のモデルにしたがって簡単な解析を試みよう。

液体单相流部の差圧は次式で与えられる。

$$\Delta P_{in} = M \frac{du_{in}}{dt} + K_{in} \rho_L u_{in}^2 \quad (1)$$

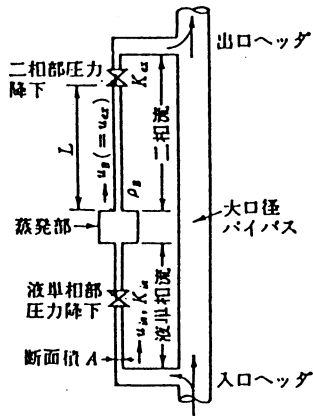


図8 密度波振動の流動モデル

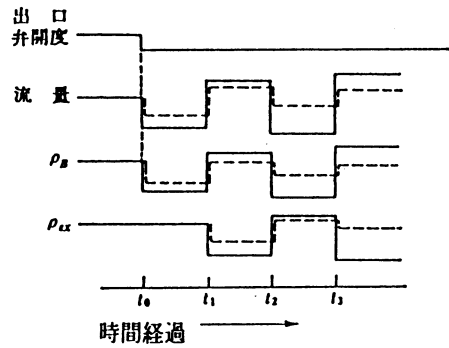


図9 各パラメータの時間挙動

ここで M は慣性質量, u_{in} は入口流速, ρ_L は液体の密度である. 二相流部の差圧は慣性質量を簡単化のために無視すると

$$\Delta P_{ex} = K_{ex} \rho_{ex} u_{ex}^2 \quad (2)$$

蒸発部出口のエンタルピは加熱量 Q , 質量流量 $m_{in}(=F \rho_L u_{in})$, 入口エンタルピ h_{in} の関数として次のように与えられる.

$$h_B = h_{in} + Q/m_{in} \quad (3)$$

なお F は流路断面積である. 蒸発部出口の密度は

$$1/\rho_B = 1/\rho_L + (1/\rho_G - 1/\rho_L)(h_B - h_L)/h_{LG} \quad (4)$$

ここで ρ_G は飽和蒸気の密度, h_L は飽和液のエンタルピ, h_{LG} は蒸発潜熱である.

蒸発部で質量の蓄積がないとすると, 質量保存の関係から

$$\rho_L u_{in} = \rho_B u_{ex} \quad (5)$$

以上の関係から蒸発部出口(二相流部)流速は次式で与えられる.

$$u_{ex} = u_{in} \{1 + (\rho_{LG}/h_{LG} \rho_G)(Q/m_{in} - \Delta h_{sub})\} \quad (6)$$

ここで $\rho_{LG} = \rho_L - \rho_G$, $\Delta h_{sub} = h_L - h_{in}$.

これらの式の各パラメータについて定常値からの微小変動を考え, 式を線形化すると以下の4式が得られる.

$$\delta(\Delta P_{in}) = M d(\delta u_{in})/dt + 2K_{in} \rho_L u_{ino} (\delta u_{in}) \quad (7)$$

$$\delta(\Delta P_{ex}) = 2K_{ex} \rho_{exo} u_{exo} (\delta u_{ex}) + K_{ex} u_{exo}^2 (\delta \rho_{ex}) \quad (8)$$

$$\delta \rho_B = N_{pch} (\rho_{Bo}^2 / \rho_L u_{ino}) (\delta u_{in}) \quad (9)$$

$$\delta u_{ex} = (1 - N_{sub}) (\delta u_{in}) \quad (10)$$

ここで $N_{sub} = \rho_{LG} \Delta h_{sub} / h_{LG} \rho_G$, $N_{pch} = \rho_{LG} Q / (h_{LG} \rho_G m_{ino})$ で, それぞれ, subcooling number, phase change numberである. また添字 o は定常値であることを示す.

二相流部出口の密度変化 $\delta \rho_{ex}$ は蒸発部出口の密度変化に対してむだ時間 τ を有する応答となることから次式で与えられる.

$$\delta \rho_{ex} = \delta \rho_B U(t - \tau) \quad (11)$$

ここで $U(t)$ は $t=0$ における単位ステップ関数である。蒸発管全体での差圧変動がないという条件から次式の関係が得られる。

$$M d(\delta u_{in})/dt + 2\rho_L u_{ino} \{K_{in} - K_{ex}(N_{sub} - 1)\} (\delta u_{in}) + K_{ex} \rho_L u_{ino} N_{pch} (\delta u_{in}) U(t - \tau) = 0 \quad (12)$$

最終項のむだ時間要素を1次遅れ近似で表し、上式をラプラス変換した形で表すと、

$$MS^2 + [M/\tau + 2\rho_L u_{ino} \{K_{in} - K_{ex}(N_{sub} - 1)\}] S + [2\{K_{in} - K_{ex}(N_{sub} - 1)\} + K_{ex} N_{pch}] (\rho_L u_{ino} / \tau) = 0 \quad (13)$$

これは質量、ばね、ダンパからなる振動系の自由振動を表す方程式である。この式の第2項の係数が負の場合には振動は発散的になり、特に式(13)が虚根を持つ場合には自励振動となる。

このモデルに従えば安定限界は

$$N_{sub} < 1 \quad \text{あるいは} \quad 1 < N_{sub} < K_{in}/K_{ex} + 1 \quad (14)$$

で与えられる。つまり出口抵抗が大きくなれば安定領域は狭くなり、その意味で出口抵抗は不安定因子、入口抵抗は安定因子といえる。またサブクーリング数が小さい場合には安定となる。極端に言えばサブクール部がほとんどない場合には系は安定といえる。ここでは二相流部の流動遅れのみを考えたが、サブクール部のエンタルピーの伝達遅れを組み込む場合にも同様のモデル化が可能であり、より現実のモデルに近づくことになる。

現実の密度波振動の波形例を図10に示す。一般に発生限界付近では二相流固有のランダムな変動の中からある特定の周波数の振動が徐々に顕在化してきて、ついにはその振動が大きく成長し、リミットサイクル振動状態となる。線形安定では振幅は無限に成長することになるが、実際には非線形効果によって振幅は有限に保たれる。先に示した図9のモデルでは脈動周期は流動時間の2倍が基本である。図11は脈動周期と流動時間の関係を示したもので、図中の基本モードの振動はおおよそ流動時間の2倍の周期となっている。但し、Yadigarogluらの指摘するようにサブクール部にエンタルピーの定在波が形成されるような場合には周期は図に示すように流動時間の1/1.5などと小さくなり、これらを高次モードと呼んでいる。図12にIshiiによる安定判別図を示す。これは分布定数系モデルによる解析結果で、ここで述べたような簡単なものではないが、サブクーリング数が小さいところに安定領域があり、また低クオリティ域が安定である。安定限界は近似的には等クオリティ線に一致しているが、これは圧力降下成分の中

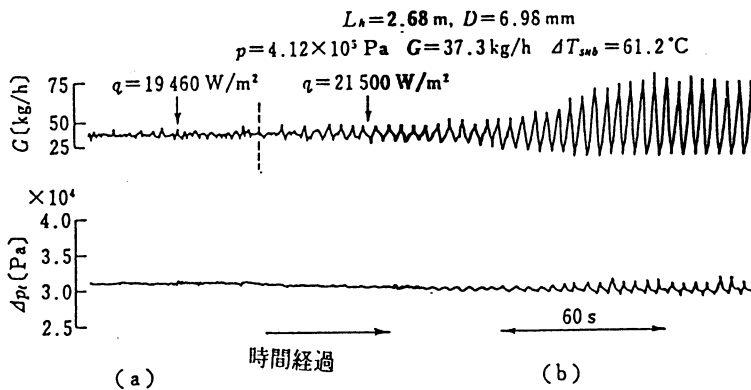


図10 密度波振動の脈動波形

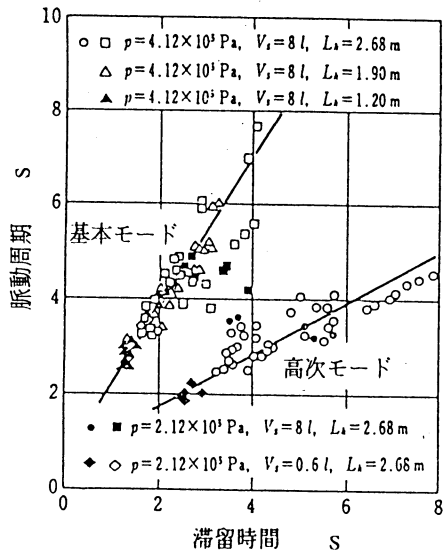


図11 脈動周期

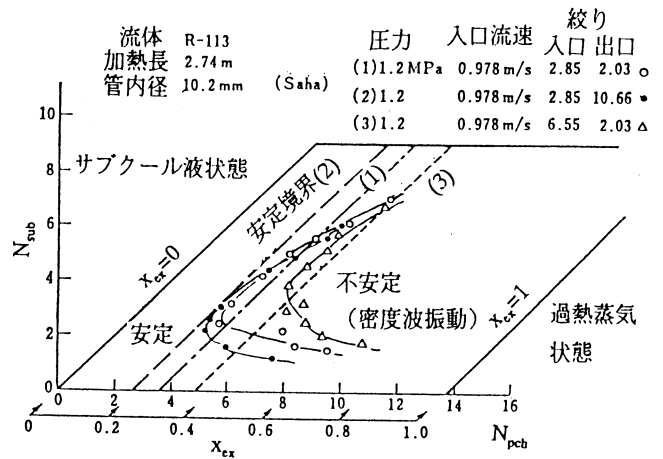


図12 Ishiiによる安定判別図

で摩擦成分が支配的な場合に成立する。

2.2 動的応答のブロック線図と圧力の境界条件

このような密度波振動が発生し得る代表的なシステム構成を図13に示す。(a)(b)はそれぞれ多数並列管、大バイパスを有する単一管の構成である。(c)はポンプとの間で動的な干渉を持つ場合であり、(d)は圧縮性の容量を有する場合である。これらの系の液体単相部と二相流部の差圧の応答は入り口流量変動 u_{in} に対する伝達関数の形で表すとそれぞれ次のようになる。なお下線はラプラス変換した値であることを示している。

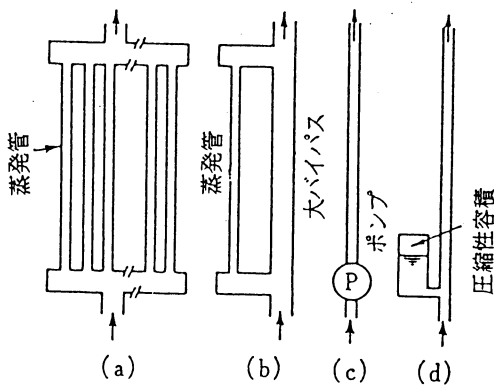


図13 密度波振動が発生する系の代表例

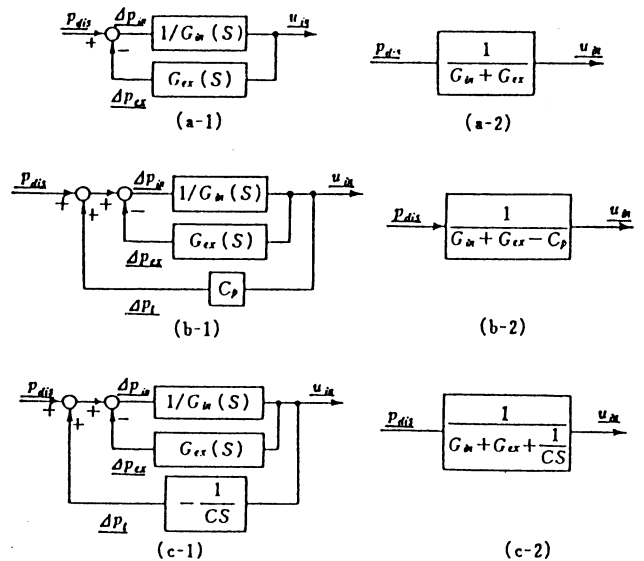


図14 ブロック線図

$$\frac{\Delta P_{in}}{G_{in}(S)}u_{in}, \quad \frac{\Delta P_{ex}}{G_{ex}(S)}u_{in} \quad (15)$$

そしてヘッド間の差圧変動 ΔP_I は

$$\frac{\Delta P_I + p_{dis}}{G_{in}(S)} = \frac{\Delta P_{in}}{G_{in}(S)} + \frac{\Delta P_{ex}}{G_{ex}(S)} \quad (16)$$

ここで p_{dis} は外乱項である。

さて、いままで議論してきた多数並列管(a)もしくは大口径バイパスを持つ系(b)での圧力の境界条件は

$$\Delta P_I = 0 \quad (17)$$

で与えられる。これらの式を用いてブロック線図を描くと図14(a)のようになる。この系の安定制は開ループ伝達関数

$$G = G_{ex}(s)/G_{in}(S) \quad (18)$$

のベクトル軌跡を描いてその挙動を調べるナイキストの方法などが用いられる。

次に蒸発管とポンプからなる系(図13(c))のブロック線図について考えてみよう。一般にポンプ特性は線形近似すると次のように表される。

$$\frac{\Delta P_I}{C_p} = C_p u_{in} \quad (19)$$

ただし C_p は負の値をもつ。これと式(23)(24)を用いてブロック線図を描くと図14(b)のようになる。 $C_p=0$ の極限、つまりポンプ特性が平坦な場合にはこの系はバイパスを有する系と一致する。

上流に圧縮性容量を持つ場合(図13(d))には、主管と容量の間の連絡管路の慣性質量効果を無視すると、次の関係が成立する。

$$u_{in} + u_c = 0, \quad P_{in} - P_G = 0, \quad u_c = C P_G S \quad (20)$$

蒸発管の出口圧力が一定の場合には入口圧力変動 P_{in} は差圧変動 ΔP_I に等しいことから圧力の境界条件としては

$$\frac{\Delta P_I}{CS} = (-1/CS)u_{in} \quad (21)$$

つまりブロック線図に積分要素を追加することになり、図14(c)に示すように描かれる。この圧縮性容量が大きければ相対的にこの項による効果が小さくなり、バイパス系と同様な結果になる。実験において圧縮性容量を用いて実験を行う場合にはこの容量の大きさに注意を払う必要がある。容量が余り小さいと密度波振動発生限界が容量の大きさに依存する結果となるからである。

2.3 線形安定解析コード

2.1節で述べたモデルはきわめて単純なものであり、密度波振動のメカニズムを理解するためには使用できても安定境界の予測には使えない。線形安定解析の通常モデルでは流れ場を分布定数系として扱う。その代表的なものがDYNAMコード(Efferding, 1968)である。表2にはその他のものも含めて、代表的なものをそれらの特徴と共に列挙している。二相流部を均質流とした代表としてはLOOPコード(Davis&Potter, 1967)があり、ドリフトフラックスモデルを用いたものとしては表には含まれていないがSpinks(1971)のものが分かりやすい。管材の熱

表2 代表的な安定解析コード

Code or Authors	Heat flux	Heater dynamics	Subcooled boiling	Two-phase model	Superheated region	Nuclear feedback
Linearized and frequency domain						
LOOP code (Davis & Polter 1967)	uniform	not included	not considered	homogeneous model	included	not considered
NUFREQ code (Lahey & Yadigaloglu 1974)	arbitrary in S.R., and uniform in B.R.	considered in S.R. and not in B.R.	not considered	homogeneous model	not included	included
Saha 1974	uniform	constant heat input	considered	drift-flux model	not considered	not considered
Nakanishi & Ozawa 1978	uniform	considered in S.R. and not in B.R.	not considered	drift-flux model, homogeneous if superheated region exist	included	not considered
DYNAM code (Efferding 1968)		considered	considered	slip flow model	considered	not considered
Non-linear and time domain						
HYDNA code (Currin et al. 1961)	variable	considered	considered	slip flow model	included	not considered

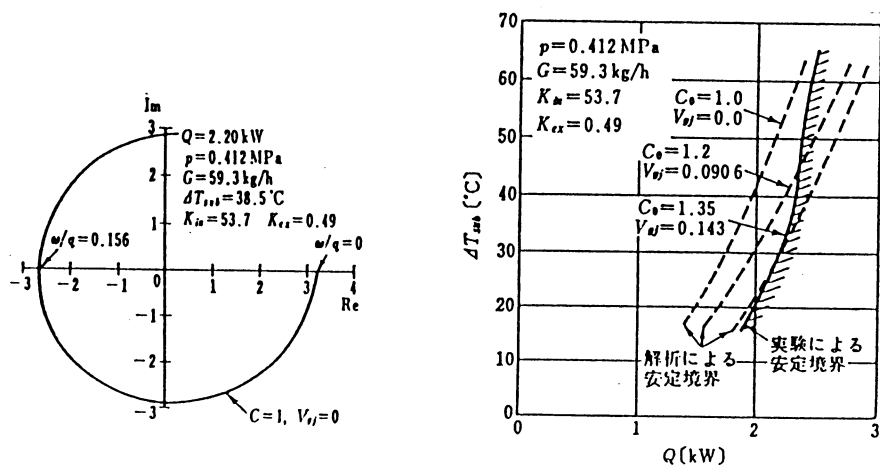


図15 ナイキスト線図と密度波振動発生限界

容量効果を含めたものとしては小澤, 中西の解析(小澤, 1976; Nakanishi, 1978)が包括的である. 図15にその一例としてナイキスト線図と安定限界の計算値を示す. ただしこのに示したものは管材の熱容量降下が組み込まれている.

2.4 密度波振動のシミュレーション

既に10数年前になるが不安定流動研究が特に高速炉蒸気発生器に関連して行われていた時期には多くの数値シミュレーションが行われた(例えばAritomi, 1977; Takitani, 1979). その中でAritomiらは特に並列管を対象としたシミュレーションを行い, 前出の図7に示したような各種の振動モードをシミュレーションで実現して注目された. 気液二相流の動的挙動の数値シミュレーションを行うには最近特によく用いられている二流体モデルに基づくTRACコードなどを用いればよい. 二流体モデルに基づく議論は他講にゆずるとして, ここでは蒸発管全体を対象とするには比較的見通しがよく, また計算上の問題も少ない集中定数系モデルによる数値シミュレーションについて説明する

集中定数系モデルでは蒸発管をいくつかの要素に分割し, そこでは流速, 比容積などのパラメータの分布形が時間的に変化しないと仮定することにより, まず空間に関して積分を行い, 偏微分方程式系を常微分方程式系に変換することによってシミュレーションを行う. その意味で解析のかなりの部分を解析的に進める必要があり, 当然のことながら各要素を連結するためのモデルも必要である. ただし, 分割要素の数を多くすることは可能であり, それによって分布定数系モデルに漸近させることもできる. 解析解を基礎にしているため, いまのところ二相流のモデルとしては均質流カスリップ流モデルが使われている. このことからここで述べる集中定数系モデルは二相流のモデルとしては精度上問題があるかもしれないが, 不安定流動などを議論するには使いやすく, また最近のカオスに関連してもよく用いられているものである(Lahey, 1989).

数値シミュレーションのモデルを図9に示す. モデルは原理的には何でもよいがここでは著者が行ったものを例として取り上げることにする(浅尾, 1992; Ozawa, 1993). これは液体窒

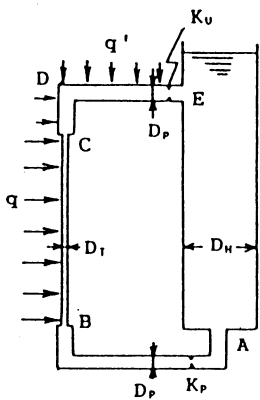


図16 自然循環モデル

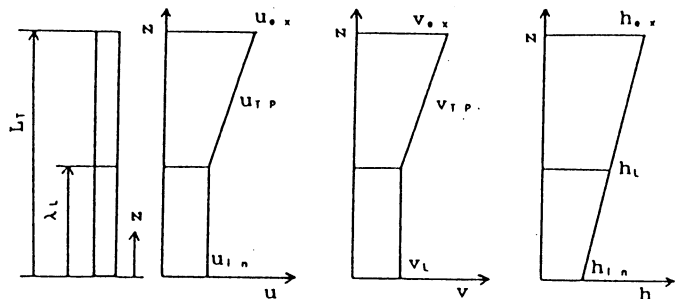


図17 各種パラメータの分布

素サーモサイフォンリボイラのモデルで、大口径のヘッドコラムと蒸発管からなる自然循環系である。実験の詳細については文献を参照されたい。基本的な仮定としては熱力学的平衡が成り立つものとする。圧力変化にもなう物性値の変化を無視する、管材の熱容量効果を無視する、二相流部では均質二相流モデルを採用するなどである。解析に用いる基礎式は以下の各保存式である。

$$\partial \rho / \partial t + \partial(\rho u) / \partial Z = 0 \quad (22)$$

$$\partial(\rho h) / \partial t + \partial(\rho hu) / \partial Z = q_v \quad (23)$$

$$\partial(\rho u) / \partial t + \partial(\rho u^2) / \partial Z = -(f/2D)\rho u^2 - \rho g - \partial P / \partial Z \quad (24)$$

蒸発管を簡単に2分割、つまり液体単相部と二相流部に分割する。各要素での流速、比容積、エンタルピの分布を図17に示す。

まずエンタルピの分布は一様加熱のもとでは直線状の分布となり、次式で与えられる。

$$h = h_{in} + h_{LG}Z / (\lambda_G - \lambda_L) = h_{in} + q_v Z / G \quad (25)$$

ここで $\lambda_L = G \Delta h_{sub} / q_v$, $\lambda_G = \lambda_L + Gh_{LG} / q_v$ でそれぞれ単相流部長さ、沸騰が終了するまでの長さを表し、 q_v は体積熱負荷、 G は質量流束である。

均質流モデルを用いれば比容積の分布は次のようになる。

$$v = v_L \quad (x_{eq} \leq 0) \quad (26)$$

$$v_{TP} = v_L + v_{LG}(Z - \lambda_L) / (\lambda_G - \lambda_L) = v_L + q_v v_{LG} / Gh_{LG}(Z - \lambda_L) \quad (x_{eq} > 0) \quad (27)$$

なお x_{eq} は熱力学的平衡クォリティである。エネルギー式(31)と式(35)から二相流部では

$$\partial u / \partial Z = q_v v_{LG} / h_{LG} \equiv \Omega_{TP} \quad (28)$$

と表されることから各要素での流速は

$$u = u_{in} \quad (x_{eq} \leq 0) \quad (29)$$

$$u_{TP} = u_{in} + \Omega_{TP}(Z - \lambda_L) = u_{in} + v_{LG}q_v / h_{LG}(Z - \lambda_L) \quad (x_{eq} > 0) \quad (30)$$

加熱部での慣性質量は液体単相部と二相部の和として

$$M_T = M_L + M_{TP} \quad (31)$$

$$M_L = \int_0^{\lambda_L} \rho_L dZ = \rho_L \lambda_L \quad (32)$$

$$M_{TP} = \int_{\lambda_L}^{L_T} \rho dZ = (L_T - \lambda_L) / (v_{ex} - v_L) \ln(v_{ex} / v_L) \quad (33)$$

一方、質量保存式の積分

$$d/dt \int_{B-C} \rho dZ = dM_T/dt = \rho_L u_{in} - \rho_{ex} u_{ex} \quad (34)$$

を用いれば加熱部出口での比容積の時間微分は次のように与えられる。

$$dv_{ex}/dt = \left[\rho_L u_{in} - \rho_{ex} u_{ex} - \left\{ 1/v_L - \ln(v_{ex}/v_L) / (v_{ex} - v_L) \right\} (d\lambda_L/dt) \right] \div \left[(L_T - \lambda_L) / (v_{ex} - v_L)^2 \times (1 - v_L/v_{ex} - \ln(v_{ex}/v_L)) \right] \quad (35)$$

エネルギー式(23)を $Z=0 \sim \lambda_L$ の区間にわたって積分し、Leibnitzルールを適用すると、沸騰境界

の移動の時間微分が以下のように与えられる。

$$d\lambda_I/dt = 2u_{in} - 2q_v \lambda_I / \rho_L \Delta h_{sub} \quad (36)$$

最後に式(24)をループ全体にわたって積分する。ループの点AからEまでの間の運動量を W_T 、一方、ヘッドコラム(点EからAまで)の運動量を W_H とすると

$$W_T = \int_{A-E} \rho u dZ, \quad W_H = \int_{E-A} \rho u dZ \quad (37)$$

これを用いてループを一巡しての運動量保存式は次のように表される。

$$d(W_T + W_H)/dt = -(\Delta P_{gT} + \Delta P_{fT} + \Delta P_{gH} + \Delta P_{fH}) \quad (38)$$

右辺の第1, 3項は重力項であり, 第2, 4項は摩擦項である。添字Tは蒸発管側, Hはヘッドコラムを表している。上式において加速項がないのはループを一巡すると相殺してしまうからであるが, これは必ずしも一般的でない。以上の式(45)(46)にいままで誘導してきた密度, 流速, 沸騰境界移動の各式を代入し, 演算を施せばよい。それらは適当な初期値のもとでルンゲクッタ法などで容易に計算が可能である。ここではこれ以上の定式化については省略する。詳細は著者らの既報(浅尾, 1992; Ozawa, 1993)を参照されたい。

図18は液体窒素の場合についてのシミュレーション結果の一例である。計算に当たってはま

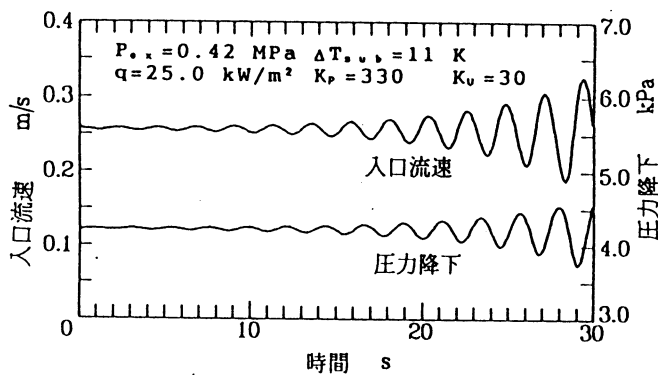


図18 密度波振動のシミュレーション結果

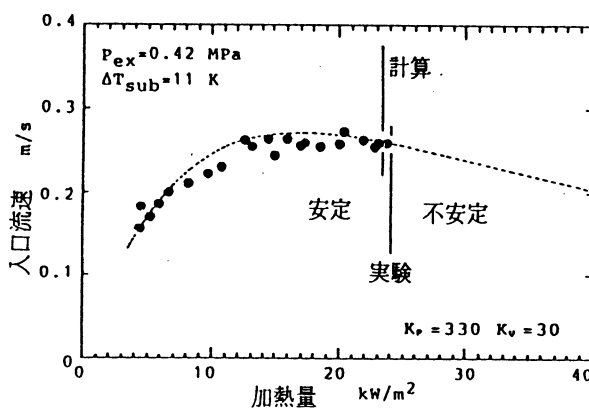


図19 循環特性と安定限界

ず式(38)の左辺を0とおいて定常状態での循環流量などを求めておいて、次に初期値としてその定常値の1%の擾乱を与えてその時間経過を順次求めたものである。流速、加熱部圧力降下ともに小さな変動が順次成長していく様子が示されている。この場合の流動状態は不安定で、密度波振動が発生している。この計算をさらに継続して行うとついには入り口流速が0つまり逆流発生にまで成長していく。実際に実験を行ってみると、振幅は容易に成長して逆流を伴うようになり、計算での様相と一致している。このシミュレーションに基づいて安定限界を決定し、実験結果とともに示したのが図19である。図中の黒丸が安定状態での循環特性の実験結果であり、破線が定常計算による循環特性を表す。計算と実験の対応がよく、また安定限界に関しても両者よく一致している。

3. 非線形挙動

最近、非線形力学系に関する研究が大きく進展し、不安定流動に関してもいくつかの顕著な成果が得られつつある。その代表的なものは Lahey らの研究であろう。我国においても中西・沢井のグループが密度波振動時の脈動波形を分析してフラクタル次元を求めるなどしている。しかしながら実験により得られる信号には必ずノイズの問題があり、例えばローレンツのアトラクターに見られるような明白な結果はなかなか得られそうにない。典型的なBWRにおける不安定流動について Takenaka, Lahey によるシミュレーション結果を図20に示す。この例はPhase Change数を順次大きくしていったときの流速変動と、流速変動とサブクール部長さを座標軸にとったときの位相面軌道を表したもので、(a)では位相面軌道は典型的なトーラス状を呈しており、これが(b)ではカオス的となっている。これらに基づいて不安定流動を非線

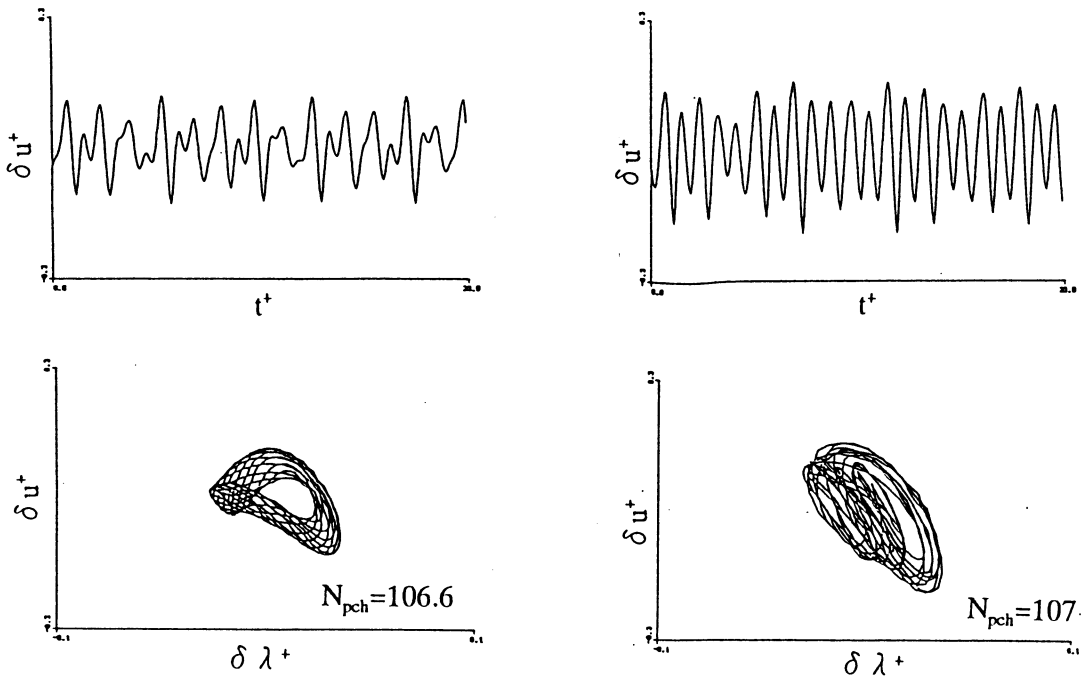


図20 BWRにおける不安定流動(Takenaka, Laheyによる)

形力学の立場から解釈し直すことは現状では容易なことではなく、今後どのようにこの分野が進展して行くのかにも大きく依存している。

4. 終わりに

流動不安定、特に流量脈動について、その基本的なメカニズムとシミュレーションについて解説した。ここで述べたものは極めて単純な、基本的なものばかりで、実機レベルに戻って考えたときにそのまま当てはまる場合はおそらく皆無に近い。しかし本質的なメカニズムを求めて深く観察すれば、そのときの脈動はおそらくここで説明した密度波振動である場合がもっとも多いはずである。本文中で述べたように密度波振動は入り口絞りによって抑えることが可能である。しかし装置を完成させたあとで絞りを加えるなどたいへんなことであり、ほかに代替案を見つけなければならない。これが実は本当にむずかしい。不安定流動はただ単に蒸発管だけの問題でなく、系全体の問題であるから個々の装置ごとに特殊性がある。従って不安定流動問題は常に出現し得る、実は最も本質的な問題なのかもしれない。

参考文献

- 浅尾, 小澤, 竹中, 1992, 混相流, 6-2, 159-172.
- Aritomi, M. et al., 1977, J. Nucl. Sci. Technol., 14, pp.22-30.
- Boure, J.A., Bergles, A.E. and Tong, L.S., 1971, ASME Paper 71-HT-42.
- Davis, A.L. and Potter, R., 1967, Proc. Symp. Two-Phase Flow Dynamics, Eindhoven, 1225.
- Efferding, L.E., 1968, GAMD-8656.
- Lahey, R.T. et al., 1989, AIChE Symp. Ser. Vol.85, No.269, pp.256-261.
- Lahey, R.T. and Drew, D.A., 1980, An Assessment of the Literature to LWR Instability Modes, NUREG/CR-1414.
- 小澤, 1976, 蒸発管系の不安定流動に関する研究, 大阪大学学位論文.
- 小澤, 1989, 蒸気動力, 第5章, コロナ社.
- Ozawa, M. et al. 1989, Int. J. Multiphase Flow, 15-4, pp.639-657.
- Ozawa, M. et al., 1993, Instabilities in Multiphase Flows, Plenum Press, 113-124.
- Nakanishi, S. et al., 1978, Technol. Report of the Osaka Univ., 28-1421, pp.243-251.
- Nakanishi, S. et al., 1983, Advances in Two-Phase Flow and Heat Transfer, Vol.2, Martinus Nijhoff Pub., pp.709-723.
- 沢井徹, 姫路工業大学学位論文, 沸騰二相流における熱水力学の変動に関する研究, (1994).
- Spinks, N., 1971, AAEC/E217.
- Takitani, K. and Sakano, K., 1979, J. Nucl. Sci. Technol., 16, pp.16-29.
- Yadigaroglu, G., Bergles, A.E., MIT report, No.DSR74629-3 (HTL No.74629-67), (1969).