

【整番 FE-19-TM-205】	【標題】プラント設備における密度波不安定に関する基本的な情報
分類：流れ(流体振動)/種別：技術メモ	作成年月：H31.04/改訂：Ver.0.0 (R01.6) 作成者：N. Miyamoto

【 1/2 分冊 】

全 28 枚

1. はじめに

ボイラ設備など沸騰 2 相流システムの運転では幾つかの流動不安定の発生が知られている。筆者も再生器ボトムのスーモサイホン式リボイラで起きた【流動不安定→ドライアウト→熱疲労】によると思われるチューブ破損事故に遭遇したことがある。

沸騰 2 相流の流動不安定のなかで密度波不安定(振動)は古くからよく知られており、経験則的にも理論的にも収束しているのではないかと思う。そのためか、テキストや解析ソフトあるいは各社資料も充実しているようで、特に技術シート(TS)にまとめる意義は少ないのかも知れない。しかし情報量が多いと混乱が起き易く情報の偏りや分散も否めないと思う。そこで有力なテキストや文献を読んで整理してみた(ただ内容的にはテキスト⁽³⁾⁽⁴⁾への依存度が大きくなってその記述に対する個人的な理解度を示す結果になっているのかも知れないが…敢えて)。

使用した資料の多くが理論に偏って関連する設計実務や運転保守等の情報が不足しているので今後はその面の情報も追加して、より実務的な内容にしてゆきたい。

【 使用記号の定義 】

ρ = 流体の実質密度、 $\Delta\rho$ = 密度差、 u = 流速、 G = 質量速度、 p, P = 圧力、 Q, q = 加熱量、 ΔP = 圧力差(圧力降下量)(圧損)、 i, h = エンタルピ、 α = ボイド率、 x, X = クオリティ(乾き度)、 ω = 角周波数、 z = 管軸方向距離/位置、 t = 時間、 τ = 流動時間(滞留時間)、 $\delta \sim$ = 変動量、 j = 虚数、 R = 伝達関数、 S = ラプラス演算子、 K, k = 圧損係数、 λ = 管摩擦損失係数、 d, D = チューブ内径

【 サフィックスの意味 】

in → 入口、ex, e → 出口、 l → 液、 g → 飽和蒸気、 m → 混合物(2 相流体)、0 → 定常、1 → 予熱域、2 → 沸騰域、 t → トータル、 s → 飽和、

[なお、他のテキスト/文献類からの引用図には図番の右肩に*を付けて区別している。念為
また添付 A~E については文献として冗長になるので割愛している。原本に由られたし。]

2. 不安定現象のプロ・フィル

2.1 現象の実態

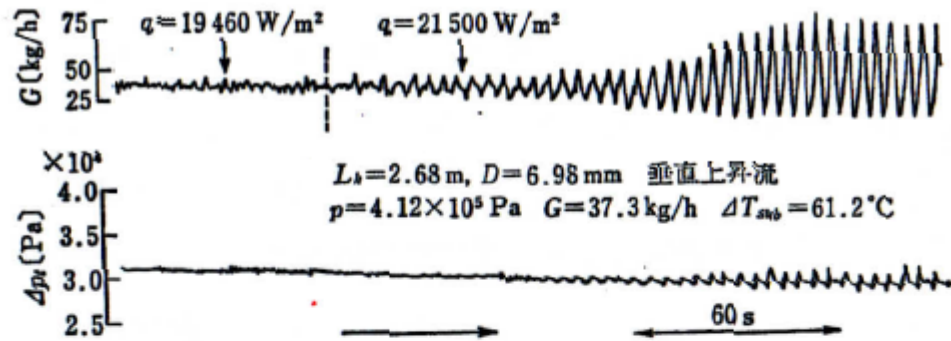
(1) 密度波振動は、ボイラ/気化器の蒸発管や塔槽類ボトムのリボイラなどで観察される不安定現象で、数秒~数十秒オーダーの通過流量の揺らぎや周期変動がその特徴である。図 1 にその例を示す。(a)はもっとも典型的な密度波不安定の発生過程を示している。蒸発管の加熱量を変えることで流量が変化しはじめやがて±75%程度の周期的な流量変動に成長している。(b)は出入口流量変動が 180° 逆位相になっていること示している。出入口の振幅比は 0.5~0.9 程度である。(a)(b)はいずれも単一のチューブの例であるが、(c)は 3 本並列のチューブの場合で 2 本に逆位相(180° 逆位相)の周期的な流量変動が見られる。なお(a)には蒸発管の前後ヘッダ間の差圧が示されているが、その変動はかなり小さい。このように専ら流量変動として現れる所がこの不安定現象の特徴である。

(2) 蒸発管のような 2 相流管路に流動不安定が起きると次のような影響が現れる⁽¹¹⁾。

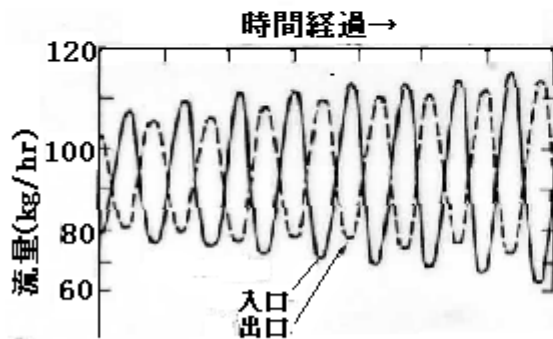
- ① チューブやこれにつながる配管/支持装置に振動が起きる。
- ② 限界熱流束(バーンアウト熱流束)が低下する(バーンアウトしやすくなる)。
- ③ ドライアウト点変動によって繰返し熱疲労を生じる。

④ システムの制御機能障害や性能低下現象を引き起こす。

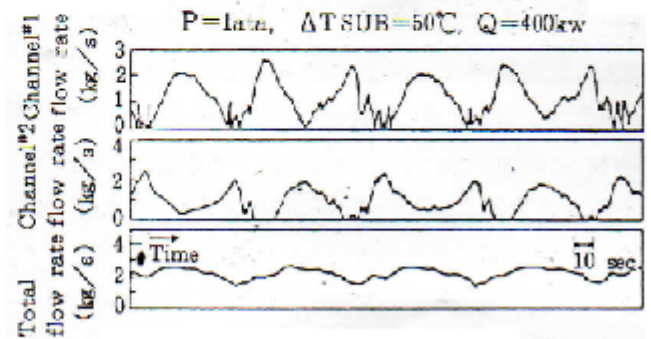
密度波不安定の場合、主体が動圧変動で静圧変動が少なく流体振動数がかなり低くて構造物との共振が起こりにくい所から関連構造物に大きな振動が起きることは比較的少ないので、①の影響は小さい。しかし流量が比較的長周期で大きく変動するので沸騰区間で液膜切れ(ドライアウト)が頻繁に起きる。バーンアウト熱流束は流量に比例するのでチューブ壁の温度は上昇し場合によって焼損を起す。それとともに2相部分で液膜厚さや濡れが変化して壁温がたとえば70℃以上で変動し疲労損傷を引き起こす。従って②③の影響は深刻である。また流量が周期的に揺動するため制御不可になったり性能低下の回復操作が遅れることになるので④の影響も深刻である。



(a) 冷媒R113 実験における密度波不安定の発生



(b) 入口/出口流量の位相差



(c) 自然循環系の3並列管の密度波不安定

図1. 密度波不安定における流量(差圧)の揺動 [文献(3)(6)(9)より引用]

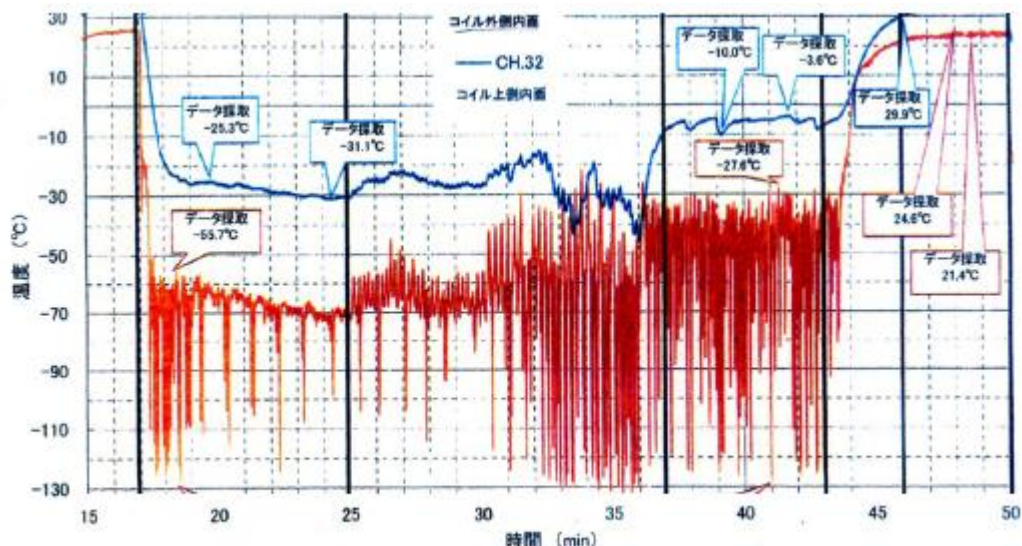
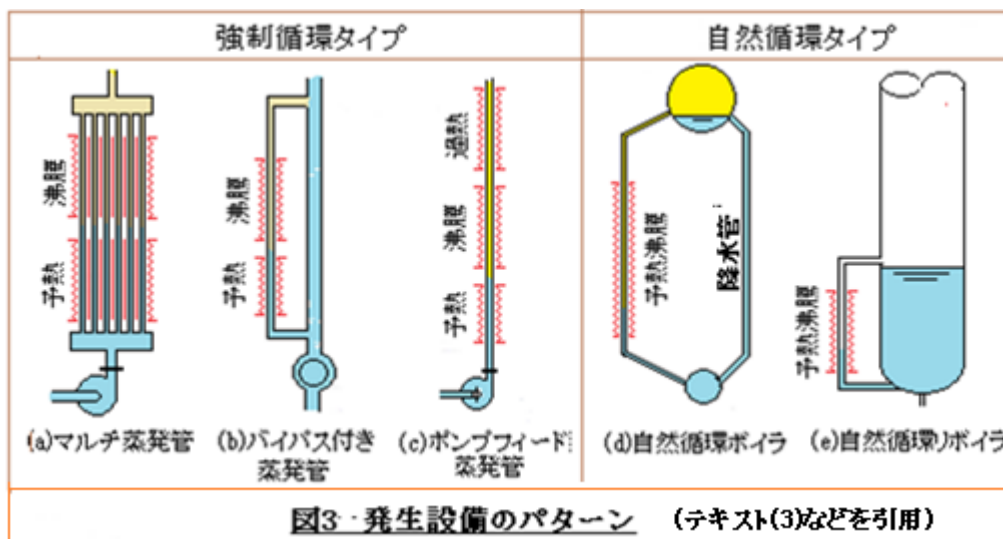


図2. 低温気化器のチューブ内温度変化 (LNG気化器事故調査記録より抜粋)

(3) 上記で述べたように密度波不安定で最も深刻なのはドライアウトの発生である。図2はおそらくその長周期性からみて、密度波不安定を発生したと思われる低温液化ガス気化器のチューブ内壁の温度計測記録である。もろに10~15秒周期のサーマルストライピング(温度揺らぎ)が見られる。ここでは試験流体(LN₂)が低いので100℃近くの温度変化がみられるが、実際は80℃程度に下がるはずであり、十分に熱疲労を起こす可能性がある。事実、沸騰境界から少し入った所のチューブ溶接部で低サイクル疲労と思われる疲労破断が頻発している。

2.2 発生設備パターン

密度波不安定は沸騰工程を含んだ蒸発管には必ず潜在しており例えば区間の圧力差一定といった条件がつけば不安定振動の恐れがでてくる。従って蒸発管を持った設備には殆ど不安定化の可能性があると云ってもいいと思う。特に発生しやすい設備パターンを下図に示す。



大きくはポンプ等による強制循環タイプと自然循環タイプに別れる。後者は循環流量が加熱量に依存し不安定化に干渉する。前者はポンプ輸送が特に影響するというわけではなく、単に自然循環と対比させたものである。(a)は出入口ヘッダにはさまれた多分岐蒸発管で、(b)は大きな主管(バイパス管)から分岐して並行する蒸発管である。(a)は基本的に(b)と等価と見なせる。多分岐管では個々の蒸発管の応答が同期せずヘッダ間の差圧が保持される傾向があり、流力的に(b)と同じになるからである。一方、(c)は蒸発管の出入口にヘッダがなく圧力差は固定されないが、ポンプ特性曲線(Q-H曲線)に依存して保持され、(b)とは多少違った不安定が予想される。(d)は降水管のヘッド圧に依存する。(e)も塔ボトムの液位に依存する。(b)~(e)の蒸発管は多分岐管になることが多く、中途にヘッダ(管寄せ類)を持ってむしろ(a)に近づくことが多い。

2.2 発生メカニズム

(1) 密度波不安定の発生メカニズムについてはテキスト(3)(4)等で簡易モデルを使ってうまく説明されている。この説明を要約すると図4のようになる。

この場合、実際は長い区間を持つ予熱・沸騰部分の働きを沸騰部に集中させ、その長さを2相区間Lに分離して扱って説明を単純化している(また圧損は出入口弁に集中させ管摩擦損失は無視している)。

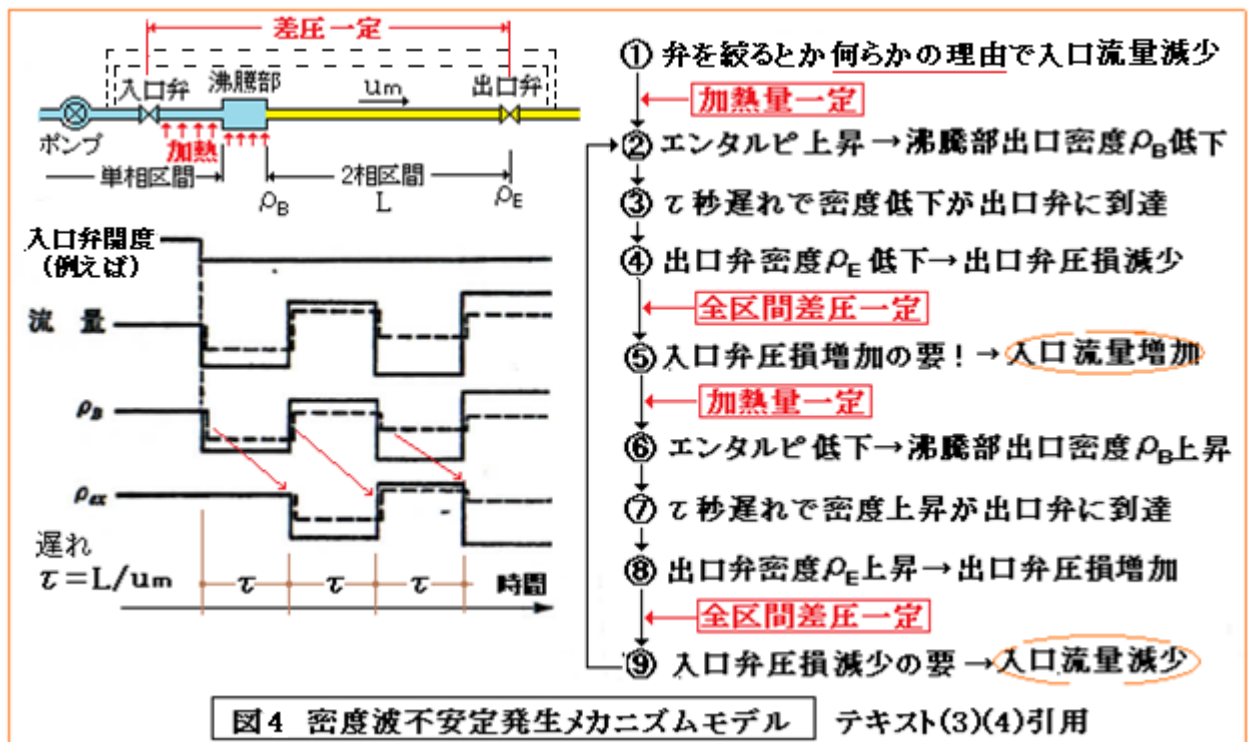
現象は①から⑨まで進んだあと②に戻り、それから②~⑨~②を繰り返す。流量は当初減少するが τ 秒後に増加しこの増減によって波動状態になる(図1参照)。通常はこの過渡的な周期化現象は系の減衰効果によって時間とともに縮退して元に戻るが、リバウンドが大きいと上図の[点線→実線]の

ように顕著な流量変動に成長する。この不安定化プロセスで注目すべきは次のような系の特性ではないかと思う。

- ① 外部エネルギーの加熱量が一定であること(流入する流量に依存しないこと)。
- ② 2相区間の密度は実質的にボイド率に依存すること。
- ③ 沸騰部出口で起きた密度の変化は時間遅れ τ で出口弁に移動すること。
- ④ 全区間(入口弁-出口弁)の差圧が一定に保たれていること。

沸騰出口まで外部加熱される時、流量変化によらず入熱量が一定とすれば、通過流体のエンタルピは流量によって変化する。区間に流入する流量が少なくなるとエンタルピは上昇し、多くなるとエンタルピは減少する。エンタルピが増えれば沸騰部出口のボイド率は大きくなり均質流密度は低下する。一方、エンタルピが減ると沸騰出口のボイド率は小さくなり均質流密度は上昇する。すなわち入口弁で起きた流量変動は①②の特性によって密度に形を変え沸騰部出口に伝わり③によって τ 秒後出口弁に達する。ボイド率が増え密度が変わっているので出口弁の圧損($=0.5K \cdot \rho_E \cdot u^2$)は変化する。しかし系には重要な④の特性が付く。この特性は例えば点線のような大きなバイパスがあれば成立する。区間出口側の圧力変化はバイパスを通して区間入口に伝えられ入口流量を変える。すなわちフィードバック(帰還)機能が働いており、密度波不安定は帰還機能の不安定にほかならない。

なお図4では時間遅れ τ は2相区間長さを2相流速度 u_m で除したもので、一般には流動時間とか滞留時間とか言われている。ここでは 2τ で1周期になるが、実際は少し低くなるようである(後述)。 τ は通常の設定で数秒から数十秒になるので極めて長周期の振動である(振動数は $1/\tau$ なので低周波振動ということになる)



- (2) 以上不安定のトリガー(引き金)を弁の開度変更において入口流量変化(即ち外乱)から過渡的に周期化するプロセスを追ってみたが、区間内で起きる擾乱からも同じような周期化が起きると考えられる。図5に2相区間の密度(ボイド率)変化をトリガーとしたプロセスを示す。この場合も加熱区間は図2と同様に集中定数で扱っている。

- ステップ①→ 2相区間出口で流体密度が上がると出口絞りによる圧損が上がる。
 ステップ②→ 出口圧損即ち出口抵抗が増すと必然的に加熱区間入口流量(→入口速度)は下がる。
 ステップ③→ 加熱区間入口流速が下がる則ち入口絞りによる圧損が下がる。
 ステップ④→ 入口流速/圧損が下がる則ち加熱区間の乾き度が上がり 2相区間入口の密度が下がる。
 ステップ⑤→ 2相区間入口の流体は τ 秒後に 2相区間出口に達して出口密度は下がりそれに伴い出口絞りによる圧損も下がる。
 ステップ⑥→ 出口圧損即ち出口抵抗が下がる則ち当然加熱区間入口流量(→入口速度)は上がる。
 ステップ⑦→ 加熱区間入口流量が上がると入口絞りによる圧損が上がる。
 ステップ⑧→ 入口流量/圧損が上がる則ち加熱区間の乾き度が下がり 2相区間入口の密度が上がる。
 ステップ⑨→ 再び 2相区間入口の流体は τ 秒後に 2相区間出口に達して出口密度は上がりそれに伴い出口絞りによる圧損も上がる。
 ステップ⑩~⑫→ステップ②~④に同じ繰返しになって以降②~⑩~⑫が繰り返される。

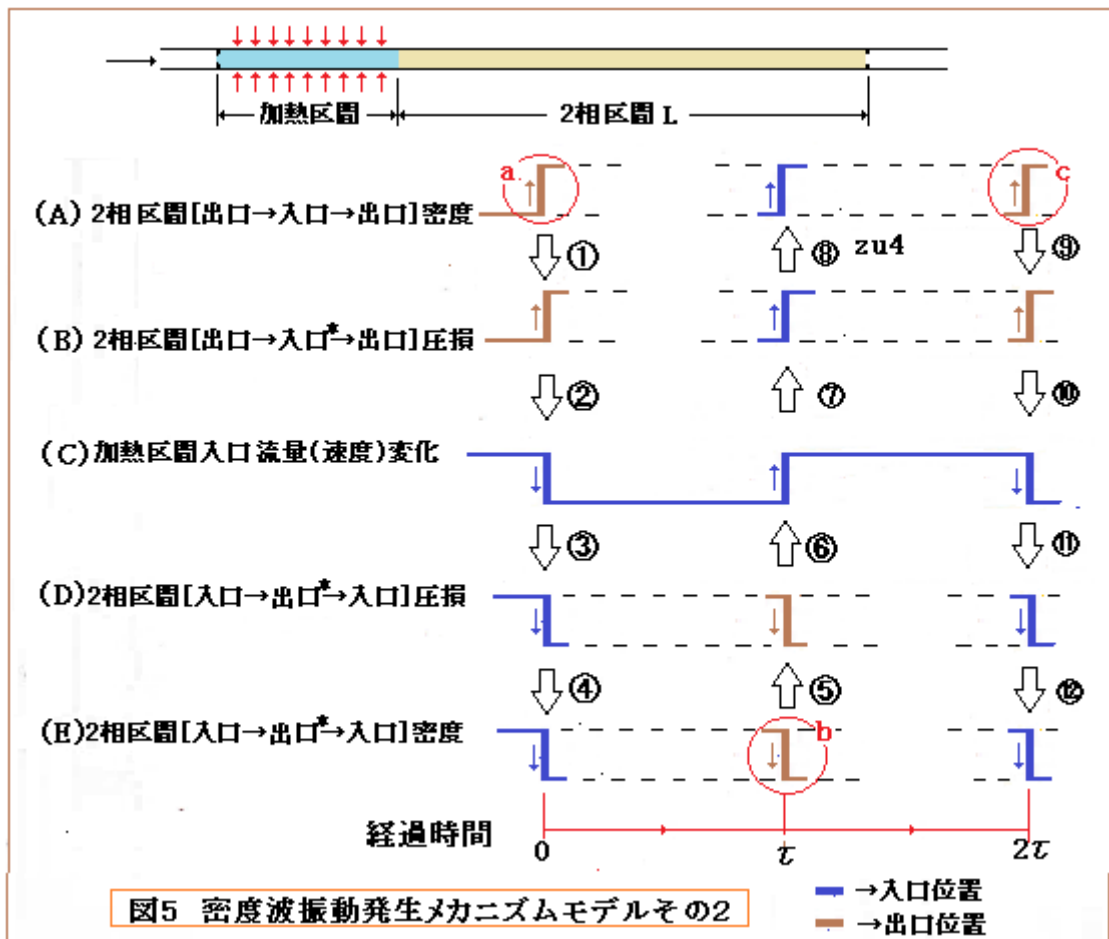


図4/図5のようなモデルは実際の加熱部分をもった2相流管系(例えば蒸発管系)を集中定数的に単純化したもので、基本的には同じであっても次のような違いは否めない。

- ・モデルではステップ④の密度低下を意図して加熱区間を短く集中させているが、実際の蒸発管系は全体的に加熱されていることが多いので圧損変化に対し直動的ではない。
- ・蒸発管の流体抵抗は入口出口だけではなく2相圧損も含め全体に分布しているので入口流量変化に対し各位相遅れは単純でない。
- ・蒸発管の全体圧損(差圧)は循環ポンプ特性や降水管特性で決まり、流速変動などから区間差圧が一定になることは少ない。
- ・一般に蒸発管は垂直で重力ヘッドの影響がある。特に自然循環系でその影響が大きい。

(3) 図4/図5はどちらも入口流量変動に帰着する過渡的な周期化のプロセスを示している。これが収束するか周期変動(振動)とした成長するかはまた別な議論になる。それは数学的に処理され定量的に扱われているが、直観的にいえば、沸騰部における密度変化によって τ 秒遅れる形で区間出口に派生する圧力降下が元々単相圧損よりもかなり大きくことが原因ではないかと思う。即ち

$[6\Delta P_{sp} + \delta\Delta P_{tp}] \gg \text{全区間 } \delta\Delta P_{sp} \rightarrow \text{リバウンド(流量反転)大} \rightarrow \text{周期変動の定着}$
 従って沸騰部の圧損の変動量と全区間の圧損に占める沸騰部(あるいは単相区間)の圧損の割合が不安定の可否を決めるうえで一つのポイントになると思われる。

更に蛇足かも知れないが何故、単相流では密度波不安定が起きないのかという疑問にふれておく。単相流では入口流量(流速)の過渡的変動は水撃の場合と同じように直ちに圧力波(音速)で後流に伝播し出口圧力降下の変動は直ちにフィードバックされて入口流量の変化を引き起こす。密度の変化は微少で変動量はやがて流体減衰によって消滅する(即ち単相流では不安定は起きない)。これにくらべ2相流では圧力波の伝播とは関係なく密度(ボイド率)の変化が進行し遅ればせながらも大きな圧力変動となる。これは一般技術者にはなじみやすい運動学(いわゆるキネマティック)上の現象である。文献(5)では安定性評価までの工程をキネマティックと称している。

2.3 密度波不安定の傾向

(1) 強制循環系の場合

総括的に云えば、密度波不安定現象の特性(周期性/安定性限界/揺動規模など)は、トリガーとしての外乱の特性や系の運転履歴に依存することは少なく、運転/設備パラメータ即ち[流量, 圧力, 熱負荷, サブクーリング量, 管長, 流体抵抗, バイパス量等]に依存している。以下、強制循環系について諸パラメータの影響とその関係について概説する。

① 圧力/流量の影響⁽³⁾⁽⁶⁾

流量(質量速度)自体は安定性に殆ど影響しない(例えば図10*参照)。しかし流量が増えると流体のエンタルピが低下し予熱-沸騰境界が出口側に移動して沸騰区間が短くなりボイド率(→密度)が余り増加しないので安定化する傾向がある。また、系の圧力が増加すると安定化に向かう(図11*参照)。これは系の圧力が増加すると全区間の圧力差が増加し圧力変動に対し吸収能が高くなるからではないかと思われる。

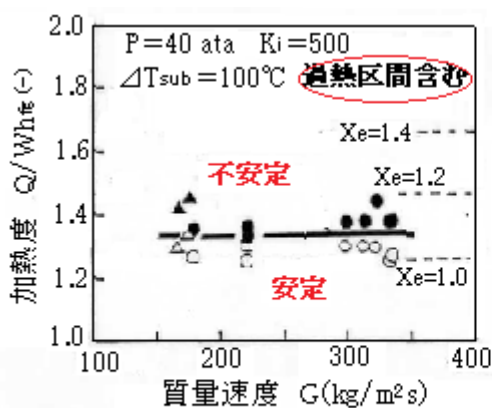


Fig.10* 質量速度-加熱度の安定性境界
 [文献(6)から引用]

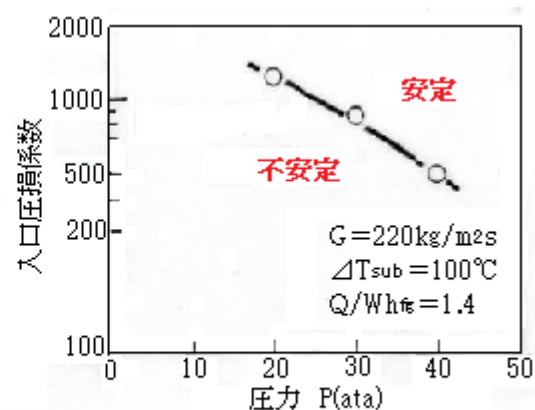


Fig.11* 圧力-入口抵抗の安定性境界
 [文献(6)から引用]

② 加熱量の影響⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁶⁾

加熱量 Q が高くなると総体的にボイド率が増加して不安定化する(図 5.28*参照)。その影響は最も端的で大きく、加熱量に比例して流量振幅が変化する。なお、図 5.28*からわかるように加熱量が増えると不安定化を起こすときの大きくサブクーリング量も増える。

(ただ沸騰区間のあとに過熱区間があるとボイド率が全て 1 を越えて加熱量の影響が著しくダウンするので注意！)

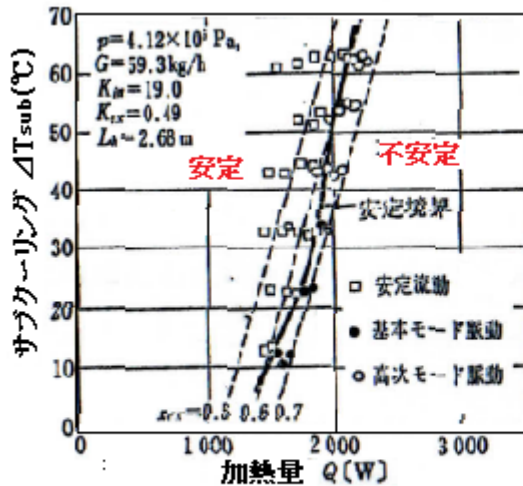


図5.28*強制貫流蒸発管系での流動マップ
[テキスト(3)から引用]

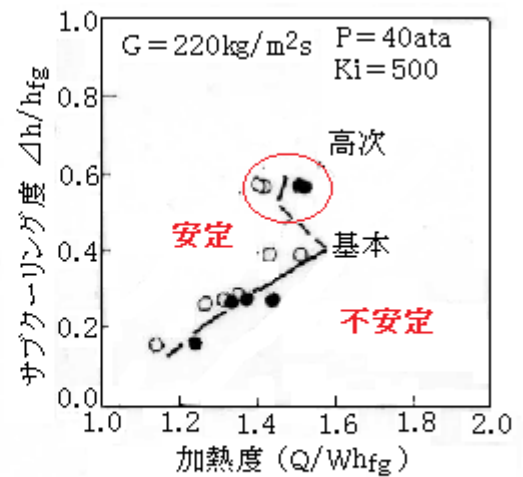


Fig.12*サブクーリング-加熱度の安定性境界
[文献(6)から引用]

③ サブクーリングの影響⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁶⁾

流入流体の温度が低くサブクーリング量 ΔT_{sub} が大きいと、予熱・沸騰境界が出口側に移動して沸騰区間が短くなり、ボイド率(→密度)が余り増加しないので安定化する傾向がある。この傾向は前述の加熱量の場合と同じであるがその影響は加熱量の場合に較べて緩慢である。前述と同様にサブクーリング量が増えると不安定化を起こすときの加熱量がわずかに増える。なおサブクーリング量が増えると、**Fig.12***のように高次モードの不安定化が現れ、低い加熱量で不安定化するので注意する必要がある。総じて全体傾向は加熱量のそれと同じだが総じて緩慢である。

(ただ沸騰区間のあとに過熱区間があると逆にサブクーリング量の増加とともに不安定化するので注意すること。4.3 項を照合されたし。)

④ 流体抵抗(入口/出口圧損と管摩擦損失)の影響^{(3)~(6)}

2.2 項(3)で述べたように 単相流区間と 2 相流区間の圧損の割合が不安定化に大きく影響すると思われる。定常状態において単相流区間の圧損が 2 相流区間に較べかなり大きいと仮に流速変動が起きても 2 相流区間の圧損変動も相対的にかなりセーブされるはずである。従って入口圧損(→入口圧損係数)が大きいほど、出口圧損(→出口圧損係数)が小さいほど安定化すると予想される(図 11*, 図 15 参照)。

テキスト(3)はごく簡易的な解析によって流れの振動方程式を求めている(添付 D 参照)。その結果に由れば $M/\tau + 2m_{ino}\{K_{in} - K_{ex}(N_{sub} - 1)\} > 0$ のとき安定化する。 $M/\tau > 0$ 、 $m_{ino} > 0$ および $N_{sub} > 1$ なので、入口圧損係数 K_{in} が大きく、出口圧損係数 K_{ex} が小さいと安定化することになる。この傾向は、後述の Ishii の簡易判定図に示される K_{in} と K_{ex} の関係を用いればより具体的に定量化できる。なおここで云う出入口圧損はオリフィスや弁による絞り抵抗を想定している。これに較べ管摩擦損失は小さいので影響は少ないが、入口絞りが小さい時は影響が大きくなり、例えば 2 相流区間で摩擦圧損が高くなると不安定化すると思われる。とにかく大きな流量振幅が発生したとき最も効果的なのは入口弁を絞るかオリフィスを挿入することである。

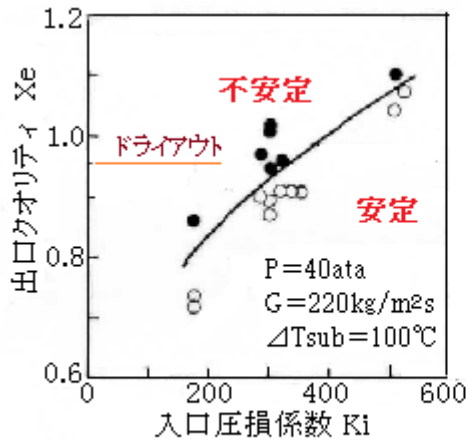


Fig.15* 入口圧損-クオリティの安定性境界
[文献(6)から引用]

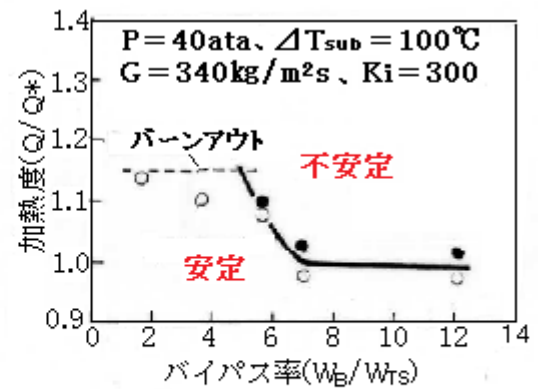


Fig.14* バイパス比-加熱度の安定性境界
[文献(6)から引用]

⑤ バイパス量の影響 (6)

図 14* からわかる通り、バイパス量が増加してゆくと加熱量の敷居値(安定性境界)は下がってゆくがバイパス率(\propto バイパス量)が 7 を上回ると加熱量の敷居値は一定になる。この図からバイパス量が不十分なときは全区間の圧力差を一定に維持するのがむずかしくよほど加熱量を増やさないと不安定化しないことが理解できる。データの多くは敷居値が一定になったときのものであるので設計的には安定性境界を安全側にみていることになる。なおここで云うバイパスは図 3 の(b)に該当。

⑥ 出口クオリティとの関係 (3)(6)

出口クオリティ X_e が高いと密度(圧損)が大きく変動し不安定化し易い(Fig.15*参照)。従って安定性境界ラインと出口クオリティラインは横にスライドできる。後述の Ishii の簡易判定図では

$$N_{\text{pch}} - N_{\text{sub}} = Fr \quad \text{または} \quad N_{\text{pch}} - N_{\text{sub}} = (\Delta \rho / \rho_g) X_e^* \quad (X_e^* \rightarrow \text{敷居値の } X_e)$$

$N_{\text{pch}} - N_{\text{sub}}$ 座標では Fr は圧損で決まる定数なので設備により固定され X_e^* は固定値になる。従って出口クオリティ X_e によっても安定境界が判別できる(プロセス計算の結果からも判定できる)。なお $X_e = 1$ を超えると過熱域に入り沸騰区間止まりの前提がくずれ Ishii の安定境界線 $N_{\text{pch}} - N_{\text{sub}} = Fr$ は成立しない(注意)。以上については 4.1 項で詳述する。

入口抵抗が増加すると不安定発生境界の出口クオリティは上昇する(例えば $0.6 \rightarrow 1.0$)、その場合バーンアウト/過熱蒸気が発生することがあるが発生境界は変化しない。

⑦ QH 特性との関係(3)(6)(9)

Ledinegg 型不安定や圧力降下形不安定は流れの QH 曲線(流量-圧損曲線)が負性勾配を持つとき発生するが、密度波不安定は曲線勾配に関係なく発生する(正勾配でも起きる)。密度波不安定が負性勾配で起きる時は判別しにくくなり特に圧力降下型は紛らわしいが、密度波不安定の方が短い周期になる傾向がある。

⑧ 振動周期と滞留時間の関係(3)(6)

両者は線形的な比例関係がある。また振動周期には基本モードと高次モードがあり、

$$\text{基本モード: } T = (1.5 - 1.6) \tau, \quad \text{高次モード: } T = 0.5 \times (1.5 - 1.6) \tau$$

の関係がある(図 5.27*参照)。高次モードはサブクール量が大きい時に発生する傾向がある(Fig.13*参照)。なお $\tau = \text{定常 2 相区間長さ} / \text{平均 2 相流速}$ でカウントされる。

一般に運転パラメータが振動周期に及ぼす影響は次のようになる(Fig.7*参照)。

[質量速度の減少,加熱量の減少,システム圧力の増加] → 長周期に

[質量速度の増加,加熱量の増加,システム圧力の減少] → 短周期に

当然ながら滞留時間(周期)は1 質量速度の増減に反比例する。また、例えば加熱量の減少によって均質流密度は増加し体積速度は減少して滞留時間は延びるため、周期は加熱量の増減に反比例することになる。また、例えばシステム圧力の増加によって均質流密度が増加し体積速度が減少するため、周期はシステム圧力の増減に比例することになる。ただ質量速度や加熱量の増減によって沸騰開始点(沸騰境界)が変化するのでこれらの傾向は確実ではない。

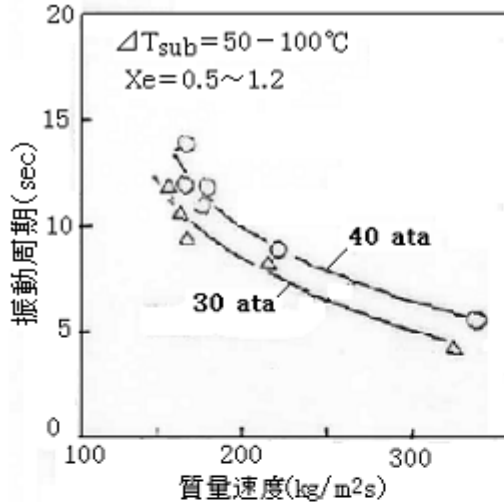


Fig.7* 流量/圧力-振動周期の関係
[文献(6)から引用]

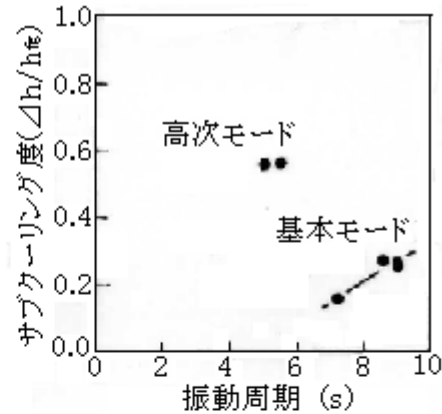


Fig.13* 振動周期-サブクーリング度
[文献(6)から引用]

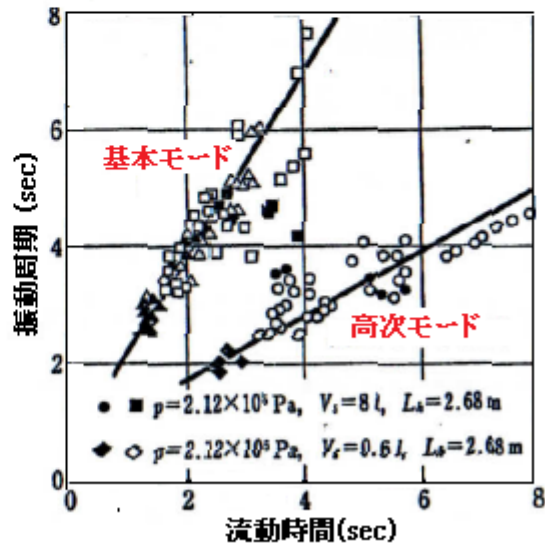


図5.27* 流動時間-振動周期の関係
[テキスト(3)から引用]

⑩ 並列管の流動波形の傾向⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁶⁾

2本並列管のとき Fig.9* に示すように 180° 位相差(逆位相)になる。ただしバイパス率0の場合に然り。バイパス率の増加とともに減少し 60° 位までダウンする。なおバイパス率とは

$$\text{バイパス率} = \text{バイパス流量} / \text{並列管合計流量}$$

3本並列のときは次の3 ケースになる。

ケース 1 → 1本は脈動せず残り2本zで 180° 位相ずれ脈動

ケース 2 → 2本は同位相脈動、残り1本は逆位相

ケース 3 → 3本で各 120° 位相ずれ (図 3.16* 参照)

並列管数が多いと複雑化するが、ヘッダ間差圧としては一定/安定になると云われる。

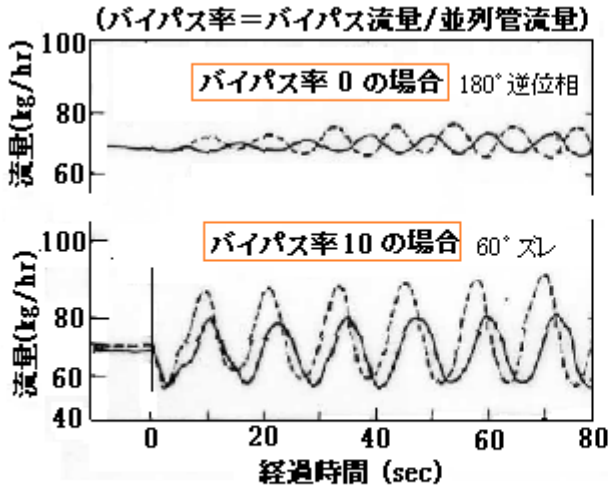


Fig.9* 2つの並列管の入口流量の位相差
[文献(6)より引用]

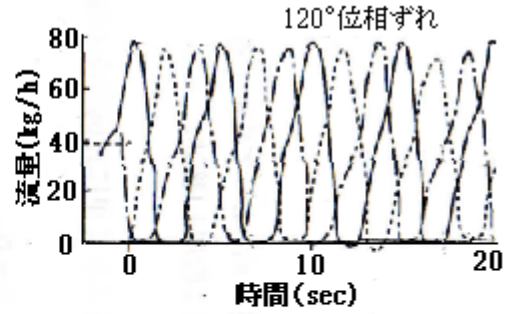


図3.16*3本並列管の流量位相差
[テキスト(4)より引用]

(2) 自然循環系の場合 (9)(4)

自然循環系の不安定には、次のような2つのタイプがある(9) (第4図*参照)。

	タイプ I	タイプ II
傾向	<ul style="list-style-type: none"> クオリティ零付近で発生する。 加熱量を増すと沈静化する。 2相流垂直部分が長いとき発生する。 	<ul style="list-style-type: none"> 比較的高いクオリティで発生する。 加熱量が増えても沈静化せず振動振幅は大きくなってドライアウトに至る。
対策	<ul style="list-style-type: none"> 非加熱上昇管を短くする。2本並列上昇管の中途に連通管を設け均衡させる。 	<ul style="list-style-type: none"> 2相流部分の圧損を減少する。 加熱量を下げクオリティを小さくする。

基本的にタイプ II は強制循環流の不安定に同じ。強制循環流ではタイプ I は無視できるほど軽微である。一方、自然循環では加熱量が増加すると最初循環量が増え直ぐ減少する所からごく加熱量が少ない段階(クオリティがごく低い段階)では不安定域が著しく広がるが、加熱量が増えると不安定は沈静する。

① 加熱量/サブクーリングの影響 (4) →図 6(a)参照

大雑把には強制循環系の場合に類似する。即ち相変化数 N_{pch} に相当する加熱量 Q が大きくなると不安定化する。またサブクーリング数 N_{sub} に相当するサブクーリング ΔT_{sub} については、流入液温が高く ΔT_{sub} が小さい領域では図(a)のように負勾配になるので ΔT_{sub} が大きくなると不安定化する。然るに液温が低く ΔT_{sub} が大きい領域では図(a)のように正勾配になって ΔT_{sub} が大きくなると安定化する。この反転現象は強制循環系でも見られる(添付 B の図 8~13 参照)。

② システム圧力の影響 (4) →図 6.(a)(b)参照

前に述べたように加熱量が増加すると図(b)のように循環流量(→流入流速)は急増したあとすぐ減少しはじめる。圧力が低いときはこの減少は急峻で低い加熱量で不安定化する。しかし圧力が高くなるにつれカーブはマイルドになり高い加熱量で不安定化する。これは圧力上昇とともに安定域が広がることを意味する。即ちシステム圧力が高くなるほど安定化する。なお循環流量が

下がると不安定化した後でバーンアウトが発生するが圧力が高くなると不安定発生と同時に起きるようになる。

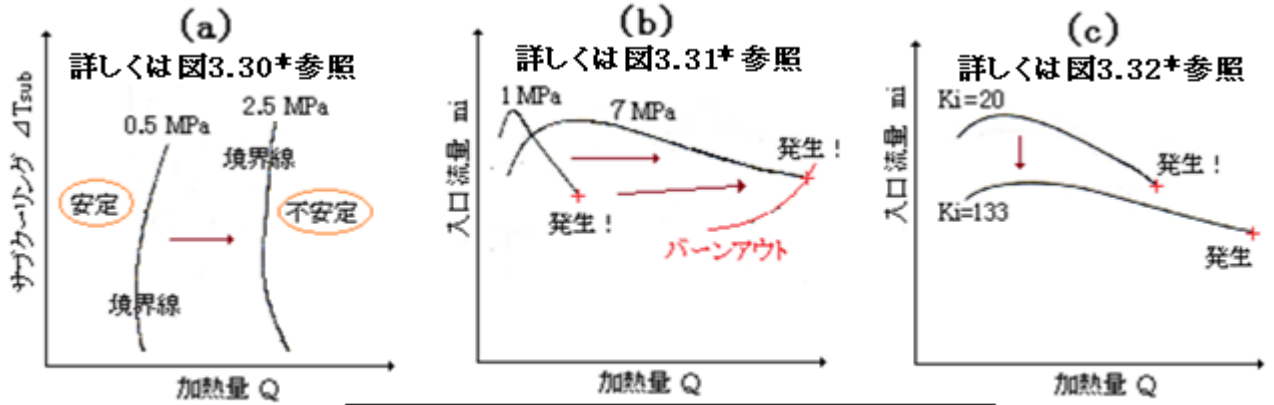
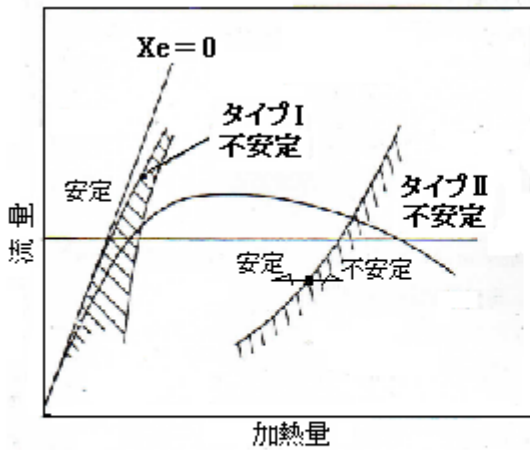


図6 加熱量-サブクーリング/入口流量の関係



第4図* 自然循環系の不安定タイプ
(テキスト(9)より引用)

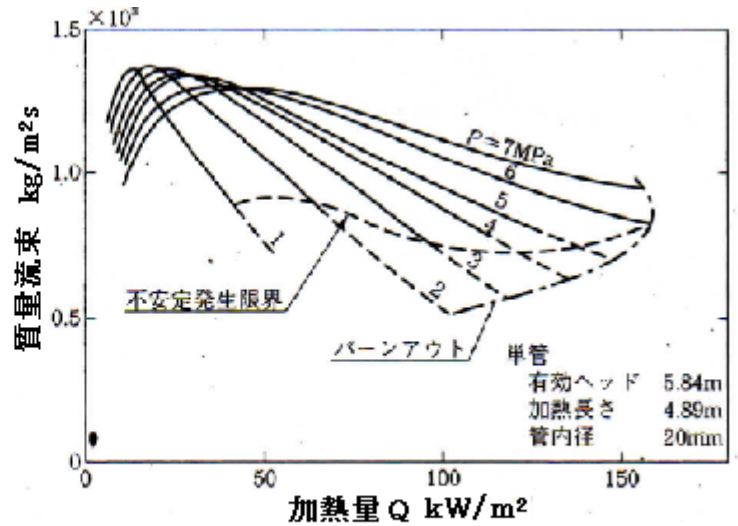


図3. 31* 自然循環に及ぼす加熱量と圧力の影響
(Mathisenによる)(テキスト(4)より引用)

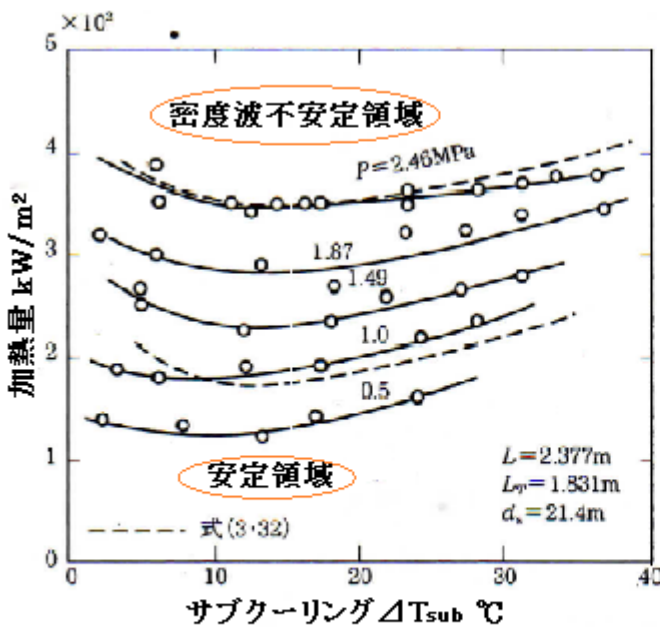


図3.30* 密度波振動の発生限界(古寺らの実験)
(テキスト(4)より引用)

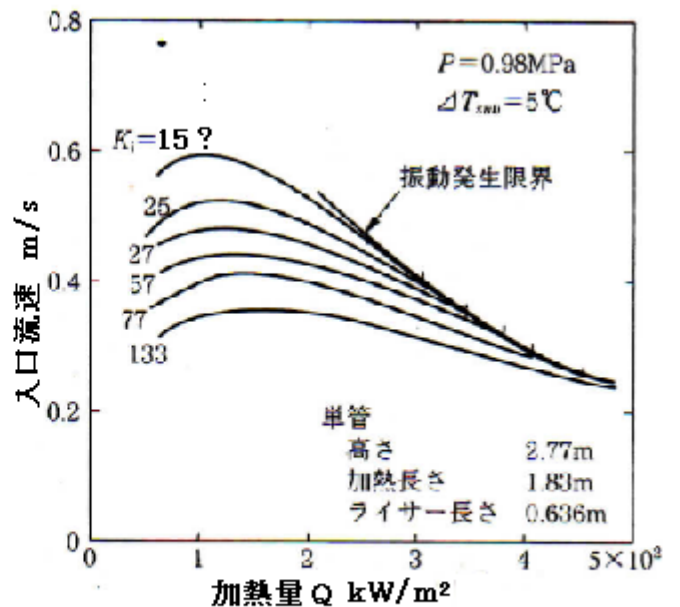


図3. 32* 循環速度に及ぼす入口抵抗の影響
(テキスト(4)より引用)

③ 蒸発管入口絞りの影響⁽⁴⁾ →図 6.(c)参照

加熱量—入口流量の関係は図(b)と同じカーブになるが、入口絞りの圧損係数 K_i の増加とともに流量は減少してゆくがカーブは滑らかになり圧力が高いほど大きな加熱量で不安定になる。即ち入口絞りの増加とともに安定域が拡がり不安定化しにくくなる。

3. 応答解析

3.1 応答解析のタイプ

密度波に対するシステム(系)の応答解析には次の2つのタイプがある。

- ・ 安定性解析→線形-周波数領域あるいは非線形-時間領域の解析と評価
- ・ 数値解析→分布定数系 2 流体モデル解析あるいは分布定数系/集中定数系解析

安定性解析では線形-周波数領域の解析が普及している。密度波不安定は定常位置が存在するので線形解析で十分扱えるからである。1次元モデルを質量/エネルギー/運動量の各保存則を用いて特性化しナイキスト法などを用い安定性を判別するもの(後述 3.3 項で紹介)。

数値解析は Nuclear 関連の流体シミュレーションで使われており TRAC-PF1 や RELAP などの解析コードが知られている。プラント関係では集中定数系のマイナー的なソフトも使われているようで、自然循環系にて適用された集中定数系の数値シミュレーションの例を添付 E に示す。

数値解析は時刻歴で流量や圧力の変動を追いつその増幅と周期性をみて不安定化を判断するもの、故に安定性判別プロセスは含まれていない。

いずれの解析も煩雑で計算コードを必要としており、設計的には手間がかかる。安定性解析を安全側に簡略化した簡易判別法があるのでプレ的に使用し実績などを絡めてコード計算を割愛する方法も十分に有りではないかと思う(簡易判別法については次節で紹介する)。

3.2 解析モデルとその条件

(1) 通常、解析モデルの対象になっているのは次の2ケースである。

強制循環沸騰 2 相流システム→(予熱+沸騰)あるいは(予熱+沸騰+過熱)

自然循環沸騰 2 相流システム→(予熱+沸騰)

予熱区間は液単相流、沸騰区間は 2 相流、過熱区間は気体単相流になる。強制循環と自然循環は定常状態の流動形態が異なるが、動的不安定という観点では顕著な差異は少ないように思う。

解析モデルはいずれも貫流タイプの単一管路即ち一次元モデルになる。もちろん熱的設備としてはマルチチャンネル(並列管)の方が一般的であるが、多分岐管路を扱うのは現実むずかしく仮に数本のチャンネルを扱っても複合的な挙動になり、むしろ単一チャンネルで基本挙動を見た方がよいことになる(多管路ではヘッダにおける流量配分/干渉が効いて無用に複雑になる)。強制循環の基本モデルを図 7 に示す。出入口には絞抵抗(例えば弁/オリフィス)を設ける。管路は加熱区間と非加熱区間に別け非加熱区間を絞り抵抗に組み入れて単純化し、加熱区間に解析対象を集中させる。加熱区間はさらに予熱/沸騰/過熱に別けるが、蒸発管仕様によっては過熱区間を削除する。予熱・沸騰・過熱区間の境界は定常状態では固定で扱われるが流動解析では移動する。以上はモデル化の一般的傾向にほかならず、実際の解析は一律ではない。

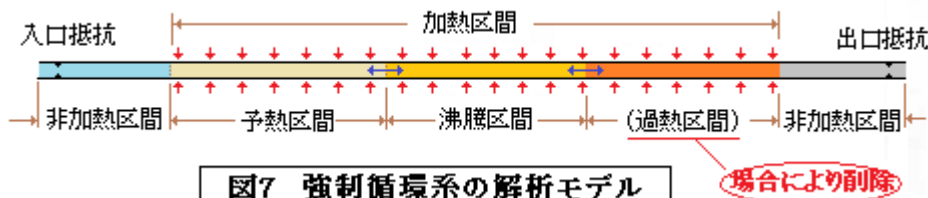


図7 強制循環系の解析モデル

場合により削除

(2) 通常の単一管路モデルの安定性解析では、次のような設定が行われている。

- ・モデル境界：入口端/出口端ともヘッダ/大径バイパスへの接続境界とする。出入口端の差圧変動は考慮せず、差圧一定とする。
- ・システム圧力： 時間的变化は考慮せず一定とする。
- ・流体物性： 基本にはシステム圧力依存とし一定値(圧力/温度変化の影響は考慮せず)。
- ・流体特性： 予熱区間/過熱区間は非圧縮性流体(圧縮性は無視)、沸騰区間は2相流体とする。
- ・2相流モデル：ドリフトフラックスモデル、均質流モデルないし2流体モデル
- ・気液熱平衡： 気液は熱平衡しておりサブクール沸騰(注)は起きていないとする。
- ・エネルギー保存： 運動エネルギーは無視し内部エネルギーはエンタルピに含め、熱エネルギーの均衡(外部からの加熱量 \div 流体エンタルピ)のみ考慮する。
- ・管路熱伝達： チューブ壁熱容量/内部熱伝達は考えず外壁の熱伝達のみ考慮。一般に加熱区間で一定/一様の単位時間当たり熱入力とする。
- ・圧力損失： 入口/出口の集中的な絞り損失と加熱区間の管摩擦損失を考慮する。
- ・構成パラメータ： 集中定数的あるいは分布定数的な扱いとする。

(注) 飽和沸騰に先行しチューブ壁面近傍で起きる沸騰、平均温度はまだ飽和温度以下の状態

これらの設定は解析を簡便化するためで、解析結果に有意な差異を生じないことが知られている。2相流モデルとしては均質流として扱うのが簡便に思えるが、ドリフトフラックスモデル(DFモデル)が使われるのは、気液間の速度差(スリップ)の影響も含めて2相流挙動を一般化するためと云われる(均質流はDFモデルで特例的に扱える)。均質流モデルの場合、実験結果と多少ずれ(?)がでるようであるが解析的にはDFモデルより単純になる(ようだ)。2流体モデルは数値解析で用いられている。

3.3 安定性解析のプロファイル

前述のように応答解析には安定性解析と数値解析の2つがあるが、ここでは一般的でポピュラーな安定性解析を説明しておく、

最もよく知られている安定性解析は線形-周波数領域の解析である。一般にこの解析では区間入口の流速変動を与え、その結果としてシステムに発生する圧力変動が安定的であるか否かを判定する。

例えば、沸騰2相流[予熱+沸騰]システムでは、

- ① まず質量保存式とエネルギー保存式から入口流速に対する流速/ボイド率等の変動を求める。
- ② 次いで運動量保存式から得られた予熱区間と沸騰区間の各圧力変動式に①の結果を用いて各区間の圧力降下量の変動を求める。
- ③ 更に全区間の圧力降下が一定という前提でナイキスト線図などの安定性判別手法を用いて②で得られた圧力変動の安定性を評価する。

ベースになる保存式はモデルの違いで少し違ってくる。参考としてDFモデルと均質流モデルの例を以下に示す。この場合予熱区間は液単相流なので当然ながら同一であるが、2相流の沸騰区間では違い

があって DF モデルでは液相/気相の相関が考慮されるが均質流では単一混合の密度/速度で扱われる。

DF モデルの例 (垂直管ケース)

予熱区間) 質量保存式: $\partial(\rho_\ell u_1)/\partial z=0$ 、 エネルギー保存式: $\partial(\rho_\ell i)/\partial t + \partial(\rho_\ell u_1 i)/\partial z = Q_v$
 運動量保存式: $-(\partial p/\partial z) = \rho_\ell g + \rho_\ell(\partial u_1/\partial t) + \rho_\ell u_1(\partial u_1/\partial z) + (\lambda/2d)\rho_\ell u_1^2 + K_{in}\rho_\ell u_1^2$
 沸騰区間) 質量保存式: $(\partial/\partial t)[\rho_\ell(1-\alpha) + \rho_g\alpha] + (\partial/\partial z)[\rho_\ell(1-\alpha)u_\ell + \rho_g\alpha u_g] = 0$
 エネルギー保存式: $(\partial/\partial t)[\rho_\ell(1-\alpha)i_\ell + \rho_g\alpha i_g] + (\partial/\partial z)[\rho_\ell(1-\alpha)u_\ell i_\ell + \rho_g\alpha u_g i_g] = Q_v$
 運動量保存式: $-(\partial p/\partial z) = [\rho_\ell(1-\alpha) + \rho_g\alpha]g + (\partial/\partial t)[\rho_\ell(1-\alpha)u_\ell + \rho_g\alpha u_g]$
 $+ (\partial/\partial z)[\rho_\ell(1-\alpha)u_\ell^2 + \rho_g\alpha u_g^2] + (\lambda/2d)(\phi^2)G_t^2/\rho_\ell + K_{ex}(\phi_{ex}^2)G_t^2/\rho$
 ここで Q_v = 単位容積当たりの加熱量

均質流モデルの例 (垂直管ケース)

予熱区間) 質量保存式: $\partial(\rho_\ell u_1)/\partial z=0$ 、 エネルギー保存式: $\partial(\rho_\ell i)/\partial t + \partial(\rho_\ell u_1 i)/\partial z = 0$
 運動量保存式: $-(\partial p/\partial z) = \rho_\ell g + \rho_\ell(\partial u_1/\partial t) + \rho_\ell u_1(\partial u_1/\partial z) + (\lambda/2d)\rho_\ell u_1^2 + K_{in}\rho_\ell u_1^2$
 沸騰区間) 質量保存式: $\partial\rho_m/\partial t + \partial(\rho_m u)/\partial z = 0$
 エネルギー保存式: $(\partial/\partial t)[\rho_\ell(1-\alpha)i_\ell + \rho_g\alpha i_g] + (\partial/\partial z)[\rho_\ell(1-\alpha)u_m i_\ell + \rho_g\alpha u_m i_g] = Q_v$
 運動量保存式: $-(\partial p/\partial z) = g\rho_m + \partial(\rho_m u_m)/\partial t + (\partial(\rho_m u_m^2)/\partial z)$
 $+ (\lambda_m/2d)\rho_m u_m^2 + K_{ex}\rho_m u_m^2$

さてステップ①では質量保存式とエネルギー保存式を用いて次のステップ②の圧力降下計算に必要なパラメータ(流速/流束/ボイド率/質量速度/クオリティ等)の定常値/変動値の式を求める。その過程は複雑で実際の手順は一様ではないが、大筋としては、

- ・各保存式とこれに付随する構成式から定常値(式)を求め、
- ・これを用いて保存式の線形化/ラプラス変換/微分解によって変動値(式)を求める

ことになる。そして変動値は [変動値 \propto 入口流速変動値] で特性づけられる。

ステップ②では運動量保存式を積分して各区間の圧力降下式を求め、同様に定常値 \rightarrow 線形化 \rightarrow ラプラス変換によって圧力降下の変動値を求める。この結果、次の圧力降下の変動値(式)が得られる。

$$\left[\begin{aligned} \overline{\Delta p}_1 &= \overline{\Delta p}_{\sigma r 1} + \overline{\Delta p}_{a 1} + \overline{\Delta p}_{f 1} + \overline{\Delta p}_{K 1 n} = (R_{\sigma r 1} + R_{a 1} + R_{f 1} + R_{K 1 n})\bar{u}_{1 n} = R_1 \bar{u}_{1 n} \\ \overline{\Delta p}_2 &= \overline{\Delta p}_{\sigma r 2} + \overline{\Delta p}_{a 2} + \overline{\Delta p}_{f 2} + \overline{\Delta p}_{K e x} = (R_{\sigma r 2} + R_{a 2} + R_{f 2} + R_{K 1 n})\bar{u}_{1 n} = R_2 \bar{u}_{1 n} \end{aligned} \right.$$

ここで $\overline{\Delta p}_{\sigma r} \rightarrow$ 重力項[静圧項]、 $\overline{\Delta p}_a \rightarrow$ 加速度項、 $\overline{\Delta p}_f \rightarrow$ 摩擦項、 $\overline{\Delta p}_K \rightarrow$ 絞り損失項

サフィックス 1,2 は予熱区間,沸騰区間を表わしている。アップバーは変動量であることを示す。各圧力降下変動 ΔP はステップ①から得られる定常/変動パラメータで構成されるので、[トータル $\Delta P \propto$ 入口流速変動 u_{in}]となる。その場合の比例定数 R はいわゆる伝達関数であり次ステップで評価対象にされる。

因みにステップ①②では各保存式[\rightarrow 偏微分方程式 $\partial A/\partial t + \partial B/\partial z = C$]における対流項 $\partial/\partial z$ を時間項 $\partial/\partial t$ に変換したうえ、更にラプラス変換によって時間域の対象を周波数域に転じて安定性評価に供している。なおステップ①②では相当錯綜した数学操作が使われる。①~③についてはテキスト

(1)(3)で懇切に説明されているのでここでは説明を割愛するが、テキスト(3)の記述を添付Aでダイアグラムにしてみたので、参照されたい。

ステップ③ではステップ②で得られた伝達関数 $R_1, R_2, R(=R_1+R_2)$ に基づいて安定性判別を行う。安定性判別については次のようなものがある。なお $S \rightarrow$ ラプラス演算子である。

- ① 特性方程式 $R(S)=0$ の根を複素平面上で求めその実部の正負で判定する方法
- ② 特性方程式 $R(S)=0$ の微分係数を求めラウスフルベッツ則から判定する方法
- ③ R_1, R_2 をアレンジしナイキスト線図を準用して判定する方法 (\rightarrow 伝達関数法)
- ④ 特性方程式に仮想的なパラメータを付加して判定する方法 (\rightarrow ネイマルクのD分割法)

いずれも数学的で厄介であるが、伝達関数法が比較的わかり易いように思う。多くのテキストでこの方法が用いられているので以下に紹介しておく。

制御工学テキストによれば基本的な帰還系制御系のブロック線図は図 8.1 のようになる。この場合 基準値—帰還量=誤差信号、制御量=伝達関数 $G(j\omega)$ x 誤差信号、帰還量=伝達関数 $H(j\omega)$ x 制御量 の関係があるから

$$\text{制御量} = [G(j\omega) / (1 + G(j\omega)H(j\omega))] x \text{基準値}$$

ナイキスト判別では、制御量安定の条件として、周波数 ω を $0 \sim \infty$ にとって得られる $[G(j\omega)H(j\omega)]$ の軌跡が Real 軸上のポイント $-1 + j0$ を右側に包みこまないこと としている。GH 軌跡と $(-1, 0)$ の関係を図 8.2 に示す。図(a)は点 $(-1, 0)$ が左側にあるので安定するが、図(c)は右側にあるので不安定になる。図(d)は複雑だが、点 $(-1, 0)$ を包み込んでいないので安定する。図(d)のような複雑の変曲を持った軌跡はレアと思われる。通常、(a)(b)のようなパターンが予想されるのであれば

$$G(j\omega)H(j\omega) \text{ の実数部 (Real 軸交点) } > -1 \rightarrow \text{安定}$$

$$G(j\omega)H(j\omega) \text{ の実数部 (Real 軸交点) } = -1 \rightarrow \text{中立}$$

$$G(j\omega)H(j\omega) \text{ の実数部 (Real 軸交点) } < -1 \rightarrow \text{不安定}$$

$G(j\omega)H(j\omega)$ の実数部はいわゆるゲイン(*1)である。ただ図(d)のようなケースが考えられるときは複素平面(虚実座標)に全軌跡をプロットして判別すべきだろう(あるいは複素関数法を適用)。

当該ケースでも図 8.1 のようなブロック線図が組めるか? 圧力降下変動は次のように表わされる。

$$\Delta \dot{P} = \Delta \dot{P}_1 + \Delta \dot{P}_2 = (R_1 + R_2) \cdot \dot{u}_{in} \rightarrow \dot{u}_{in} = [1 / (R_1 + R_2)] \cdot \Delta \dot{P} = [(1/R_1) / (1 + (1/R_1)R_2)] \cdot \Delta \dot{P}$$

[ここで 上サフィックスは変動量を表わしている。]

$(1/R_1)$ は $G(j\omega)$ に、 R_2 は $H(j\omega)$ に引き当てられるので基本ブロック線図(図 8.1)に相当するブロック線図(図 8.3)が得られる。故に ω の関数である $[(1/R_1)R_2]$ の軌跡を描いて同様に安定性が判別できる。

蒸発管システムの安定性判別で用いられているブロック線図を図 5.32* に示す。(b)(c)ではやや基本ブロック線図とは異なるナイキスト判別基準が使用される(詳しくは制御工学テキスト参照)。

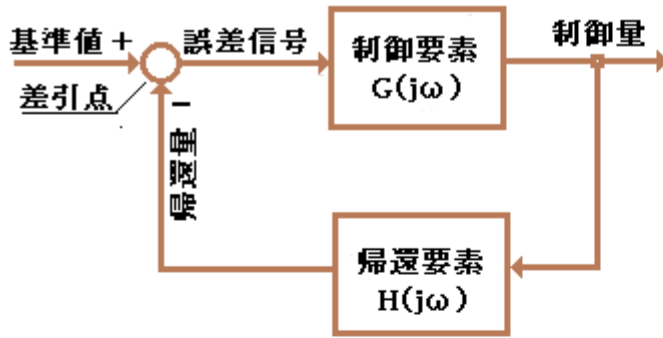


図8.1 帰還制御系のブロック線図
(制御工学テキストから引用)

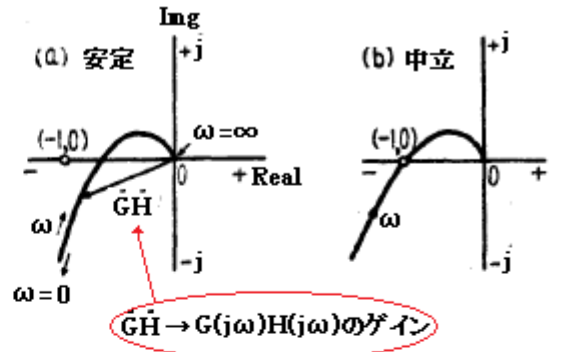


図8.2 ナイキストの根軌跡
(制御工学テキストから引用)

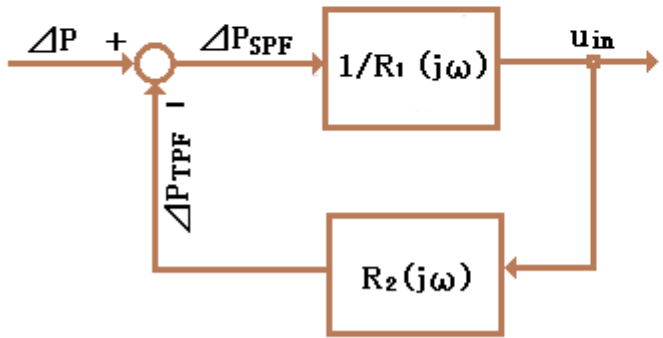


図8.3 帰還制御系のブロック線図(当該ケース)
(1/R₁ → G、R₂ → H に該当)

図5.32* 蒸発管系のブロック線図 [テキスト(3)より引用]

