

JPDR 炉心動特性モデルの組立と
炉心動特性試験の解析

1965年3月

日本原子力研究所

Japan Atomic Energy Research Institute

JPDR 炉心動特性モデルの組立と炉心動特性試験の解析

要 旨

JPDR の炉心動特性を解析するため、まず、一般におこなわれている微分型解析法を吟味し、JPDR の運転により得られた実測結果を参照して上記微分型による解析の展開における諸仮定を是正し、むしろ積分型に近い形で解析を展開し、質量、エネルギー、運動量の3式を使って直接的に解いた。数値は、極力、実測結果を参照して用いた。

求めた炉心動特性モデルは実測結果と比較するため、バイパス弁制御 (BPR) 運転、タービン初圧調整器制御 (IPR) 運転などの実験結果と比較した。さらに周波数特性を調べるために、バイパス弁振動実験を、この回路で模擬しておこない、得られた伝達関数の周波数特性を実測結果と比較した。

最後に、このモデルでの各パラメータを正常値から偏倚させた場合の周波数特性への影響、および当モデルと JPDR を解析した他のモデルとの比較をおこなった。

結論として、当モデルは JPDR の炉心動特性を表現するに、優れていることがわかった。

1964 年 12 月

日本原子力研究所 JPDR 管理部 望月 恵 一

Development of a core dynamics model for the JPDR, and
analysis of the results of the test of the core dynamics

Summary

It was attempted to establish a core dynamics model for the JPDR (Natural circulation, single cycle, boiling water reactor plant). Studying first the analytical models of so-called distributed parameters and checking the experimental data obtained during the JPDR initial power-up test, it was decided to develop the JPDR dynamics model of lumped parameters rather than of distributed parameters and make it as accurate as possible. To establish the model, three equations of mass, energy and momentum balances were used, with the numerical constants referring to the data obtained during the JPDR power operation.

The adequacy of the core dynamics model developed was checked, and it was compared with other models by actually using it to compute such transient and dynamic operations as experienced with the JPDR. These include those operations controlled by BPR and/or IPR and B. P. valve oscillation tests.

The effect, on the frequency characteristics, of the variations of the model parameters from the normal was investigated; and the model was compared with the other modes also employed in the analysis of the JPDR.

It was found that the model developed was very useful in analyzing the core characteristics of any boiling-water reactors.

KEIICHI MOCHIZUKI, Division of JPDR, Tokai Research Establishment
December, 1964 Japan Atomic Energy Research Institute

目 次

1. 緒 言	1
2. 諸式の導入	2
2.1 2相流動特性解法の基礎	2
2.2 微分型解法	3
2.3 解析モデルの設定上の前提	5
2.4 中性子拡散系の式の設定	5
2.5 熱発生の割合	6
2.6 燃料からの熱伝達	6
2.7 炉心内の Hydrodynamics	6
2.8 ドーム, 上部プレナム, チムニ内の Hydrodynamics	8
2.9 ダウンカムおよび下部プレナム内の Hydrodynamics	8
2.10 炉内の運動量特性	9
2.11 気泡体積率	9
2.12 諸式のまとめ	9
3. 諸常数および諸式の決定	12
3.1 諸式の決定	12
3.2 諸常数の決定	12
3.2.1 β_{eff} および l	12
3.2.2 反 応 度	13
3.2.3 熱束対燃料平均温度	13
3.2.4 原子炉核特性模擬回路	13
3.3 BPR および IPR	14
3.4 炉水位3要素制御系	15
3.5 タービン発電機その他の系統	15
4. 計 算	17
4.1 計算の種類	17
4.2 計算結果	17
5. 検 討	25
5.1 BPR, IPR 過渡特性の図式解析	25
5.2 各パラメーターの影響	25
5.3 他の炉心動特性モデルとの比較	30
5.4 一般 BWR への利用	36
6. 結 論	38
7. 謝 辞	38
文 献	39
付録 1. JPDR のスリップ比	40
付録 2. JPDR の中性子束分布	42
付録 3. 崩壊熱曲線	45
付録 4. 再循環流量のむだ時間, および遅れ時間要素	46
付録 5. 運動量に関する方程式の解法	47
付録 6. 気泡体積率の決定	51
付録 7. 修正 Hogle 回路の検討	53
付録 8. 記号および数値表	56

Contents

1. Introduction	1
2. Constitution of analytical equations	2
2.1 Fundamentals to analyze two phases flow dynamics	2
2.2 Analysis with distributed parameters	3
2.3 Assumption to set up analytical models	5
2.4 Neutron diffusion equations.....	5
2.5 Heat generation	6
2.6 Heat transfer within fuel rods	6
2.7 Hydrodynamics in the reactor core	6
2.8 Hydrodynamics in the vessel dome, upper plenum and chimney.....	8
2.9 Hydrodynamics in the downcommer and lower plenum.....	8
2.10 Momentum equation in the reactor	9
2.11 Steam void fraction	9
2.12 Summary of equations derived	9
3. Preparation for calculation	12
3.1 Introduction of numerical constants into equations derived	12
3.2 Determination of each constant	12
3.2.1 β_{eff} and l	12
3.2.2 Reactivity	13
3.2.3 Heat flux vs. average fuel temperature	13
3.2.4 Simulation circuit of nuclear characteristics.....	13
3.3 Turbine by-pass regulator (BPR) and initial pressure regulator (IPR)	14
3.4 Three elements reactor water level control system	15
3.5 Turbine generator and its auxiliary control system	15
4. Calculation	17
4.1 Equations to be calculated	17
4.2 Results	17
5. Discussion	25
5.1 Graphical solution of transient operation with BPR and/or IPR	25
5.2 Influence of each parameter upon all over characteristics	25
5.3 Comparison of the analytical model with other models	30
5.4 Remarks with respect to application of the analytical model to other boiling water reactor.....	36
6. Conclusion.....	38
7. Acknowledgement	38
References.....	39
Appendix 1. Slip ratio in JPDR.....	40
Appendix 2. Axial flux distribution in JPDR	42
Appendix 3. Decay heat curve.....	45
Appendix 4. Time delay and lag in recirculation flow	56
Appendix 5. Solution of momentum equation	47
Appendix 6. Determination of void fraction	51
Appendix 7. Check of modified Hogle's circuit	53
Appendix 8. Lists of nomenclature and numerical constants	53

1. 緒 言

ここに JPDR の炉心動特性の解析をとり上げる理由は3つある。第1は、1963年 JPDR が初の出力運転をおこない、各種の動特性関係の測定がなされたが、その解析がまだ不十分なため、これを実施する必要があったこと。第2は、JPDR のごとき自然循環 BWR の炉心動特性の解析は、すでに多数なされているが、JPDR での実測結果を調べると、それらの解析の展開の仕方に若干疑義が生じてきたので、これを改訂する必要があると考えられたこと。第3は、JPDR で今後、各種の実験試験をおこなう予定であるが、そのための基礎計算解析ができ、しかも一般 BWR の設計にも利用し得るように、できるだけ一般性のある正確で有用なモデルを作る必要があること、である。

第1の点について、確かに報告¹⁾²⁾はあるが、結果の詳細な検討吟味までは立ち入っていない。しかしながら、あらかじめ解析をおこなったものはある。たとえばGE社では、HOGLE によってモデルを完成し、JPDR の動特性過渡特性を解析している。³⁾(このモデルと当モデルとの比較は 5.3 章でのべる)しかしこの解析では、実測結果と比較できないか、できても差異があったり、あるいは解析方法に多少疑義があったりしてモデルとして再検討を要すると考えられた。三井田らは、微分法による動特性モデルを熱水力的面上においてかなり、整然とした形で作り上げ⁴⁾⁵⁾、これが AKCASU のモデル⁶⁾と非常に良い一致を見たことが示され、JPDR の数値を用いた解析例をあげているが、JPDR の実測結果と合致するか否かは不明であった。

第2の点について、最近、特に展開される微分型の解析においては、その解析の展開を可能ならしめるため、最初にかなり大胆な、仮定を置く。三井田らは、イ)スリップ比一定⁷⁾、ロ)炉心軸方向の出力分布一定という仮定から始めて、詳細な伝達関数の誘導にいたっている。AKCASU は同じ微分型で steam perturbation velocity なる新しい概念を用いている。これは局所的な気泡量の変化が起ると気泡流速の変化をもたらすがその変化の伝播する速度をいっている。実際に使用する時は、彼はこれを単なる蒸気速度と同一とし、しかもそれは炉心軸に沿って、出力の如何にかかわらず一定という仮定を置いている。確かに今まで BWR の動特性解析においては、スリップ比を1とした例がほとんど大部分である(たとえば文献 7) 8) 9))。また軸方向の出力分布を一定と仮定して、実測と良く合ったという例もある¹⁰⁾。しかしながら JPDR で実測し、または実測値から計算すると、上記の仮定は、必ずしも正しいとはいえない。いい換えると、計算展開のために簡略化する正当性があるとはいえないように思われてきた。

第3の点について、JPDR は直接サイクルの沸騰水炉であるため、炉心動特性は、非常に敏感に外部回路の影響を受けること、またこの型の炉では、外部の圧力制御系が必ず必要であることなどから、外部系統の動特性がかなり重要になりそうで、これの解析をおこなうのにも、正確な炉心動特性モデルが必要となった。各種の実験試験、たとえば、パイルオシレータ実験をおこなうため予備計算は安全性の上からもきわめて大切なことである。

以上の諸条件を勘案して、新たにここにモデルを作り上げる試みをなし、これを利用して、JPDR での実測結果と合致するか否かを調べ、かつ、他のモデルとの比較をおこなった。

2. 諸式の導入

2.1 2相流動特性解法の基礎

BWR 炉心動特性解析で、最も重要なことは、水と蒸気の混合流（2相流）の解析である。そこでまず、この問題解法を縦覧する。

一般に2相流動特性解析の基本式は次の3つである。

イ) 質量のバランス

$$\begin{aligned} & \text{(質量変化の割合)} + \text{(質量流の正味の流出)} = 0 \\ & \frac{\partial}{\partial t} [\rho_w(1-f) + \rho_s f] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_w(1-f)w_w + \rho_s f w_s] = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

ロ) エネルギーのバランス

$$\begin{aligned} & \text{(熱の貯蔵割合)} + \text{(熱の正味の流出)} = \text{(熱エネルギー入力)} \\ & \frac{\partial}{\partial t} [\rho_w(1-f)u_w + \rho_s f u_s] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_w(1-f)w_w i_w + \rho_s f w_s i_s] = Q \end{aligned} \quad (2)$$

ただし u は内部エネルギーで

$$u = i - pv/J \quad (3)$$

ハ) 運動量のバランス

(運動量の変化の割合) + (運動量の正味の流出) = (圧力差) + (外力, 自重) + (損失)

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_w(1-f)w_w + \rho_s f w_s] + \left\{ w_w \frac{\partial}{\partial z} [\rho_w(1-f)w_w] + w_w \frac{\partial}{\partial z} (\rho_s f w_s) \right\} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{F}{A_c} - (\text{F.P.D.}) \quad (4)$$

ここで、未知数は ρ, f, w, i および v で、これらは一般には、すべて t, z, p および Q の関数である。上記5ヶの未知数を解くには、上記3つの式 (u の式はその前の式に含まれると考える。) の他に2つの式があれば必要にして十分である。これらのために、

イ) 圧力 p を決定する式、(圧力 p は、原子炉容器のドーム、蒸気速度によって決まる。)

ロ) 流速 w を決定する式、(自然循環 BWR においては、炉心入口流量は、炉内の気泡量によって決定され、強制循環の場合は、ポンプがこれを決定する。)のごとき式を用いればよい。

さて實際上、上の各式のうちで、運動量バランスの式を炉心について微分型で利用すると、非常に難解であるので、一般には便法として、この式を使わないで、別な概念“スリップ比”を導入して代用している。

$$\text{スリップ比 } \gamma(z, t, p) = \frac{w_s(z, t, p)}{w_w(z, t, p)} \quad (5)$$

運動量バランスの代りに、スリップ比を用いるときは、一般には(4)式の右辺の2項がゼロ、すなわち炉内の静的圧力は一様であり、しかも外から何らの物理的外力は加わらないという考えに立つ。

以上のように(4)式の代りに(5)式を用い、しかもこれをきわめて簡単な形、すなわち、 $\gamma=1$ で代表させれば2相流の動特性の解析は容易に展開できる。

注意せねばならぬのは、スリップ比は、厳密には、炉内で、場所により、圧力により、また時間により、変化しているのであるから、スリップ比の概念を導入しても実際には簡単にならないはずである。しかし、一般にスリップ比の概念を用いたい理由は、大胆な仮定 $\gamma=1$ として式を簡略化したいためであり、このような簡略化では、運動量バランスの式を簡略化した場合と大差がなくなる。

ただし、ここでは、通常の解析法をたどってみる。すなわち(1)(2)両式ならびに(5)式=1の3つの式から出発する。ここで w_w, w_s 、および f を、時間と位置のみの関数としての未知数とし、 i, ρ 、および v は p を通じて t の関数となるとする。

さて上の各式を解くのに、まず炉心の個々の点を定めてそこで直接解く微分型と、まず炉心についてこの

各式を積分したあとで解く積分型とに分れる。

2.2 微分型解法

上記(1)(2)の両式を f について解くと次の式が得られる¹⁾。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + U \frac{\partial f}{\partial z} = q \tag{6}$$

ただし

$$U = F_3(f) \left[w_0 + \int_{z_1}^z \left\{ \frac{\Delta v}{\Delta i} \left[Q + \left(\frac{1}{J} + F_1(f) \right) \frac{dp}{dt} \right] + F_2(f) \frac{dp}{dt} \right\} dz \right]$$

$$q = \frac{1}{\rho_s \Delta i} F_4(f) \left[Q + \left(\frac{1}{J} + F_1(f) \right) \frac{dp}{dt} \right] + F_5(f) \frac{dp}{dt}$$

ここで実際上 $\frac{1}{J} \ll F_1(f)$ であるから $\frac{1}{J}$ は無視する。

U はボイドの見掛けの速度、 q はボイドに作用する見掛けの力である。

$F_1(f)$ から $F_5(f)$ まではスリップ比 γ によって TABLE 1 のように分類される。

TABLE 1 List of $F_1(f)$, $F_2(f)$, $F_3(f)$, $F_4(f)$ and $F_5(f)$

	$\gamma \neq 1$	$\gamma = 1$
$F_1(f)$	$-\left[\rho_w(1-f) \frac{\partial i_w}{\partial p} + \rho_s f \frac{\partial i_s}{\partial p} \right]$	same as the left
$F_2(f)$	$-\left[\frac{1-f}{\rho_w} \frac{\partial \rho_w}{\partial p} + \frac{f}{\rho_s} \frac{\partial \rho_s}{\partial p} \right]$	same as the left
$F_3(f)$	$\frac{\gamma + f(1-f) \frac{\partial \gamma}{\partial f}}{(1-f + \gamma f)^2}$	1
$F_4(f)$	$\frac{1-f + \gamma f \rho_s / \rho_w}{1-f + \gamma f}$	$1 - f + f \frac{\rho_s}{\rho_w}$
$F_5(f)$	$\frac{f(1-f) \left(\frac{\gamma}{\rho_w} \frac{\partial \rho_w}{\partial p} - \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial \rho_s}{\partial p} \right)}{1-f + \gamma f}$	$f(1-f) \left(\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial \rho_w}{\partial p} - \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial \rho_s}{\partial p} \right)$

定常点のまわりの微小変位を考慮して(6)式を線型化すれば、

$$\frac{\partial \delta f}{\partial t} + U^* \frac{\partial \delta f}{\partial z} = \delta q - \left(\frac{\partial f}{\partial z} \right)^* \delta U \tag{7}$$

ただし

$$\delta q = q^* \left(\frac{\delta F_4}{F_4^*} + \frac{\delta Q}{Q^*} \right) + \left[F_1^* \left(\frac{1}{\rho_s \Delta i} \right)^* F_1^* + F_5^* \right] \frac{dp}{dt} + Q^* F_4^* \delta \left(\frac{1}{\rho_s \Delta i} \right)$$

$$\delta U = U^* \frac{\delta F_3}{F_3^*} + F_3^* \left(\frac{\Delta v}{\Delta i} \right)^* \int_{z_1}^z \delta Q dz + F_3^* dw_0 + F_3^* \int_{z_1}^z Q^* \left(\frac{\partial (\Delta v / \Delta i)}{\partial p} \right) dp dz$$

$$- F_3^* \left(\frac{\Delta v}{\Delta i} \right)^* Q^*(z_1) \delta z_1 + F_3^* \int_{z_1}^z \left[\left(\frac{\Delta v}{\Delta i} \right)^* F_1^* + F_2^* \right] dz \frac{dp}{dt}$$

今 f の関数としからざるものにとに区別し、ラプラス変換すると、

$$\frac{\partial \delta f}{\partial z} + \left[\frac{s}{U^*} \delta f - \frac{q^*}{U^*} \delta \ln \frac{F_4}{F_3} \right] = \varphi / U^* \tag{8}$$

あるいは $\frac{\partial \delta f}{\partial z} + \left[\frac{s}{U^*} \delta f - \frac{q^*}{U^*} \frac{d(\ln F_4 / F_3)}{df} \right] \delta f = \varphi / U^*$

ここで $\varphi = q^* \frac{\delta Q}{Q^*} + \left[F_1^* \left(\frac{1}{\rho_s \Delta i} \right)^* F_1^* + F_5^* \right] \frac{dp}{dt} + Q^* F_4^* \delta \left(\frac{1}{\rho_s \Delta i} \right)$

$$\begin{aligned}
& -\frac{q^* F_3^* (\Delta v)}{U^* (\Delta i)} \int_{z_1}^z \delta Q dz - q^* \frac{F_3^*}{U^*} \delta w_0 - \frac{q^* F_3^*}{U^*} \int_{z_1}^z Q^* \left(\frac{\partial (\Delta v / \Delta i)}{\partial p} \right) \delta p dz \\
& + \frac{F_3^* q^* (\Delta v)}{U^* (\Delta i)} Q^*(z_1) \delta z_1 - \frac{q^* F_3^*}{U^*} \int_{z_1}^z \left[\left(\frac{\Delta v}{\Delta i} \right) F_1^* + F_2^* \right] dz \frac{d\delta p}{dt}
\end{aligned}$$

(8) を積分すれば、

$$\begin{aligned}
df &= e^{-\int s/U^* dz} \int e^{\int d \ln F_4/F_3} \left[\int_{z_1}^z e^{\int s/U^* dz} - \int d \ln F_4/F_3 \frac{\phi}{U^*} dz \right] \\
&= \frac{F_4}{F_3} e^{-\int s/U^* dz} \left[\int_{z_1}^z \frac{F_3}{F_4} e^{\int s/U^* dz} \frac{\phi}{U^*} dz \right] \quad (9)
\end{aligned}$$

したがって炉心内の全蒸気量の変化分 δR_s は df を積分して

$$dR_s = \int_{z_1}^{z_2} df dz \quad (10)$$

として求めることができ、外乱 $\delta Q/Q^*$, δw_0 , δp , $d\delta p/dt$, δz , などから δR_s への伝達関数を求めることができる素地が完成した。

さて、今2つの仮定を置く。

イ) スリップ比 $\gamma^*(z) = 1$, 炉内圧力は一様とするので γ は p に無関係となる。

ロ) 熱出力 $Q^*(z) = \bar{Q} = \text{一定}$ 。

このように仮定すれば $F_1(f)$ ないし $F_3(f)$ は非常に簡単になり、かつ

$$U^*(z) = w_s^*(z) = w_w^*(z) = w_0^* + \bar{Q} (\Delta v / \Delta i) (z - z_1)$$

となり、 z に関する1次式で容易に解析展開ができる。そして、この微分型解析法による結果、およびこれを JPDR に利用して得た特性については、各種の機会に発表された^{12) 13) 4) 5)}。

しかしながら、JPDR を運転した結果、上記の2つの仮定が必ずしも妥当でないことが判った。すなわち

イ) JPDR でのスリップ比は、実測結果も、理論解析からも1よりかなり大きい。(付録1参照)

ロ) 定常状態における炉出力の、軸方向分布は、予想ほど良いものではない。(付録2参照) 最も代表的な正弦波よりも悪いピーキングである。

以上の2つの条件をそのまま含めて、前記(9)式を使って式の展開をすることは、ほとんど不可能であり、また、たとえ γ に1よりも大きな一定数値を与え、 $Q(z, t)$ を、代表的な正弦波 $\bar{Q}(t) \sin(\pi/L)z$ という単純化された条件を用いたとしても(9)(10)式は非常に難解な式となる。すなわち、 U^* が $Q(z)$ なる超越関数を含む関数となるから、その逆数の3重積分として与えられる δR_s はほとんど求め得ないといえる。

一方、出力分布の影響を考慮しない解析では周波数応答の形は実際より大きく異なることが報せられている¹⁴⁾。したがってこの出力分布を計算の中で勘案することが是非必要であると考えた。

そこで考え方を改めて別な解き方を求める。すなわちここではむしろ積分型に属する1つの解法を作り出して用いる。この方法を採用した理由は次のようである。

イ) 微分型でしかも現実に則した仮定において計算を展開することはほとんど不可能である。

ロ) 微分型での解法でも気泡効果は炉心全体に積分してから核回路に帰還させており、核の側の微分型の効果は薄れている。

ハ) 炉心内の微細な挙動を調べるのではなく(現在の解析では不可能、4.2章(7)参照)、核熱水力のそれぞれを同程度の精度において解析できるような式をたて、炉外の各種の制御系、安全系との関連を見るには、積分型の解法で十分である。

ニ) HOGLE の解法は積分型に属するものであるが、彼の解析の展開においては、気泡体積率を与える因子、再循環量に影響する因子、および式の誘導法、飽和領域の式の展開法、気泡通過時間の評価、各種の数値のとり方などに疑義がある。かつ同じ精度でしかも簡略化可能な箇所があり、改善の必要が考えられた。

そこでここに、新たに動特性解析のためのモデルを開発することにした。

2.3 解析モデルの設定上の前提

このモデルでは、ある領域の解析は、その積分平均を用いて点近似をしている。
式を設定するにあたり、重要な仮定を列挙すると次のようになる。

- イ) 遅発中性子は ^{235}U の 6 群のみについて考える。
- ロ) 崩壊熱を速発出力の 7% とする。
- ハ) 即発出力の 3% に相当する出力は減速材中で発生する。
- ニ) 炉心内圧力は一様で、これは圧力容器ドーム内圧力で決定される。
- ホ) 初期条件としての Q^* 、キャリアンダなどは、JPDR での実測値か、またはそれから推定される結果を利用する。
- ヘ) スリップ比の概念をむしろ採用せずに、自然循環ループについて直接モメンタムの式を用いる。(2.10 章)
- ト) 中性子温度は、物理的温度の 1.8 倍とし、ドプラ係数は中性子温度に比例する。(3.2.2.3 章)
- チ) 変化分の空間分布は定常分と同じとする。(付録 2)
- リ) 気泡係数は炉心気泡量に比例する。
- ヌ) 原子炉は裸で、中性子エネルギーは 1 つとする。
- ル) キャリアンダは炉心出口蒸気量の 20% (再循環流の約 1%) とする。(付録 1 参照)
- ヲ) 浄化脱塩器系への流出、シールクーラントの流入は無視する。
- ワ) 減速材温度係数の効果は無視する。(3.2.2.2 章)
- カ) 水位制御の 3 要素制御は無視する。(3.4 章)

2.4 中性子拡散系の式の設定

1 群近似中性子拡散方程式は

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{w} \frac{\partial \phi}{\partial t} &= D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + k_{\infty} \phi \Sigma_a (1 - \beta_{\text{eff}}) L_t + \sum_i \lambda_i C_i \\ \frac{\partial C_i}{\partial t} &= -\lambda_i C_i + k_{\infty} \cdot \Sigma_a \cdot \beta_i \cdot L_t \cdot \phi \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

平衡状態では $\nabla^2 \phi + B^2 \phi = 0$ であり、また

中性子寿命 $l_0 \equiv 1/w \Sigma_a$

拡散距離 $L^2 \equiv D/\Sigma_a$

熱中性子非漏洩率 $L_t \equiv 1/(1+B^2 L^2)$

実効熱中性子寿命 $l_t \equiv l_0 L_t$

$$k_{\text{eff}} \equiv k_{\infty} \cdot L_t \cdot L_t$$

$$\Delta k_{\text{eff}} \equiv k_{\text{eff}} - 1$$

の諸条件を代入すると

$$l_t \frac{\partial \phi}{\partial t} = (\Delta k_{\text{eff}} - \beta_{\text{eff}} k_{\text{eff}}) \phi + \sum_i \frac{\lambda_i C_i}{\Sigma_a} L_t$$

$$\frac{L_t}{\Sigma_a} \frac{dC_i}{dt} = -\frac{\lambda_i C_i}{\Sigma_a} L_t + k_{\text{eff}} \beta_i \phi$$

今

$$\phi \equiv \phi^* + \delta \phi$$

$$C \equiv C^* + \delta C$$

$$\beta_{\text{eff}} \phi^* \equiv \frac{\lambda C^*}{\Sigma_a} L_t$$

$$k_{\text{eff}} \cong 1$$

$$\beta_i \delta \phi \ll 1$$

とすれば

$$\left. \begin{aligned} \frac{L_i}{\beta_{eff}} \frac{\partial \delta \phi}{\partial t} &= \left(\frac{\Delta k_{eff}}{\beta_{eff}} \right) (\phi^* + \delta \phi) - \delta \phi + \sum_i \frac{\lambda_i L_i}{\beta_i \Sigma_a} \delta C_i \\ \frac{L_i}{\beta_i \Sigma_a} \frac{\partial \delta C_i}{\partial t} &= \delta \phi - \frac{\lambda_i L_i}{\beta_i \Sigma_a} \delta C_i \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

δC_i を消去しラプラス変換すれば

$$\frac{\delta \phi}{\phi^* + \delta \phi} = \frac{\Delta k_{eff}/B_{eff}}{s \left(\frac{l}{\beta_{eff}} + \sum_i \frac{\beta_i/\beta_{eff} \tau_i}{s+1} \right)} \quad (13)$$

2.5 熱発生割合

今次の仮定を設ける。すなわち、この中性子束と出力は比例するが、このうちの3%は、減速材の中で消費され、他の97%は燃料表面から冷却材に伝わる。

上記の中性子束に比例する出力の7.5%の量の崩壊熱が常時加わり、炉全出力をなしている。すなわち、 ϕ^* に相当する出力は、全出力の $1/(1+0.075)=0.93$ であり、崩壊熱は0.07、すなわち7%であるとする。この崩壊熱を次の式で近似する。

$$0.03 \phi^* + \frac{0.03}{1+32s} (\phi^* + \delta \phi) \quad (14) \quad (\text{付録3参照})$$

このような仮定を設けると、燃料内で発生する熱量 n_F は

$$n_F^* + \delta n_F = 0.97 (\phi^* + \delta \phi) + 0.03 \phi^* + \frac{0.03}{1+32s} (\phi^* + \delta \phi)$$

あるいは、

$$\delta n_F = \left(0.97 + \frac{0.03}{1+32s} \right) \delta \phi \quad (15)$$

もちろん、全出力としては、 δn_F 以外に $0.03 \delta \phi$ に相当する減速材の発熱量が加わる。

2.6 燃料からの熱伝達

燃料内で発生した熱 δn_F の表面への熱伝達 δQ はハンケル変換を用いて求める。

$$\frac{\delta Q}{\delta n_F} = K \left(\frac{\gamma_1}{1+\tau_{1s}} + \frac{\gamma_2}{1+\tau_{2s}} + \frac{\gamma_3}{1+\tau_{3s}} + \dots \right) \quad (16)$$

ここで

$$K = \frac{2\kappa}{a} \left[\frac{\kappa}{v} + \frac{I_0(\kappa a)}{I_1(\kappa a)} \right]$$

$$\gamma_i = \frac{v^2}{(v^2 + \lambda_i^2)(\kappa^2 + \lambda_i^2)}$$

$$\tau_i = \frac{1}{C \lambda_i^2}$$

$$v = h_{uw}/k_u$$

$$C = k_u/\rho_u C_u$$

λ_i は次の式の根である。

$$v J_0(\lambda_i a) - \lambda_i J_1(\lambda_i a) = 0$$

さて諸常数を求めて上式に代入すると次の式を得る。

$$\frac{\delta Q}{\delta n_F} = \frac{0.795}{1+10.5s} + \frac{0.147}{1+2.0s} + \frac{0.058}{1+0.8s}$$

これを2項だけで近似すると

$$\frac{\delta Q}{\delta n_F} \sim \frac{0.853}{1+10.5s} + \frac{0.147}{1+2.0s} \quad (17)$$

2.7 炉心内の Hydrodynamics (Fig. 1 参照)

(1)(2) 式の左右両辺に、冷却材流路断面積をかけて、炉心の飽和領域で積分をおこなう。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(M_{wc\ sat} + M_{s0}) &= W_0 - W_{w2} - W_{s2} + \rho_w \frac{\partial V_{c\ sat}}{\partial t} \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[M_{sc} \left(i_s - \frac{pv_s}{J} \right) + M_{wc\ sat} \left(i_w - \frac{pv_w}{J} \right) \right] \\ &= Q_{z_2}^2 + W_{w1} i_w - W_{w2} i_w - W_{s2} i_s \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

炉心の中では冷却材は制御棒のあるインターチャンネル部をも通るが、ここは炉心内では加熱部と隔離されているので上の方程式の中では考えなくて良い。

さて積分をおこなう時の積分常数として

$$V_{c\ sat} = v_s M_{sc} + v_w M_{wc}$$

ここで $\rho_w \frac{\partial V_{sat}}{\partial t}$ は沸騰開始点の変化の効果を示す。

同様に、炉心内、サブクール領域で積分をおこなうと、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(M_{wc\ sub}) &= W_0 - W_{w1} - \rho_w \frac{\partial V_{sat}}{\partial t} \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[M_{wc\ sub} \left(i_w\ sub - \frac{pv_{sub}}{J} \right) \right] \\ &= Q_{z_2}^2 + W_0 i_0 - W_1 i_w \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$$V_{c\ sub} = v_w\ sub M_{wc\ sub}$$

さて $v_w\ sub$ および $i_w\ sub$ を v_w, i_w としても1%以下の誤差にすぎないので、このような代替をおこなう。

$$M_{wc\ sub} + M_{wc\ sat} = M_{wc}$$

$$V_{c\ sub} + V_{c\ sat} = V_c$$

であることから (18), (19) 式の対応する式を加え合えると、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(M_{wc} + M_{s0}) &= W_0 - W_{w2} - W_{s2} \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[M_{sc} \left(i_s - \frac{pv_s}{J} \right) + M_{wc} \left(i_w - \frac{pv_w}{J} \right) \right] &= Q_c + W_0 i_0 - W_{w2} i_w - W_{s2} i_s \\ V_c &= v_w M_{wc} + v_s M_{sc} = \text{一定} \end{aligned} \right\}$$

今 V_c に関する項を時間で微分し、各式から変動の微小分をとり2次以下の項を無視して線型化し、 $\delta \dot{M}_{wc}$, $\delta \dot{M}_{sc}$ の項を無視すれば、

$$\delta Q - (i_w^* - i_0^*) \delta W_0^* - W_0^* \delta i_0 - W_{w2}^* \left(\frac{\partial i_w}{\partial p} \right)^* \delta p - (i_s^* - i_w^*) \delta W_{s2}' = D_1 \delta p \quad (20)$$

$$D_1 \equiv M_{wc}^* \left(\frac{\partial i_w}{\partial p} \right) - \frac{V_c}{J} - \left(\frac{i_s^* - i_w^*}{v_s^* - v_w^*} \right) \left[M_{sc}^* \left(\frac{\partial v_s}{\partial p} \right)^* + M_{wc}^* \left(\frac{\partial v_w}{\partial p} \right)^* \right]$$

また $v_s \gg v_w$ であるから、近似として

$$\frac{i_w^* v_s^* - i_s^* v_w^*}{v_s^* - v_w^*} \approx i_w^*$$

としました、

$$\frac{\partial i_s}{\partial p} \approx 0$$

の仮定によって求めている。

さて (20) 式において、炉出力 δQ は反応度から原子炉を通じて与えられる。再循環流量 δW_0 は、主と

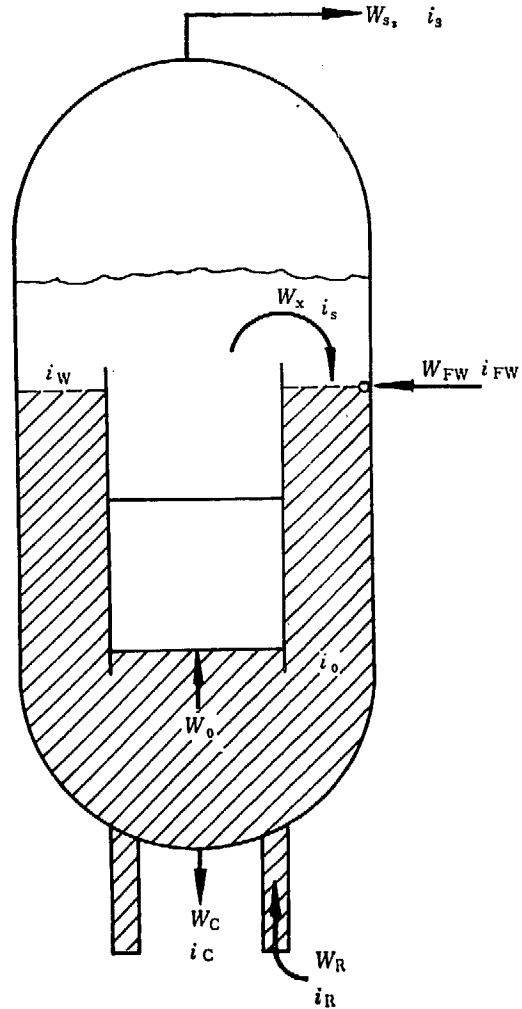


Fig. 1 JPDR in-vessel thermohydrodynamic model

して気泡量による自然循環駆動力によって決まる。圧力 δp は、圧力容器ドームへの流出入する蒸気流量によって決定される。したがって、(20) 式は上記諸変数を入力とし、炉心よりの蒸気流出流量 $\delta W_{s2}'$ を決定する式と考えられる。しかし実際の出口蒸気流 δW_{s2} は炉心通過時間を考えなければならぬので、次の1次おくれで近似する。

$$\delta W_{s2} = \delta W_{s2}' \frac{1}{1 + \tau_s s} \quad (21)$$

τ_s としては1秒を採る。 τ_s が1秒より変る効果については5.2.4章で触れる。

2.8 ドーム、上部プレナム、チムニ内の Hydrodynamics

この領域では発熱源がないので、質量およびエネルギーのバランスの式は

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (M_{ST} + M_{WT}) &= W_{s2} - W_{s3} - 0.2W_{s2} + W_{w2} + W_{leak} - W_{w4} \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[M_{ST} \left(i_s - \frac{p v_s}{J} \right) + M_{WT} \left(i_w - \frac{p v_w}{J} \right) \right] &= (W_{s2} - W_{s3} - 0.2W_{s2}) i_s + (W_{w2} + W_{leak} - W_{w4}) i_w \\ V_T = M_{ST} v_s + M_{WT} v_w &= \text{一定} \end{aligned} \right\}$$

ここでキャリアンダとして、炉心蒸気流の20%を仮定している。

微小変位をとり $\delta \dot{M}_{ST}$, $\delta \dot{M}$ を消去すると、

$$(i_s^* - i_w^*) (\delta W_{s2} - \delta W_{s3} - 0.2 \delta W_{s2}) = D_2 \delta \dot{p} \quad (22)$$

ただし

$$D_2 \equiv M_{WT}^* \left(\frac{\partial i_w}{\partial p} \right)^* - \left(\frac{i_s^* - i_w^*}{v_s^* - v_w^*} \right) \left[M_{WT}^* \left(\frac{\partial v_w}{\partial p} \right)^* + M_{ST}^* \left(\frac{\partial v_s}{\partial p} \right)^* \right] - \frac{V_T}{J}$$

これを求める時は(20)式を求めた時と同じ仮定を用いている。かつ W_{leak} の変化分は他に比べて小さいとして無視している。

2.9 ダウンカマおよび下部プレナム内の Hydrodynamics

この領域についても質量およびエネルギーのバランスによって解けるが、この領域はサブクールされており、キャリアンダの気泡はあってもすみやかに消滅し、質量の増減はないと考えられるので

$$\left. \begin{aligned} 0 &= W_{FW} + W_{w4} + 0.2W_{s2} - W_0 - W_{leak} \\ (W_0 + W_{leak}) i_0' &= W_{FW} i_{FW} + 0.2W_{s2} i_s + W_{w4} i_w \end{aligned} \right\}$$

ここで實際上 W_{w4} は W_{w2} と同じと考えてさしつかえないであろう。

上式を微小変化分について考えれば、

$$\left. \begin{aligned} \delta W_0 &= \delta W_{FW} + \delta W_{w2} + 0.2 \delta W_{s2} \\ i_0^* \delta W_0 + (W_0^* + W_{leak}^*) \delta i_0' &= i_{FW}^* \delta W_{FW} + W_{FW}^* \delta i_{FW} + 0.2 i_s^* \delta W_{s2} \\ &+ W_{w2}^* \left(\frac{\partial i_w}{\partial p} \right)^* \delta p + i_w^* \delta W_{w2} \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

なお W_{leak} の変化分は他に比べて小さいので無視する。

上式で $\delta i_0'$ は、給水スパーチャ直下のサブクールエンタルピーであるので、炉心入口のエンタルピーは、炉心入口までの流れのむだ時間要素と、制御棒ガイドの林立した下部プレナム内での複雑な流路状況におけるおくれ時間要素を考慮に入れて表現しなければならない。

実測の結果、この時間要素 $f(t)$ はラプラス演算子を用いて表わすと、

$$\mathcal{L} f(t) = \exp(-\tau_1 s) / (1 + \tau_2 s) = \exp(-12s) / (1 + 7s) \quad (24)$$

と表現できる。(付録4参照)

ゆえに炉心入口サブクールエンタルピーの変化 δi_0 は

$$\delta i_0 = \delta i_0' \times \frac{e^{-12s}}{1 + 7s} \quad (25)$$

2.10 炉内の運動量特性

(4) 式を一般的に炉内のある領域について積分すると次のようになる。ただし圧力は圧力容器ドームにおいて決定されるという仮定のもとに入口、出口での圧力差はないとする。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_1^2 [\rho_w(1-f)w_w + \rho_s f w_s] dz = \frac{1}{2} [\rho_w(1-f)w_w^2 + \rho_s f w_s^2]_1^2 - g \int_1^2 [\rho_w(1-f) + \rho_s f] dz - g \int_1^2 [F.P.D.] dz - \frac{1}{2} \int_1^2 \left[w_w^2 \rho_w \frac{\partial(1-f)}{\partial z} + w_s^2 \rho_s \frac{\partial f}{\partial z} \right] dz \quad (26)$$

ここで左辺は、その領域での運動量の時間微分、すなわち力である。右辺第1項は、運動量の流出入による増加分、第3項は自重、第4項は摩擦、縮流による損失、第5項は気泡体積率の変化に伴う損失で、沸騰水炉特有のものと考えられる。

(26) 式を再循環ループの各部に適用してそれを総和した後、その微小変化分のみを取り出し変形すると次のようになる。(付録5参照)

$$\frac{\bar{L}}{g} \frac{\partial \delta W_0}{\partial t} = A_c D_3 \delta R_s + A_c D_4 \delta p - K_2 A_c \delta W_0 \quad (27)$$

ただし $\bar{L} = L_c + \frac{A_c}{A_{ch}} (L_{ch} + L_{TPi}) + \frac{A_c}{A_{Dsat}} (L_{TPo} + L_{Dsat}) + \frac{A_c}{A_{Dsub}} L_{Dsub} + \frac{A_c}{A_{LP}} L_{LD} + \frac{A_c}{A_{LP}} L_{LP}$

$$D_3 \equiv \left(\frac{1}{v_w^*} - \frac{1}{v_s^*} \right) (L_c + k L_{ch} - k' L_{Dsat})$$

$$D_4 \equiv R_s^* \left[\frac{1}{v_s^{*2}} \left(\frac{\partial v_s}{\partial p} \right)^* - \frac{1}{v_w^{*2}} \left(\frac{\partial v_w}{\partial p} \right)^* \right] (L_c + k L_{ch} - k' L_{Dsat})$$

$$K_2 \equiv \frac{1}{W_0^*} \left\{ [\rho_s f_D] + \rho_w (1-f_D) \right\} L_{Dsat} + \rho_{Dsub} L_{Dsub} - [\rho_w (1-R_s) + \rho_s R_s] L_c - [\rho_s f_{ox} + \rho_w (1-f_{ox})] L_{ch} - \rho_{LP} L_{LP} \right\}$$

2.11 気泡体積率

炉心内気泡体積率 R_s に影響を与えるのは、イ) 出口蒸気質 X_o 、ロ) 入口流速 W_0 、ハ) サブクーリング Δi_{sub} 、ニ) 出力 Q 、ホ) および圧力などであるが、自然循環型においては、給水エンタルピーが一定である限り、他の1つのパラメータさえきめれば、他のパラメータは自動的に決定される。静的状態での解析をおこなうと、イ) R_s は X_o に大きく左右され他の因子にはほとんど影響されないこと、ロ) R_s は微小範囲ならば大略 X_o に比例関係にあること、が判った。(付録6参照)

そこで、今一般的に考えて

$$R_s^n = K X_o = K \frac{W_{s2}}{W_0 + W_{leak}} \quad (28)$$

とすれば、変化分のみをとって

$$\delta R_s = K_{ws2} \delta W_{s2} - K_{w0} \delta W_0 \quad (29)$$

ただし $K_{ws2} = \frac{1}{n} \frac{R_s^*}{W_{s2}^*}$

$$K_{w0} = \frac{1}{n} \frac{R_s^*}{(W_0^* + W_{leak}^*)}$$

計算においては Fig. App. 6.1 の原研の計算結果を勘案して $n=1$ とした。

2.11 諸式のまとめ

$$\frac{\delta \phi}{\phi^* + \delta \phi} = \frac{\Delta k_{eff} / \beta_{eff}}{s \left(\frac{l}{\beta_{eff}} + \sum_i \frac{\beta_i}{\beta_{eff}} \tau_i / (\tau_i s + 1) \right)} \quad (13)$$

$$\delta n_F = \left(0.97 + \frac{0.03}{1+32s} \right) \delta \phi \tag{15}$$

$$\frac{\delta Q}{\delta n_F} = \frac{0.853}{1+10.5s} + \frac{0.147}{1+2.0s} \tag{17}$$

$$D_1 \delta \dot{p} = \delta Q - (i_w^* - i_0^*) \delta W_0 - W_0^* \delta i_0 - W_{w2}^* \left(\frac{\partial i_w}{\partial p} \right)^* \delta p - (i_s^* - i_w^*) \delta W_{s2}' \tag{20}$$

$$\delta W_{s2} = \delta W_{s2}' \frac{1}{1+\tau_s s} \tag{21}$$

$$D_2 \delta \dot{p} = (i_s^* - i_w^*) (0.8 \delta W_{s2} - \delta W_{s3}) \tag{22}$$

$$\left. \begin{aligned} \delta W_0 &= \delta W_{FW} + \delta W_{w2} + 0.2 \delta W_{s2} \\ i_0^* \delta W_0 + (W_0^* + W_{leak}^*) \delta i_0' &= i_{FW}^* \delta W_{FW} + W_{FW}^* \delta i_{FW} + 0.2 i_s^* \delta W_{s2} \\ &\quad + i_w^* \delta W_{w2} + W_{w2}^* \left(\frac{\partial i_w}{\partial p} \right)^* \delta p \end{aligned} \right\} \tag{23}$$

$$\delta i_0 = \delta i_0' \times \frac{e^{-12s}}{1+7s} \tag{25}$$

$$\frac{\bar{L}}{g} \delta \dot{W}_0 = A_c D_3 \delta R_s + A_c D_4 \delta p - K_2 A_c \delta W_0 \tag{27}$$

$$\delta R_s = K_{w2} \delta W_{s2} - K_{w0} \delta W_0 \tag{28}$$

$$\int \delta \dot{W}_0 dt = \delta W_0 \tag{30}$$

$$\int \delta \dot{p} = \delta p \tag{31}$$

ただし

$$D_1 \equiv M_{WC}^* \left(\frac{\partial i_w}{\partial p} \right)^* - \frac{V_c}{J} - \left(\frac{i_s^* - i_w^*}{v_s^* - v_w^*} \right) \left[M_{SC}^* \left(\frac{\partial v_s}{\partial p} \right)^* + M_{WC}^* \left(\frac{\partial v_w}{\partial p} \right)^* \right]$$

$$D_2 \equiv M_{WT}^* \left(\frac{\partial i_w}{\partial p} \right)^* - \frac{V_T}{J} - \left(\frac{i_s^* - i_w^*}{v_s^* - v_w^*} \right) \left[M_{ST}^* \left(\frac{\partial v_s}{\partial p} \right)^* + M_{WT}^* \left(\frac{\partial v_w}{\partial p} \right)^* \right]$$

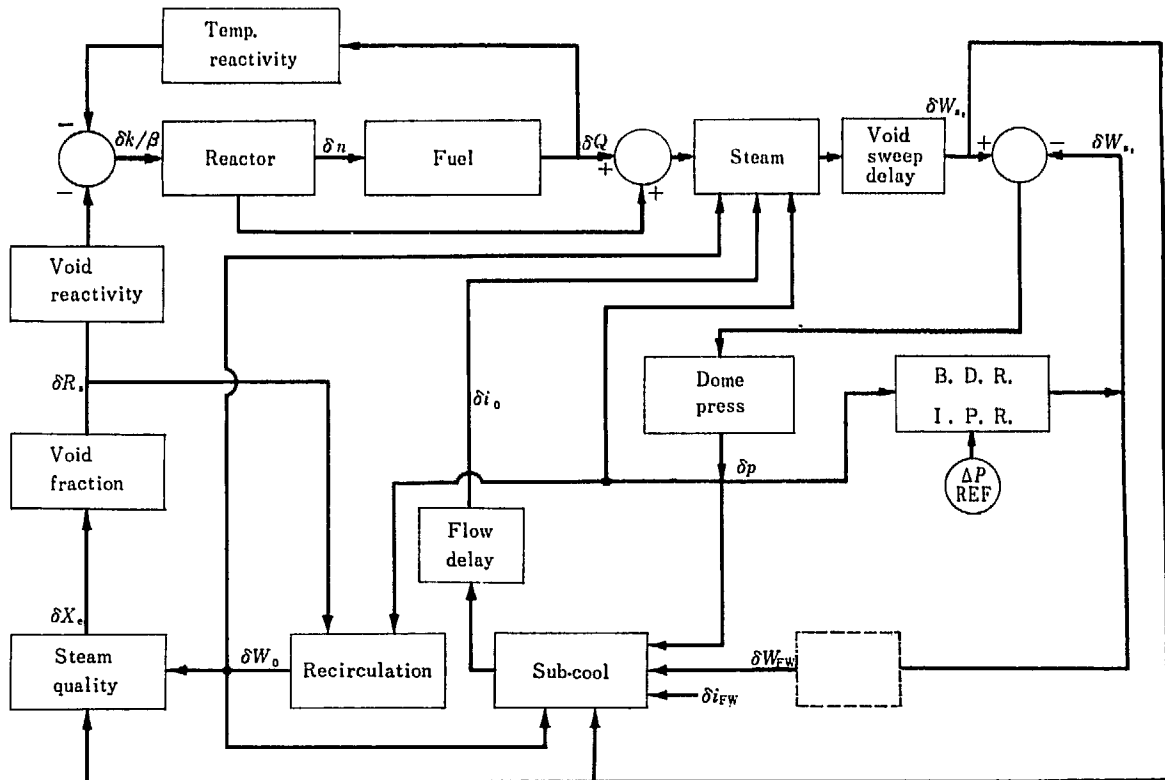


Fig. 2 Block diagram of JPDR dynamics

$$D_3 \equiv \left(\frac{1}{v_w} - \frac{1}{v_s} \right)^* (L_c + kL_{ch} - k'L_{D.sat})$$

$$D_4 \equiv R_s^* \left[\frac{1}{v_s^{*2}} \left(\frac{\partial v_s}{\partial p} \right)^* - \frac{1}{v_w^{*2}} \left(\frac{\partial v_w}{\partial p} \right) \right] (L_c + kL_{ch} - k'L_{D.sat})$$

$$\bar{L} = L_c + \frac{A_c}{A_{ch}} (L_{ch} + L_{TPi}) + \frac{A_c}{A_{D.sat}} (L_{TP0} + L_{D.sat}) + \frac{A_c}{A_{D.sub}} L_{D.sub} + \frac{A_c}{A_{LD}} L_{LD} + \frac{A_c}{A_{LP}} L_{LP}$$

上の13ケの式は $\Delta k_{eff}/\beta_{eff}$, δW_{s3} , δW_{FW} , δi_{FW} をパラメーターと、他の未知数13ケを、決定するに必要にして十分である。

この内 $\Delta k_{eff}/\beta_{eff}$ は、温度および気泡の反応度係数の帰還ならびに、制御棒による反応度として決定される。

δW_{s3} は、出力要求により決定され、 δW_{FW} , δi_{FW} はそれぞれ制御系によって制御され決定される。

以上の結果をブロックダイアグラムとして画くと Fig. 2 になる。

3. 諸常数および諸式の決定

3.1 諸式の決定

2.12 でまとめられた諸式に TABLE App. 8.3 の数値を代入して求めると次のようになる。

$$\begin{aligned}
 (20) \quad & 576 \dot{\delta p} = \delta Q - 4.6 \delta W_0 - 428 \delta i_0 - 517 \delta p - 373 \delta W_{s2}' \\
 (21) \quad & \delta W_{s2} = \delta W_{s2}' / (1+s) \\
 (22) \quad & 5171 \dot{\delta p} = 298.4 \delta W_{s2} - 373 \delta W_{s3} \\
 (23) \quad & \left\{ \begin{array}{l} \delta W_0 = \delta W_{FW} + \delta W_{W2} + 0.28 W_{s2} \\ 283 \delta W_0 + 472 \delta i_0' = 128 \delta W_{FW} + 19.16 \delta i_{FW} + 133 \delta W_{s2} + 291.5 \delta W_{W2} + 517 \delta p \end{array} \right. \\
 (25) \quad & \delta i_0 = \delta i_0' \times \exp(-12s) / (1+7s) \\
 (27) \quad & 0.784 \delta \dot{W}_0 = 3170 \delta R_s - 1.925 \delta p - 1.53 \delta W_0
 \end{aligned} \tag{32}$$

これらを TABLE App. 8.4 の換算係数を用いて計算機に乗せる式とすれば、

$$\begin{aligned}
 \tilde{W}_{s2}' &= -0.499 \tilde{p} - 0.556 \tilde{p} - 0.111 \tilde{W}_0 + 0.52 \tilde{i}_0 + 1.0396 \tilde{Q} \\
 \tilde{W}_{s2} &= \tilde{W}_{s2}' / (1+s) \\
 \tilde{p} &= 0.160 \tilde{W}_{s2} - 0.20 \tilde{W}_{s3} \\
 \tilde{W}_{W2} &= -0.0222 \tilde{W}_{s2} + \tilde{W}_0 - 0.111 \tilde{W}_{FW} \\
 0.118 \tilde{i}_0' &= 0.07104 \tilde{W}_{FW} + 0.005 \tilde{i}_{FW} + 0.0738 \tilde{W}_{s2} + 1.4575 \tilde{W}_{W2} \\
 &\quad + 0.1034 \tilde{p} - 1.440 \tilde{W}_0 \\
 &= -0.9074 \tilde{W}_{FW} + 0.005 \tilde{i}_{FW} + 0.04145 \tilde{W}_{s2} + 0.022 \tilde{W}_0 + 0.1034 \tilde{p} \\
 \tilde{W}_0 &= -1.95 \tilde{W}_0 + 4.10 \tilde{R}_s - 0.098 \tilde{p} \\
 \tilde{i}_0 &= \tilde{i}_0' \times \exp(-12s) / (1+7s)
 \end{aligned} \tag{33}$$

3.2 諸常数の決定

3.2.1 β_{eff} および l (実効中性子寿命)

β_{eff} は、原研で求めている¹⁶⁾。Multigroup Fourier Transform で UGMG(7090)によっておこなった。277°C, ポイゾンカーテン有り, 平均 30% 気泡率で

$$\beta_{\text{eff}} = 0.70363 \times 10^{-2}$$

20°C, ポイゾンカーテン有り, 72 本炉心では

$$\beta_{\text{eff}} = 0.68152 \times 10^{-2}$$

GE のレポート¹⁷⁾によれば, コールドクリーン 72 本炉心で 0.710×10^{-2} になっている。すなわち原研の計算より大きい。GE の別の文献³⁾では実際運転状態で 0.75×10^{-2} を用いている。したがって, ここでは, 中間をとり

$$\beta_{\text{eff}} = 0.73 \times 10^{-2} \tag{34}$$

を採用する。

実効中性子寿命 l としては, GE の文献¹⁷⁾によれば, ホット, 気泡体積率 27% (ただし燃料アセンブリ内), クリーン炉心で

$$\text{熱外エネルギー領域で } l_{\text{ep}} = 0.982 \times 10^{-5} \text{ 秒}$$

$$\text{熱エネルギー領域で } l_t = 4.043 \times 10^{-5} \text{ 秒}$$

であるから, ここでは

$$l = 5.025 \times 10^{-5} \text{ 秒} \quad (35)$$

を採用する。

3.2.2 反応度

3.2.2.1 気泡係数 気泡係数は、実測値と理論値とが良く合ったので、計算値をそのまま利用しても、信頼度が高い。

277°C で、炉心寿命の初期における気泡係数は、

$$-3.0 \times 10^{-3} \Delta k/k/\% \text{ void}$$

と計算されている¹⁸⁾。

すなわち、気泡体積率 $\delta R_s = 1$ の時の反応度は

$$\left(\frac{\Delta k/k}{\beta_{\text{eff}}} \right) = -41 \text{ \$ } (\delta R_s = 1)$$

となる。

演算係数をかければ

$$\left(\frac{\delta k/k}{\beta_{\text{eff}}} \right)_v = -2.05 (\tilde{R}_s) \quad (36)$$

となる。

3.2.2.2 減速材温度係数 277°C, クリーン炉心 (ポイズンカーテン有り) の減速材温度係数は $-110 \times 10^{-5} \Delta k/k/^\circ\text{C}$ と計算された¹⁸⁾ が実測値を外挿すると、その半分、すなわち、 $-55 \times 10^{-5} \Delta k/k/^\circ\text{C}$ くらいである。実際の計算においてはこれを用いなかった。理由は、

1) 定格温度、定格圧力の近傍の運転状態で、考えている、過渡特性の範囲では、圧力変動はせいぜい 1 kg/cm^2 くらい、気泡変動は 1% くらいまでであり、したがって、減速材温度係数による反応度帰還は気泡係数による反応度帰還に比べて小さい。

2) 減速材温度係数が、実際の効果を与えるのは、サブクール領域だけである。

3.2.2.3 ドプラー係数 ドプラー係数は、温度によって変るが、ペレット平均温度 1500°F あたりでは、 $-0.83 \times 10^{-5} \Delta k/k/^\circ\text{F}$ になる¹⁸⁾¹⁹⁾。すなわち $-1.5 \times 10^{-5} \Delta k/k/^\circ\text{C}$ である。しかし、実際にドプラー係数を与える温度は、炉心内の中性子のインポートランスを考えた中性子温度である。この物理的な平均温度と中性子温度との比は $820^\circ\text{C}/460^\circ\text{C} = 1.783$ にも及ぶ¹⁸⁾。

ドプラー係数としては、物理的平均温度に対しては

$$\begin{aligned} -1.5 \times 10^{-5} \times 1.783 \Delta k/k/^\circ\text{C} &= -2.68 \times 10^{-5} \Delta K/K/^\circ\text{C} \\ &= -0.367 \times 10^{-2} \text{ \$ }/^\circ\text{C} \end{aligned}$$

演算係数をかけると、ドプラー係数による反応度は、

$$\left(\frac{\delta k/k}{\beta_{\text{eff}}} \right)_D = -0.1835 \tilde{T}_{av} \quad (37)$$

3.2.3 熱束対燃料平均温度

燃料表面平均熱束 Q^* と燃料平均温度 T_{av}^* の関係は、

$$Q^* = h^* (T_{av}^* - T_{\text{cool}}^*)$$

で表わされる。ここで

h^* (実効熱伝達係数) は燃料温度に無関係に一定として、熱束と温度の微小変化分を取り、 T_{cool}^* はほとんど不変だと仮定する。今 $T_{av}^* = 460^\circ\text{C}$, $T_{\text{cool}}^* = 277^\circ\text{C}$, $Q^* = 45 \text{ MW} = 10,760 \text{ kcal/sec}$ とし、演算係数をかけて変化分だけを考えると、

$$\tilde{T}_{av} = 0.732 \tilde{Q}$$

となる。

3.2.4 原子炉核特性模擬回路

原子炉核特性は (13) 式に示された。これに演算係数をかけると

$$\frac{\tilde{\phi}}{50 + \tilde{\phi}} = \frac{(0.1) (\Delta k/k / \beta_{eff})}{s \left(\frac{l}{\beta_{eff}} + \sum_i \frac{\beta_i / \beta_{eff} \tau_i}{\tau_i s + 1} \right)} \quad (38)$$

解析の対象となる JPDR 炉心は新しい炉心のものであるから β_{eff} としては ^{235}U の値を用いればよい¹⁷⁾。

3.3 BPR および IPR

BPR (タービンバイパス弁制御系), IPR (タービン初圧調整器) は炉圧制御に必要なものである。Fig. 3

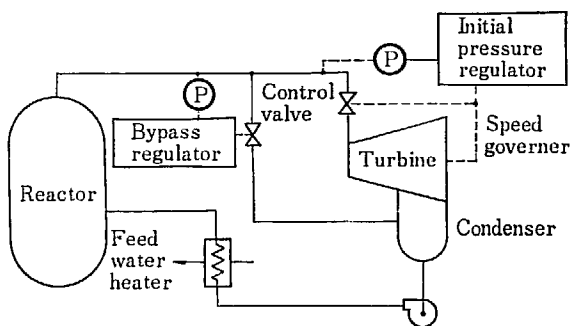
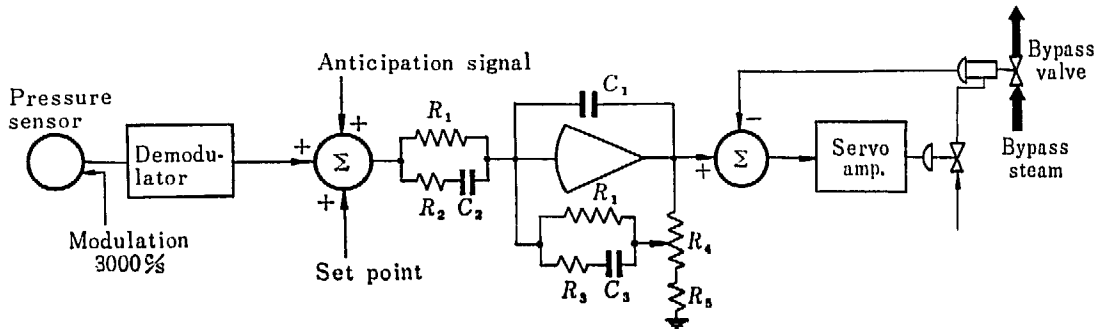


Fig. 3 Bypass regulator and initial pressure regulator

に概略図を示す。BPR はその設定点よりも炉圧が高くなれば開きその制御は 100% 開度に対し 20 psi である。IPR は、炉圧にしたがって制御弁を開閉する制御器で、制御弁 100% 開度に対して 27 psi である。

BPR を Fig. 4 に示す。実測結果は別資料²⁰⁾にあるが、回路は 1 c/s 以上で減衰著しく、測定が難しかったことおよび物理的な意味は、それ以下の周波数にあることを考えてアナログコンピュータ回路として近似すると Fig. 5 のようになりほとんど DC 増幅回路によって決定していることがわかる。この



$$R_1=4.7, R_2=0.47, R_3=0.25, R_4=0.25, R_5=0.027, \\ C_1=0.1, C_2=0.002, C_3=1$$

Fig. 4 Block diagram of bypass regulator

伝達関数は

$$G'_{BPR}(s) \cong \frac{(9.1) (1 + 0.0103 s) (1 + 0.25 s)}{(1 + 0.000935 s) (1 + 0.0581 s) (1 + 0.67 s)} \quad (29)$$

と記される。

次に IPR はスピード ガバナー、負荷制限器などとともにタービン制御弁を動作させる。しかしながら電気信号が入られないため実測は困難であるので、文献³⁾の式をそのまま引用した。

$$G'_{IPR}(s) = \frac{K(1+2s)}{(1+4s)(1+0.5s)}$$

このアナログコンピュータ回路は Fig. 6 で表現できる。しかし、実際にシミュレータを操作した結果では

$$G_{IPR}(s) = \frac{K(1+2s)}{(1+10s)(1+0.5s)} \quad (40)$$

の方が実測に合うことが判った。これは IPR と BPR の同時制御の過渡特性の計算結果から判った。そこで回路を Fig. 7 のように変更した。

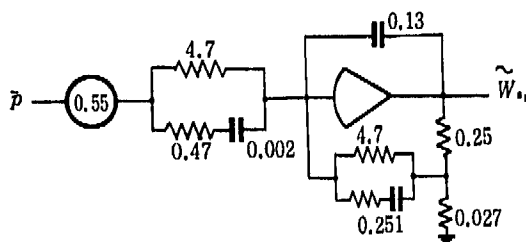


Fig. 5 Simulation of BPR

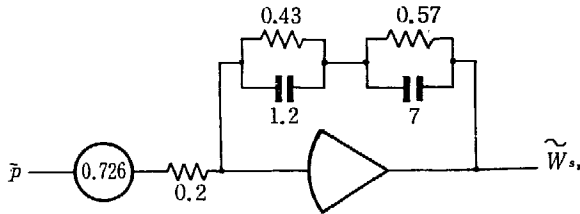


Fig. 6 Simulation of IPR

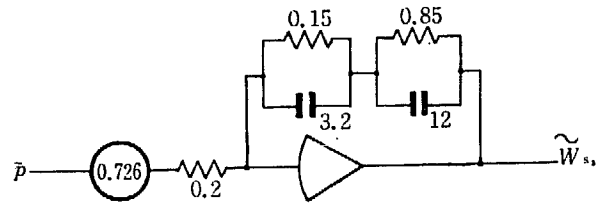


Fig. 7 Revised simulation of IPR

3.4 炉水位 3 要素制御系

炉水位をプログラム制御するため、蒸気流、給水流、炉水位の 3 つの信号を混合して、給水弁の開度を加減する回路については今回は無視する。理由は、イ) 今回の解析は、定格出力付近での過渡現象を取扱っているから、炉水位の変化はあまりないと考えられる。ロ) 蒸気流量の変動にตอบสนองする給水弁の周波数特性の実測値は Fig. 8 のごとくであるが、主として問題にしているのは 1 c/s 以下のところであること、しかも

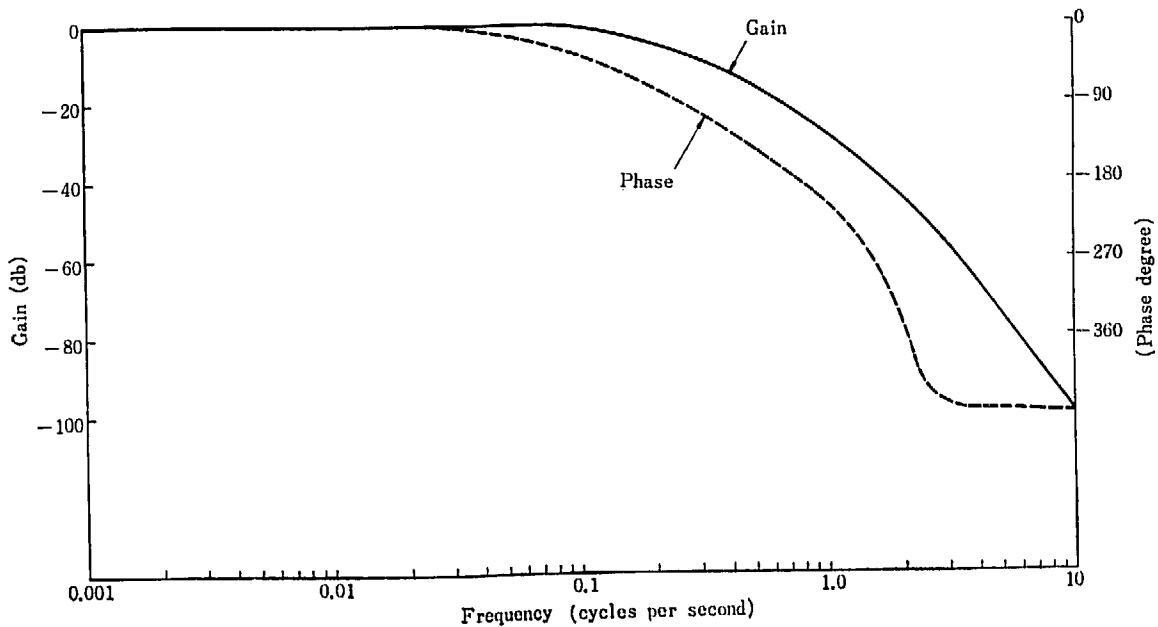


Fig. 8 Transfer function of steam flow to feed water flow

ダウンカマーでの大きなむだ時間を含むことを考えれば、ひどい悪影響はない。ハ) 給水流の変化はサブクールエンタルピーに影響するだけであるが、その効果は本質的に小さい。

3.5 タービン発電機、その他の系統

プラントの動特性解析にはタービン発電機、その他の系統のシミュレーションが必要であるが、今回はイ) 炉心の動特性を見るのが主眼であり、ロ) たとえ圧力制御系 BPR, IPR を運転する場合もタービン発電機の影響は入らないようにしてある。ハ) その他の系統は、今回の定常運転状態の付近の動特性解析では無視してかまわない、という理由で含めてない。

以上 (33) 式から (40) 式までをアナログコンピュータの回路に組んだのが Fig. 9 である。これを用いて計算をおこなう。

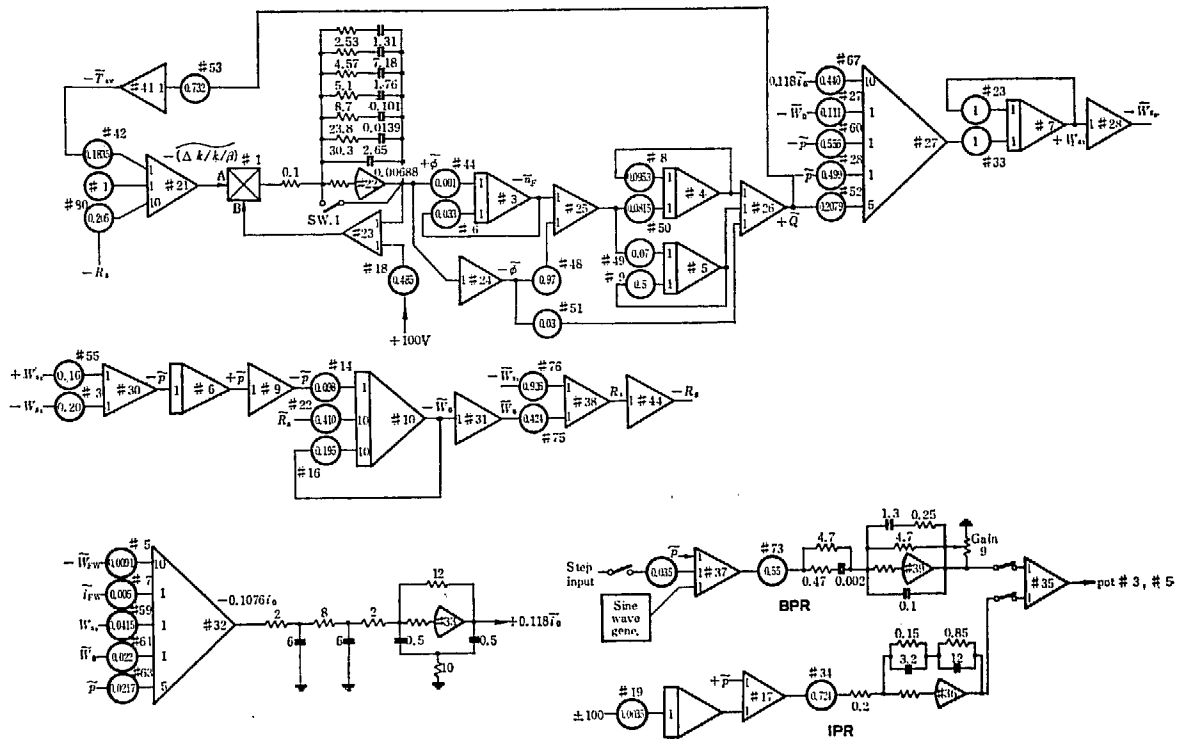


Fig. 9 JPDR analog computer circuit

4. 計 算

4.1 計算の種類

計算はこのモデルの妥当性を調べるため、実験結果と比較できるような過渡試験のみを取扱った。すなわち下記の通りである。以下の各図は実測（太線）と計算値（細線）を比較している。

(1) BPR 運転 制御棒挿入, 引抜 (Fig. 10)

定格出力状態で、蒸気は全部バイパスへ流しておき、制御棒を 15 cm 挿入する。（これは約 30¢ に相当する）現象がおさまれば、再び 15 cm 引抜く。

(2) BPR 運転 設定点変化 (Fig. 11)

定格出力状態で、蒸気は全部バイパスへ流しておき、バイパス弁の設定点をステップで 0.425 kg/cm^2 下げる。（実際には手動変化のため 0.5～1 秒を要す。）現象がおさまれば、設定点を元に戻す。

(3) IPR 運転 制御棒挿入, 引抜 (Fig. 12)

定格出力状態で、BPR は閉じ、蒸気はタービン初圧調整器 (IPR) 制御で、タービンに流しておく。制御棒を 15 cm (約 30¢) 挿入する。現象がおさまれば再び 15 cm 引抜く。

(4) IPR 運転 設定点変化 (Fig. 13)

定格出力状態で、BPR は閉じ、蒸気はタービン初圧調整器 (IPR) 制御で、タービンに流しておく。IPR の設定点を 10 psi 下げる。（モーター回転のため約 10 秒を要す）現象が落ついたら、設定点を元に戻す。

(5) BPR+IPR 運転, IPR 設定点変化 (Fig. 14)

定格運転状態で、蒸気は IPR 制御でタービンに流しておき、バイパス弁は閉じているが、設定点は定格圧力のところにおく。IPR の設定点を 10 psi (10 秒) 上げる。現象が落付いたら、設定点を元に戻す。

(6) BPR+IPR 運転, BPR 設定点変化 (Fig. 15)

定格運転状態で、蒸気は IPR 制御でタービンに流しておき、バイパス弁は閉じているか、設定点は定格圧力のところにおく。BPR の設定点を 0.7 kg/cm^2 ステップで下げる。現象が落付いたら、設定点を元に戻す。

(7) BPR 弁開度振動 (Fig. 16(a) および (b) Fig. 17(a) および (b))

定格運転状態で、約 10% の蒸気を BPR でバイパスし、残りをタービンにまわす。負荷制限器をかけてある。BPR の直流増幅器に正弦波電気信号 1 volt を与え ($0.01 \text{ c/s} \sim 3 \text{ c/s}$) で、蒸気流を振動させる。

4.2 計算結果

(1) BPR 運転 制御棒挿入, 引抜 (Fig. 10)

制御棒は 2.3 ¢/sec で約 13 秒 (30¢) 動かす。この間中性子束 $\delta\phi$ 8～10%, 圧力 δp 0.1 kg/cm^2 蒸気流量 δW_s 5 ton/hr. 平均気泡体積率 0.6% の実測結果に対し、計算結果は、大略良い近似をしている。中性子束実測結果はボイドノイズでかなり微細変動しているが変動の振幅、時間的变化特性は $\delta\phi$ の下降時ちょっと不十分だが計算結果でかなりよく表現されている。

(2) BPR 運転 設定点変化 (Fig. 11)

設定点変化は実測の場合 $\pm 0.425 \text{ kg/cm}^2$ である。 $\delta\phi$ 中性子束の最大変化は、約 5% で、周期 11 秒程度の減衰振動特性はよく表現されている。圧力変動のピーク、約 0.6 kg/cm^2 もよく現われている。実測はダンピングが計算よりやや良いようだが、大差ではない。蒸気流量 δW_s は、起ち上りが、計算では、実測より半分ほど小さい。減衰周期も、いささか異なる。これは炉の固有の動特性のためではなく、BPR の 1 c/s 以上の周波数における、利得のピークをシミュレータ回路で表現し得なかったためと考える。低周波領域で

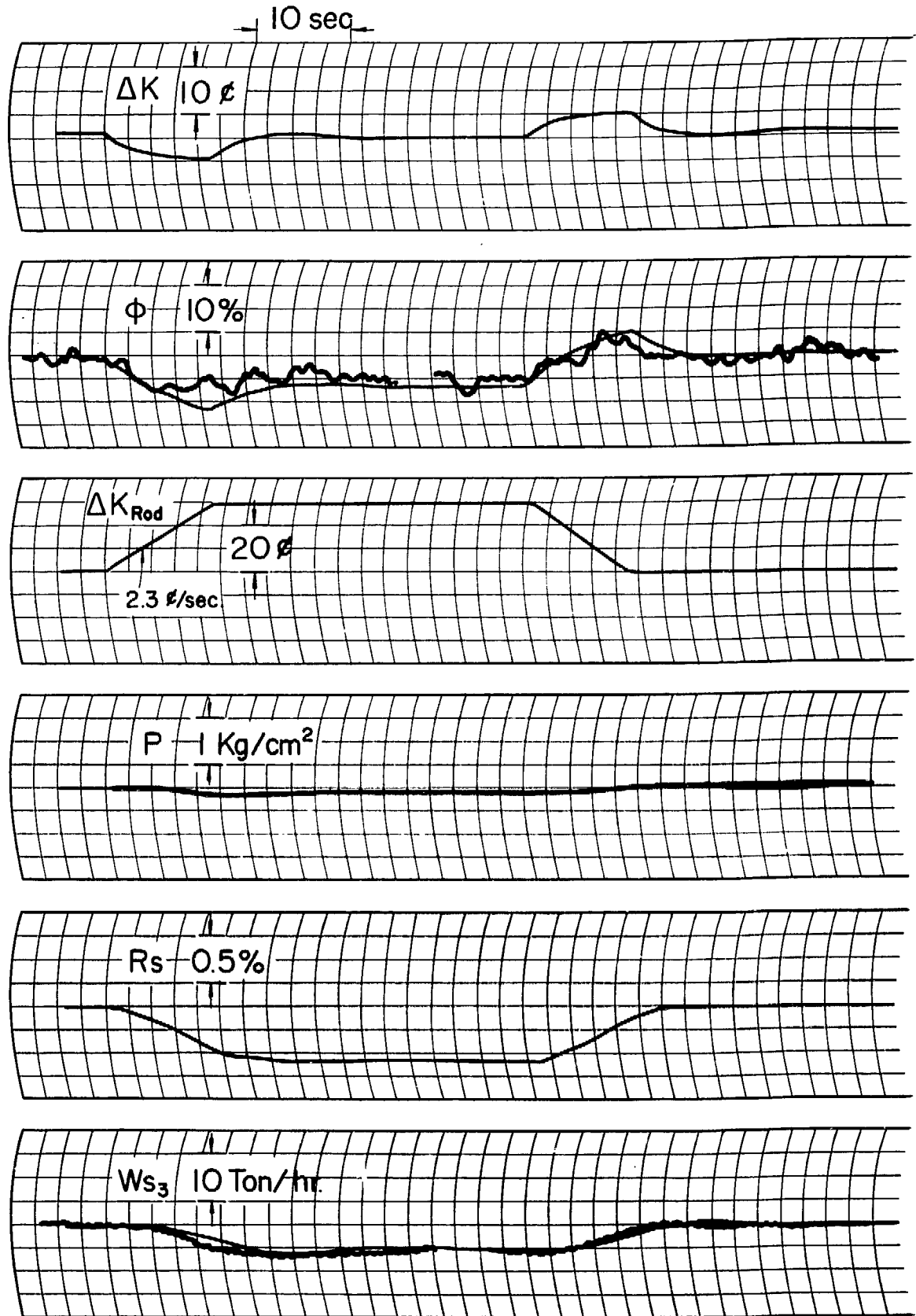


Fig. 10 BPR rod motion



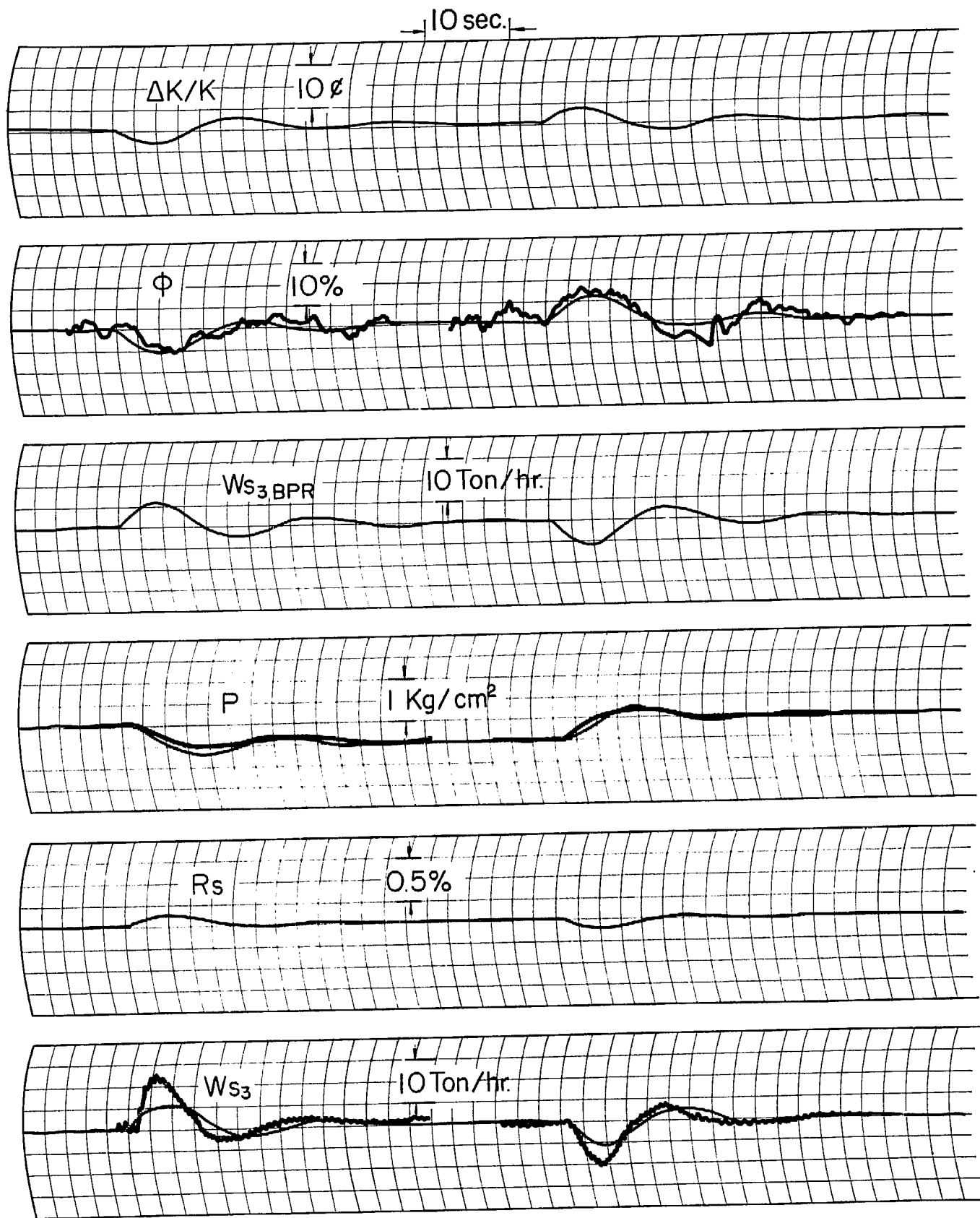


Fig. 11 BPR set point change

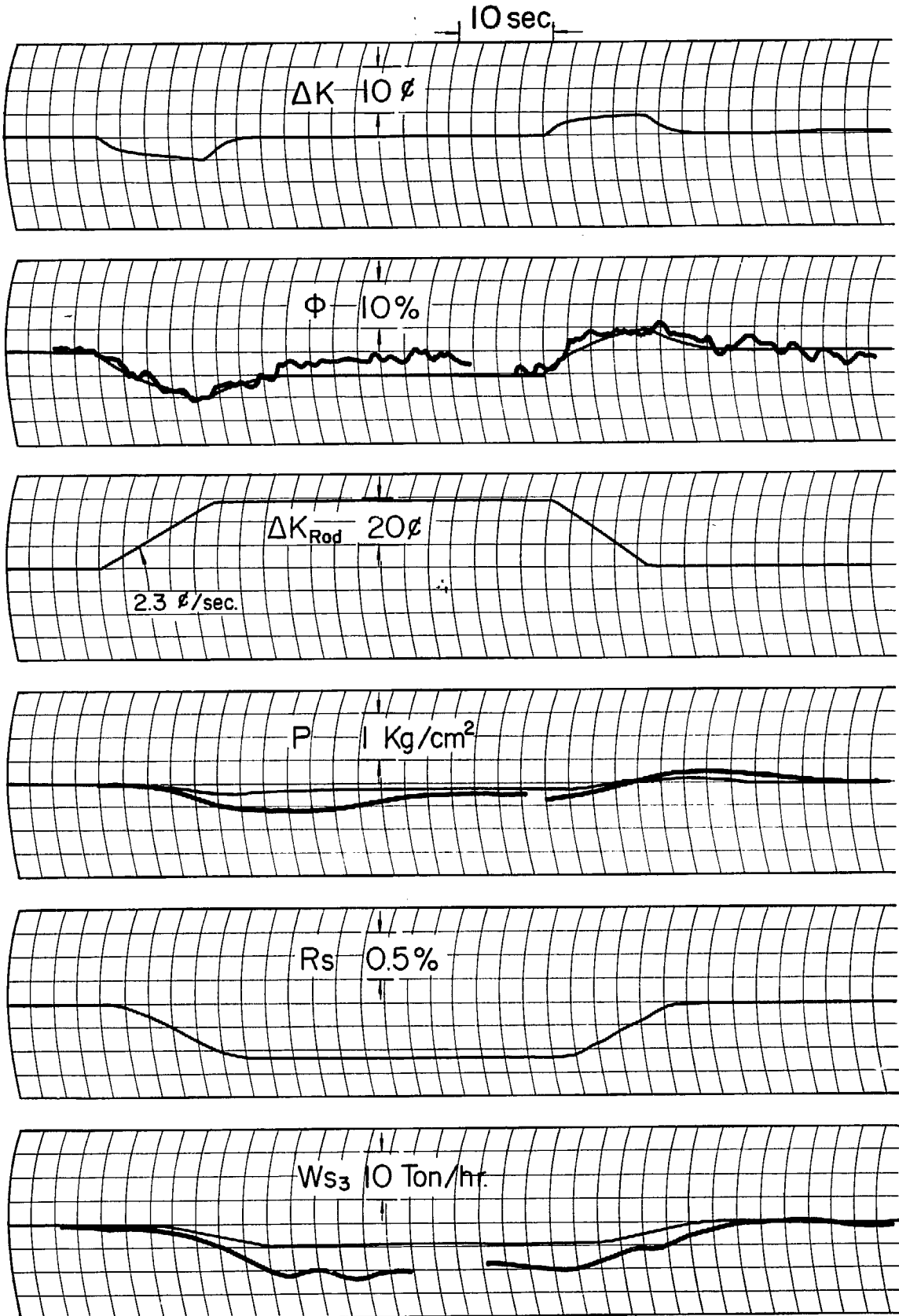


Fig. 12 IPR rod motion

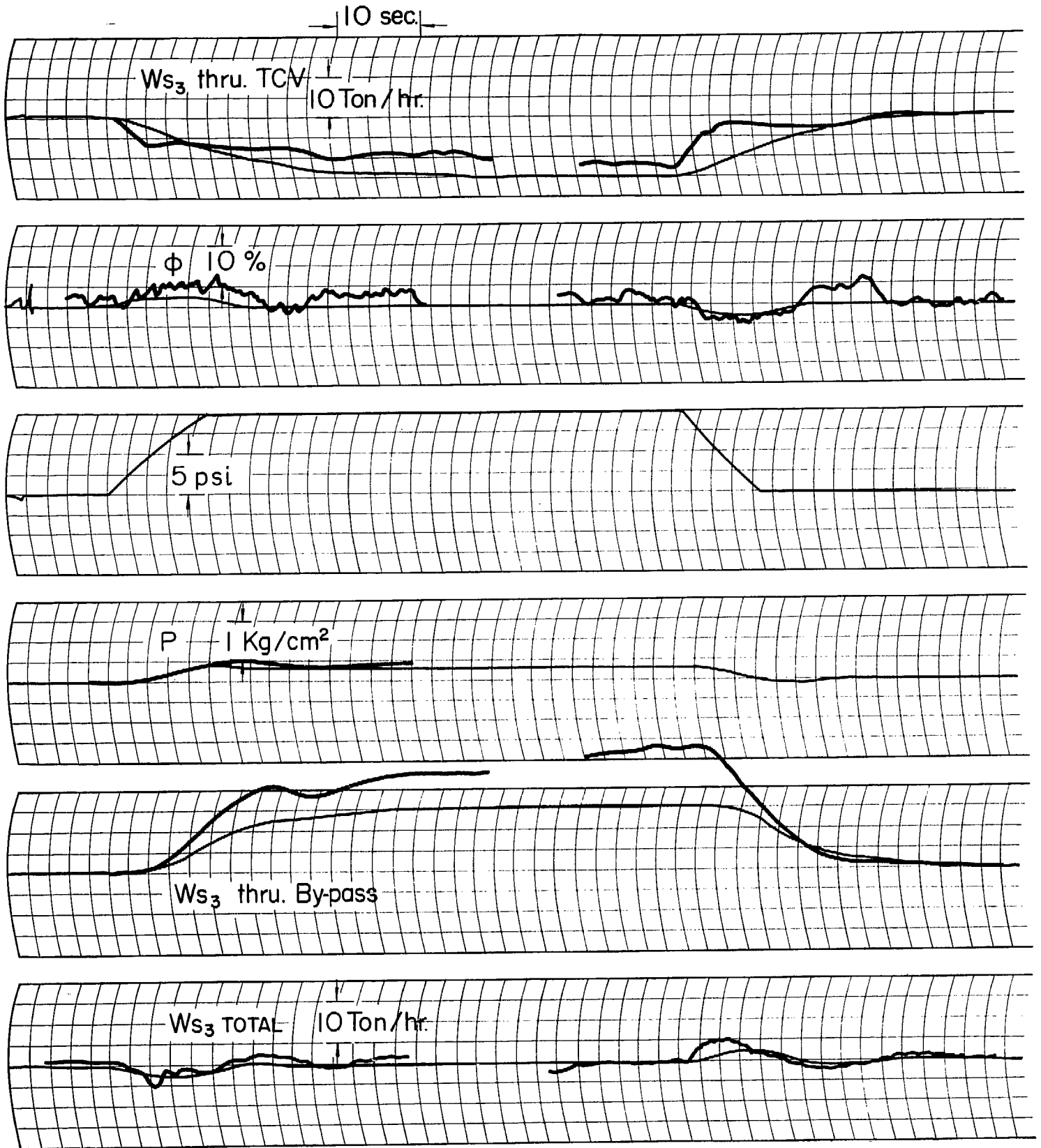


Fig. 14 IPR+BPR, IPR set point change

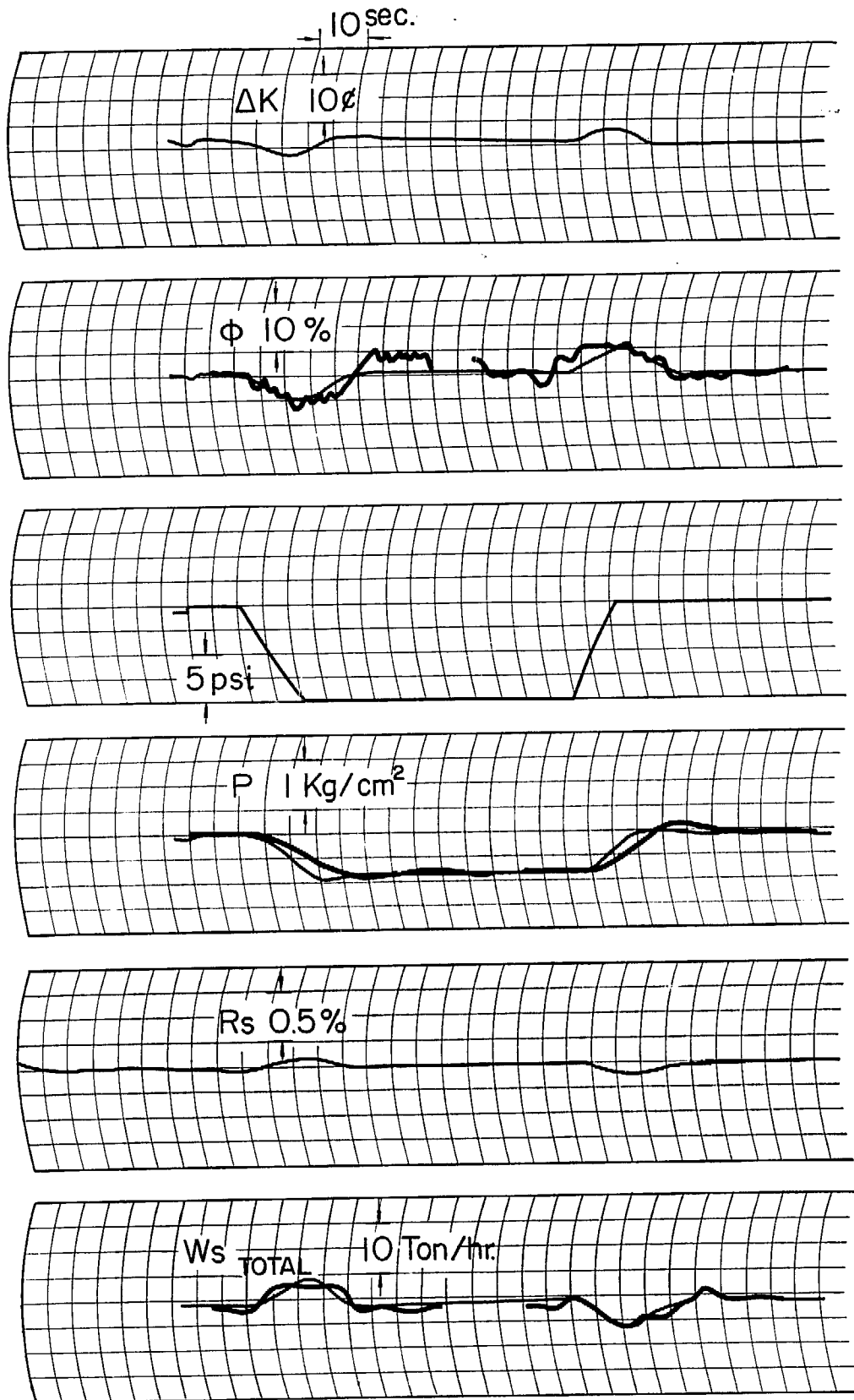


Fig. 13 IPR set point change

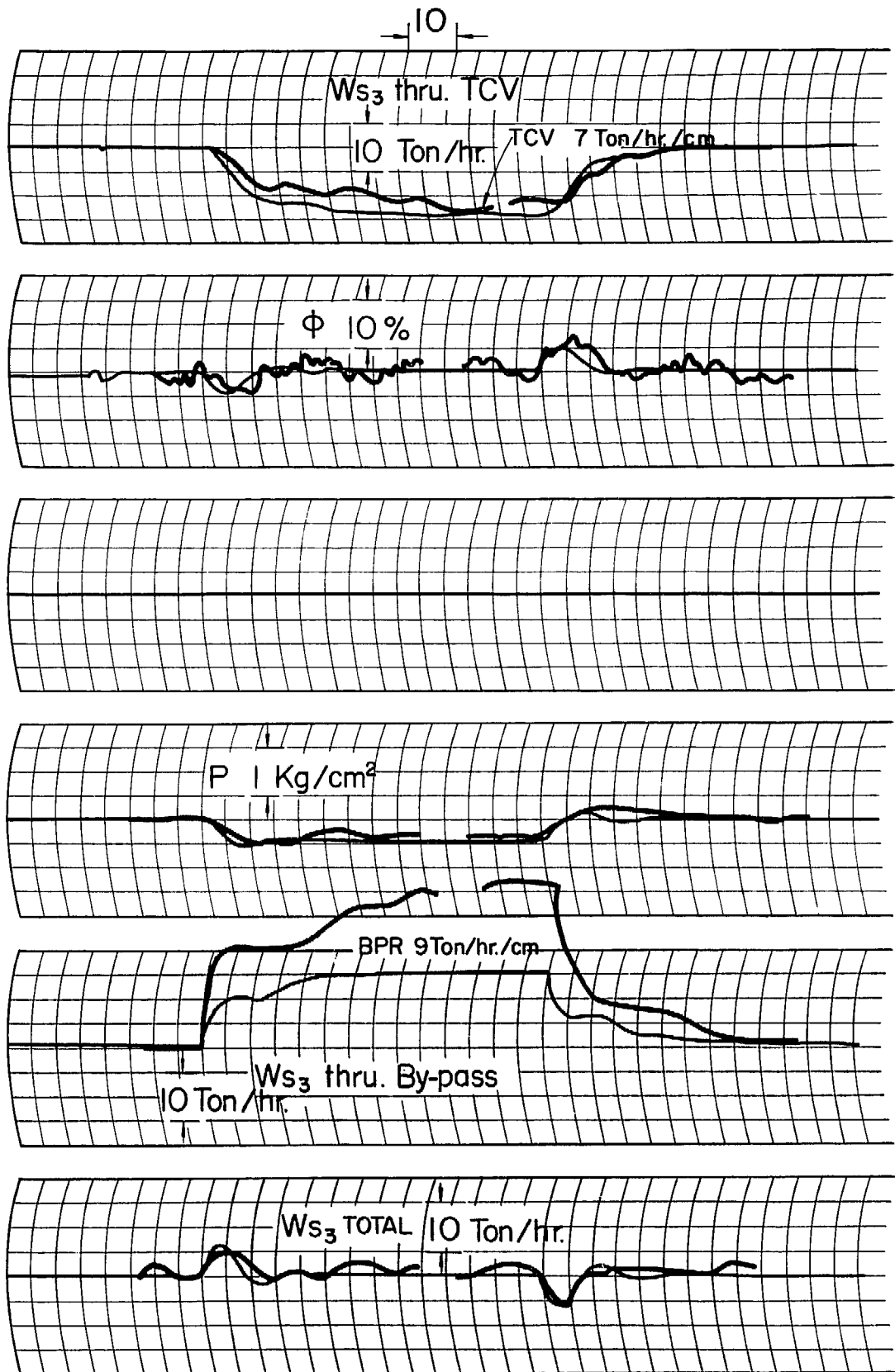
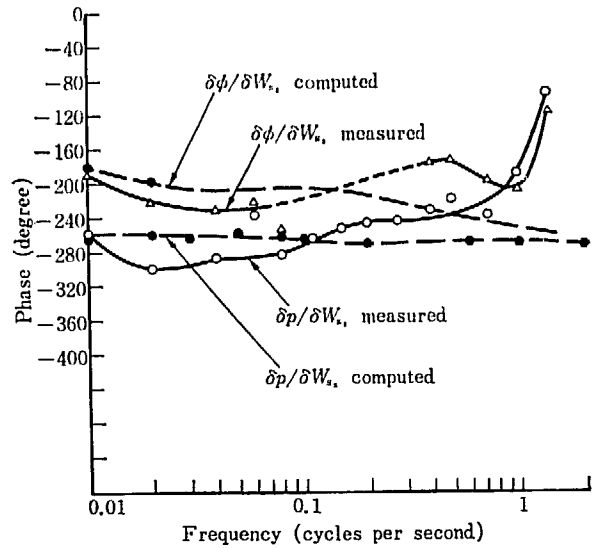
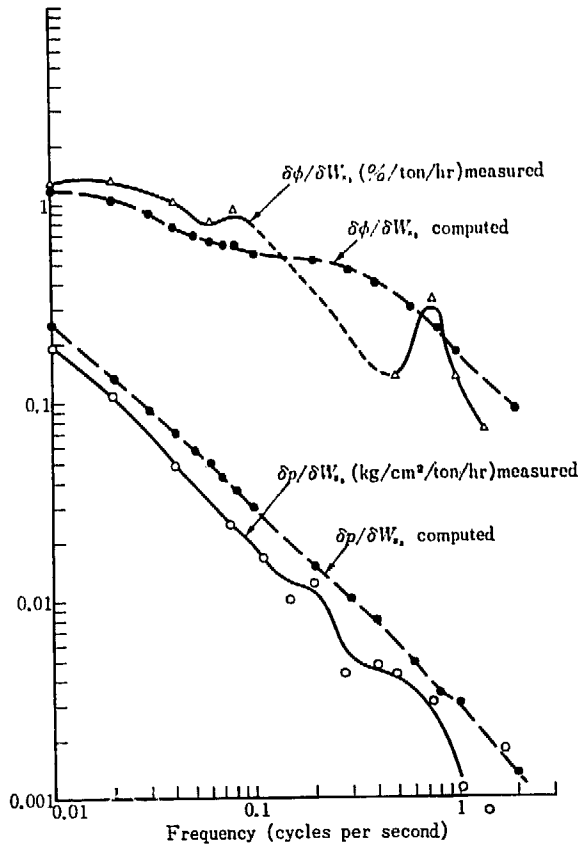
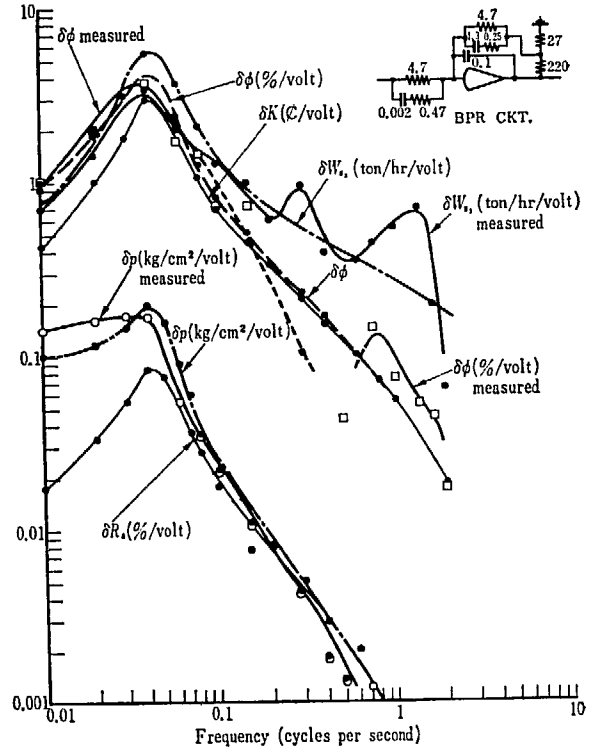
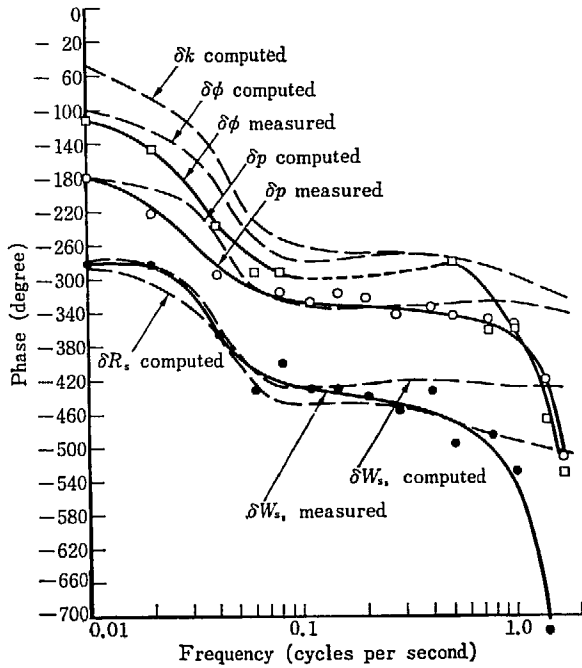


Fig. 15 IPR+BPR, BPR set point change



は良く合うことは Fig. 10 で明かである。

(3) IPR 運転 制御棒挿入, 引抜 (Fig. 12)

制御棒は 2.3 ϕ /sec. で約 13 秒 (30 ϕ) 運動する。IPR の動特性が実測されていないので, 提案された伝達関数を使ったため, 結果は BPR によるものより良くない。

中性子束の変動は良いが, IPR の影響を直接受ける圧力および蒸気流量の過渡特性は良くないのは, このためと考えられる。

(4) IPR 運転 設定点変化 (Fig. 13)

$\delta\phi$, δp , δW_{s3} ともに計算は実測を十分よく表現している。 δW_{s3} の最初のピークではタービン制御弁の開度が飽和した。

(5) BPR+IPR 運転, IPR 設定点変化 (Fig. 14)

IPR の設定点は 1 psi/sec. で ± 10 psi 変化させる。バイパス系を流れる蒸気流 W_{s3BPR} の計算値が, 実測よりかなり小さく求められているが, これは, a) BPR, IPR の実測値は, それらを通る蒸気流ではなく弁の開度であり, 蒸気流は開度の 2 乗に対応するに近い非直線関係を持つ。b) IPR の特性が正確に表現されていない, の 2 つにある。圧力変動はほとんど良く表現されている。中性子束, および蒸気流は少し合わない。

(6) BPR+IPR 運転, BPR の設定点変化 (Fig. 15)

W_{s3IPR} と W_{s3BPR} の計算値が, 実測とかなり異なる理由は上述 (5) に述べた。しかし, BPR 側の蒸気流の過渡特性に一旦, 彎曲点を見せることは計算でもよく表現されている。この彎曲は, BPR 系が比較的応答が良いのに比べ, IPR 系が悪いために起る。中性子束圧力, 蒸気流量の結果はかなり良い一致である。

(7) BPR 弁開度振動 (Fig. 16(a) および (b) Fig. 17(a) および (b))

BPR の特性は正確には模擬できないため, Fig. 16 では圧力 δp 利得などの 0.04 c/s におけるピークは高い。蒸気流量 δW_{s3} の実測値に 0.3 c/s と 1.4 c/s に山ができていますが, これは共振点を示すものと考えられる。計算では, これらの共振は表現できないが, 一般的傾向は良く表現されている。

中性子束 $\delta\phi$ の実測結果にはボイドノイズが含まれ 0.1 c/s ~ 0.5 c/s ではその利得, 位相ともに測り得なかった。0.7 ~ 1.5 c/s ではボイドノイズに共振して信号が現われている²¹⁾。このノイズに対する共振は今回のような, リニヤ型のモデルでは表現できないと考える。しかし $\delta\phi$ および δp も大略の傾向は表現されている。

Fig. 17(a), (b) は, BPR の特性を除き, 炉心の本質的動特性だけを表現するため, Fig. 16(a), (b) から δW_{s3} に対する $\delta\phi$, δp の応答を拾ったものである。

利得について圧力が 3.5 db ほど高いが中性子束, 圧力ともかなり良いシミュレーションができていといえる。位相については測定自身が難しいことから考えて一致の精度は良いといえるであろう。

5. 検 討

5.1 BPR, IPR 過渡特性の図式解析

以上の BPR, IPR, および BPR+IPR 過渡特性の図式解析をすると, Fig. 18(a)~(e) となる。

(a) は BPR 設定点変更である。曲線群は BPR のレギュレーション特性を示す。今 A 点で落付いている動作点が原子炉出力一定のまま, 設定点のみ -10 psi 変えると, バイパス弁は開くので蒸気流は増す。しかし, これとともに圧力が下がるので再び弁は閉じ, 元と同じ蒸気流 (換言すれば出力状態) で, しかも設定点が -10 psi の曲線上にある点 A' に落付く。この間の過渡径路は A-1 カーブのごとくなる。設定点を上げる時は, 同様の考え方で A-2 のカーブをとる。BPR の特性は図に示すように彎曲している (非線型) ので, 流量が増す過渡特性は, 減る場合よりピークは大きい。また最初の設定位置が低いと過渡ピークも小さくなる。これらは実測結果では現われているが, 計算では線形化しているので現われない。

(b) は IPR 設定点変更で, 大略上記 (a) に似ている。非線形特性は見られない。

(c) は IPR+BPR すなわち両方とも働くような状態 (ただし実際の運転上はあり得ない) で, IPR の設定点 $+10$ psi を変えたときである。今 A 点で平衡していて, IPR 設定点を上げたとき, もし BPR がなければ, 上記 (b) と同じで, 過渡曲線は A-2 に沿って, P'' 点にいたるはずであるが, A-2 カーブをたどるにつれて, タービン側への蒸気流は減るが, 圧力は上るので, その信号でバイパス弁が開く。したがって準平衡状態では変化するとすれば, IPR によりタービンに流れる蒸気量と BPR でバイパス系に流れる蒸気量の総和はつねに元と同じであり, 理想的経路はつねに $\overline{PQ} = \overline{P'Q'}$ となるような点 P の軌跡すなわち 1 点鎖線であり, 終点はこの鎖線が IPR の $+10$ psi のレギュレーション曲線と交る点 P である。ただし BPR を開き始めるには相応する圧力変動を必要とし, このため IPR によるタービン側の蒸気流量は一旦大きく減る。また最終的に落付いた点 P での圧力は, IPR のみで制御する場合の終点 P'' より低いことは図より明かである。

(d) は BPR+IPR で BPR の設定点変更である。上記の考え方と同じで, BPR の設定点を下げて, 蒸気がバイパス系に流れ始めると IPR に与える圧力信号は下るので, タービン制御弁は閉り始め, 圧力降下は鈍る。實際上 IPR によるタービン制御弁の応答は遅いので, 始めは IPR が無いかのように BPR は動く。したがって, カーブは A-1 で終点は P'' のごとくであるが, 次第に IPR が動き出し, IPR レギュレーションの等価カーブは $\overline{Oa_0}, \overline{Oa_1}, \overline{Oa_2}, \overline{Oa_3}, \overline{Oa_4}$ と移るので, 過渡カーブの終点 (目標点) は P'', P₁, P₂, P₃, P と移り実際の終点は $\overline{PQ} = \overline{P'Q'}$ となるような P の BPR (-10 psi) の軌跡との交点 P となる。このため過渡カーブは A-1 のように途中で彎曲部が生ずることが判る。設定点を上げるときは, 同様にしてカーブ A-2 に沿って 0 に戻る。

e) は実際のテストではおこなわなかったが BPR+IPR 系で制御棒引抜挿入をおこなうと仮定した場合の過渡特性の図式解法である。出力を上げると, 蒸気の圧力上昇で BPR も IPR も両方働きバイパス弁, タービン制御弁の両方が開くので, 一方のみが働く場合より圧力の上昇は少ない。この時の最終点は $\overline{P'Q'} = \overline{PQ}$ となるような P 点である。

5.2 各パラメータの影響

Fig. 17(a), (b) で見られるように, このモデルによる蒸気流量から中性子束および圧力への伝達関数の周波数特性の計算値は, 大略実測値と合っている。ただし, 1 c/s 以上の周波数では異なってくる。これは近似の仕方 (たとえばむだ時間に対する) が不十分なためと考える。

しかし, JPDR (一般の BWR もそうであろう) 1 c/s 以上の周波数では利得が急激に減少する (たとえば文献 22) ので, 重要視しなくて良い。

1 c/s 以下の周波数特性の計算と実測の違いの影響を調べるため, この動特性モデルを構成する主要なパ

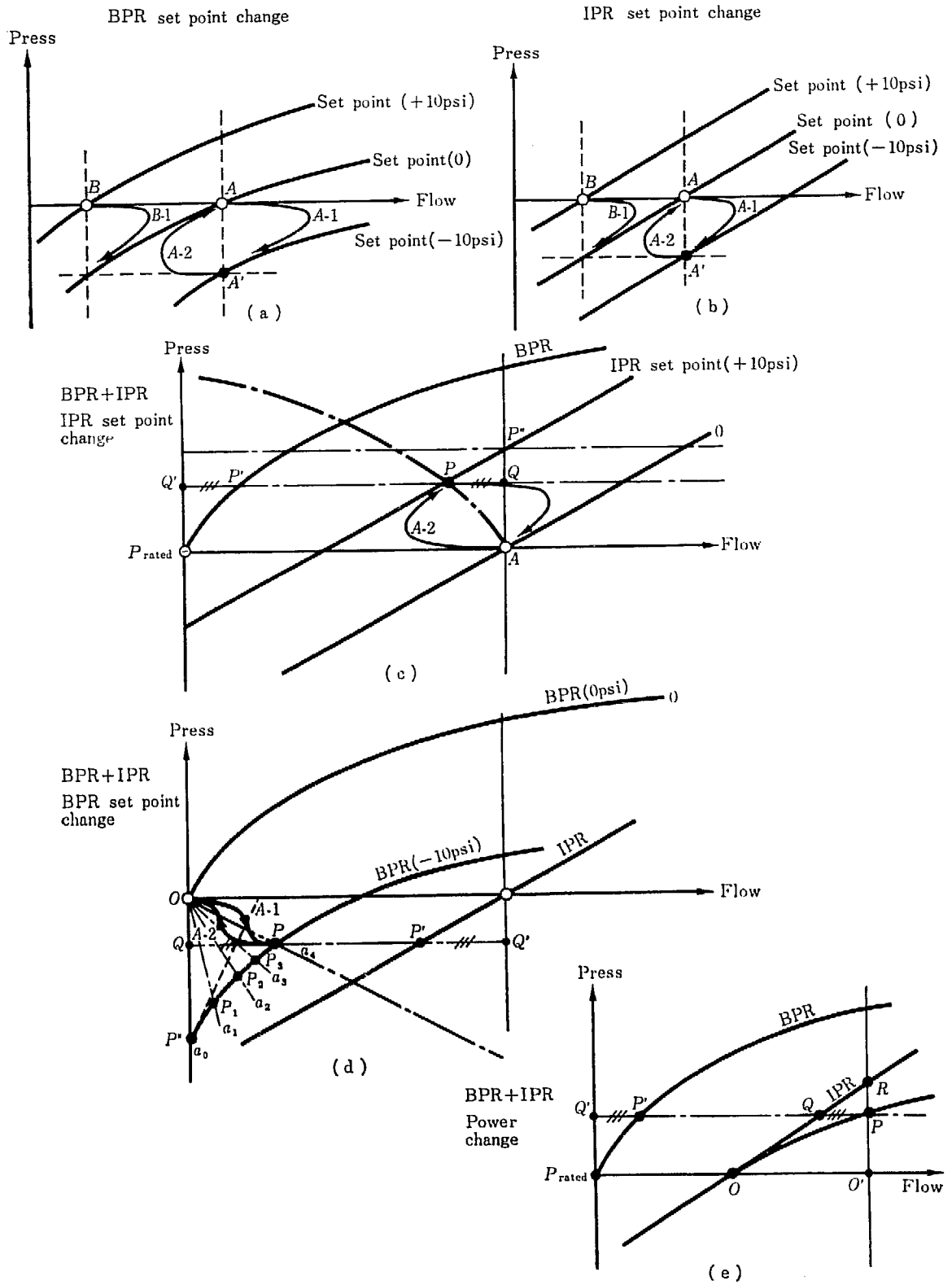


Fig. 18 Graphical analysis of BPR, IPR transients

ラメータを故意に変化して、その効果を周波数特性上の変化として調べた。

5.2.1 BPR 特性 Fig. 19 は Fig. 16(a) で使った BPR 回路の $0.1 \mu F$ コンデンサーを取去った時の、BPR 振動試験の結果で、すべて高周波領域での利得は著しく上る。しかるに $\delta W_{s2} \rightarrow \delta \phi$, $\delta W_{s3} \rightarrow \delta p$ の伝達関数の周波数特性は Fig. 20 のごとくで、当然のことながら、Fig. 17(a) と何ら変らない。

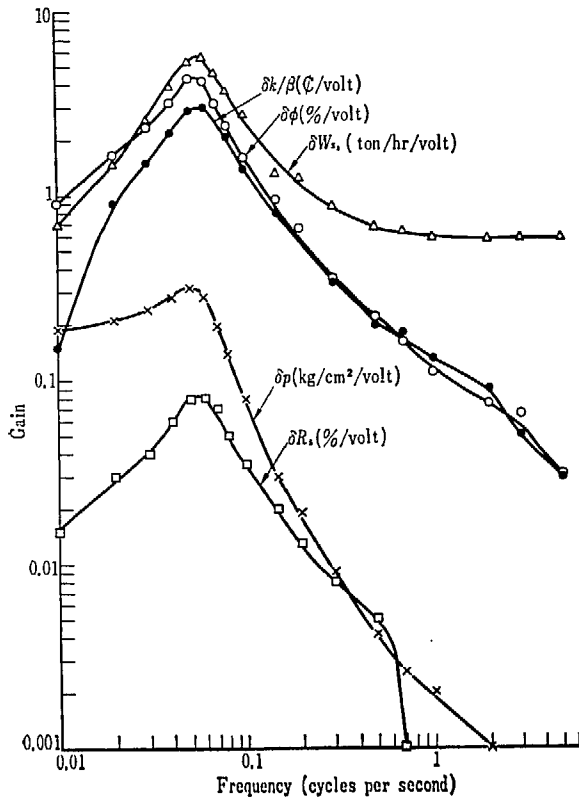


Fig. 19 BPR oscillation test
No. 1 Run # 4 W/O $0.1 \mu F$ of BPR

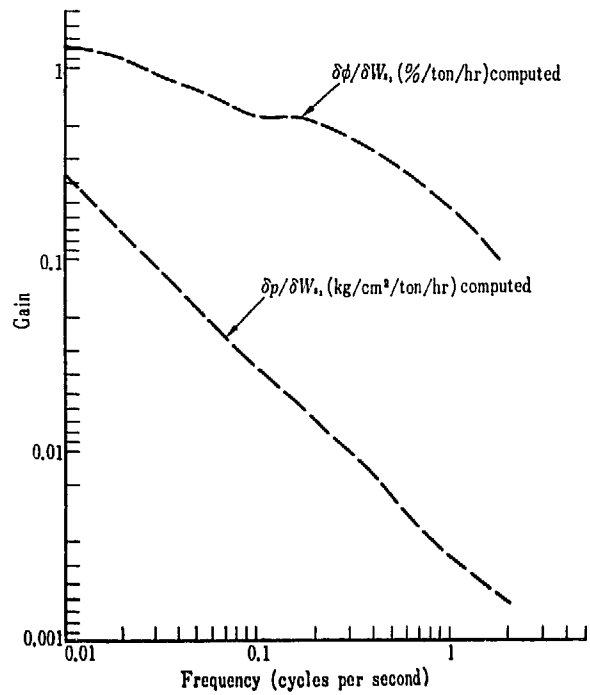


Fig. 20 BPR oscillation test
No. 1 Run # 4 W/O $0.1 \mu F$ of BPR
Effect of $0.1 \mu F$ of BPR removed, compared with that involved (Fig. 5.8(a)), no discrepancy being observed

すなわち、炉心の本質的動特性を調べることができると判る。アナログ計算機を働かす場合、たとえ δW_{s3} から $\delta \phi$, δp への伝達関数の周波数特性を調べるとしても、圧力制御回路は必ず必要であるので、以下も同様の手法で検討をおこなった。

5.2.2 キャリアンダ (Fig. 21) キャリアンダはこの計算では、炉内蒸気流の 20% と仮定したのは、サブクール温度の実測値と、スリップ比の計算から妥当と考えたからである。

この効果を見るため、10%の場合と比較したが、BPR 振動試験では 0.1 c/s 以上で $\delta W_{s3} \rightarrow \delta p$ の利得はキャリアンダ 20% の場合は 10% の場合より約 2 db 大きい。この理由は δp の変動が BPR により一定に保たれている限り、同一の蒸気需要 δW_{s2} を与えるべき炉内蒸気流 δW_{s2} は、キャリアンダが、多ければその分だけ δW_{s2} より多くなる。そのため、炉内の気泡体積率の変化 δR_s が大きくなり、気泡反応速度係数を通して、中性子束の変化 $\delta \phi$ も大きくなるためである。しかし、キャリアンダの影響はそれほど大きくないことが判る。

5.2.3 出口蒸気質より平均気泡体積率への伝達関数の利得 (Fig. 22) 出口蒸気質 X_s から平均気泡体積率 R_s を求める比例係数は Fig. App. 6-2 の傾斜がピーキング係数で異なるように、出力レベルにより差を生ずる。この比例係数の大きさの影響は Fig. 22 のごとく、利得が小さいと $\delta W_{s3} \rightarrow \delta p$ の伝達関数の利得は小さくなる。比例係数が半分だと $\delta \phi / \delta W_{s3}$ は 2~5 db 下る。これは気泡係数の効果が小さくなるためである。しかし、測定結果の近傍からひどく逸脱することはない。 $\delta W_{s3} \rightarrow \delta p$ の伝達関数の利得はほとんど変らない。

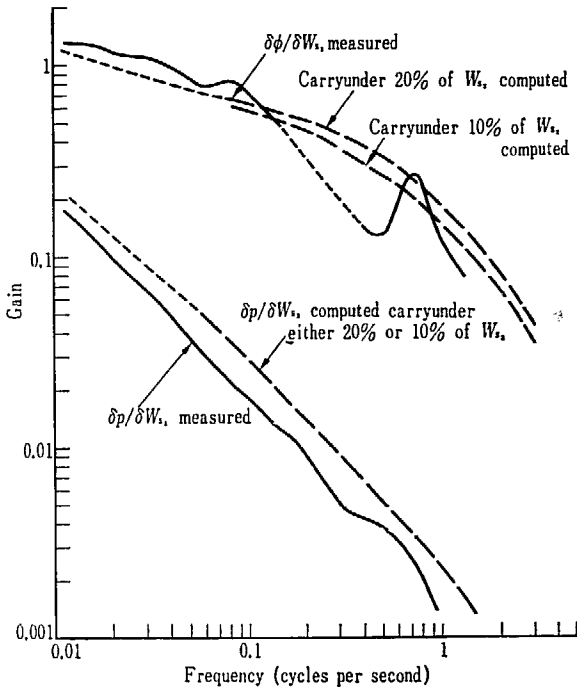


Fig. 21 BPR oscillation
 $\delta R_s / \delta X_c$ Gain normal. Effect of carry under

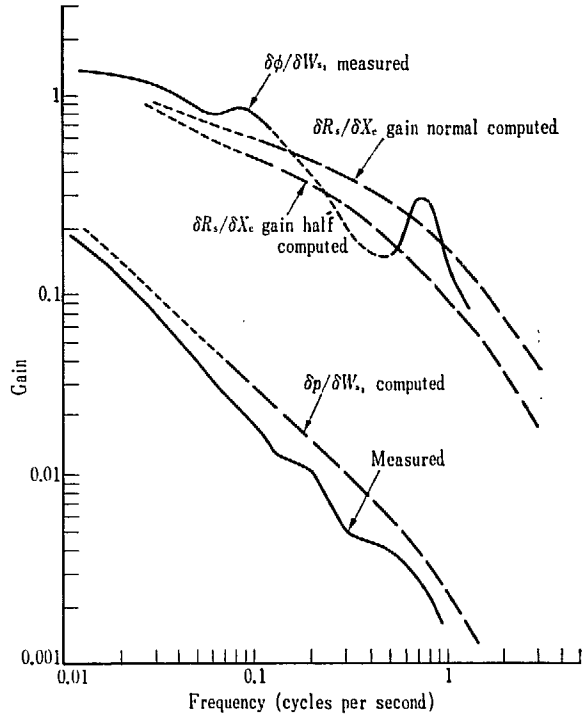


Fig. 22 Effect of $\delta R_s / \delta X_c$
 $\delta R_s / \delta X_c$ Gain 0.5. Carry under 1% of W_s

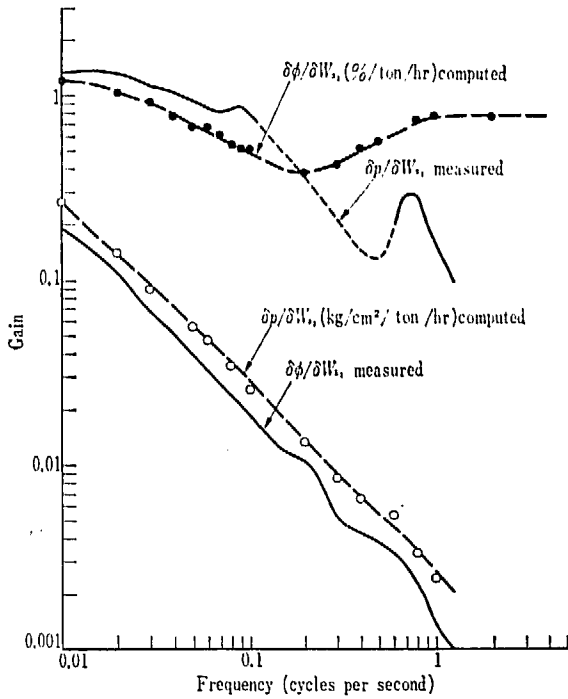


Fig. 23 BPR oscillation test
No. 3 Run # 6 Pot #23: 0, Pot # 33 0.1, summing
i.e. no delay of W_{s2}
Effect of neglecting void sweep time

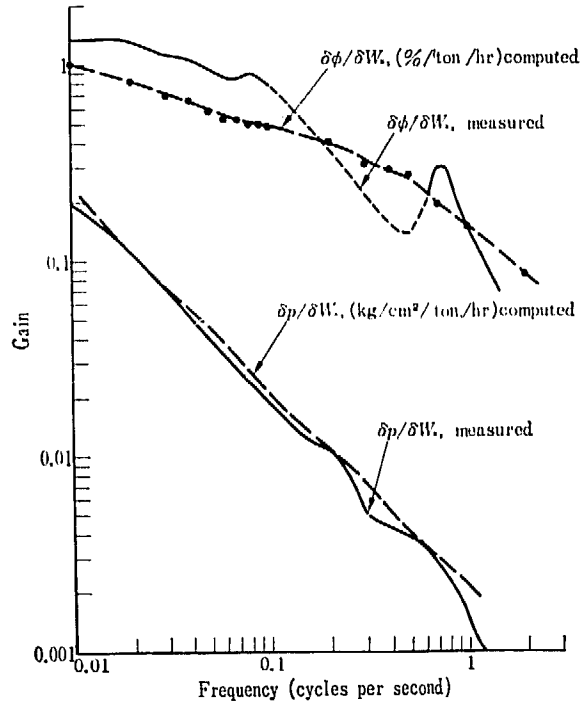


Fig. 24 BPR oscillation test
No. 2 Run # 5 w/o 0.1μF of BPR
Pot # 55 0.12, Pot # 3 0.15
Effect of increasing saturated (steam and water) volume

5.2.4 気泡経過時間 (Fig. 23) δW_{s2} を作る入力信号からの一次おくれ時定数は大きいほど、0.1 c/s 以上の $\delta \phi / \delta W_{s3}$ の伝達関数の利得は下る。 $\delta p / \delta W_{s3}$ への影響はない。気泡通過時間おくれをないとするとき、 δW_{s3} の変化は δp を通じて、 δW_{s2} にはほとんど同位相で影響する。この効果は高い周波数で著しくなる。これにより $\delta R_s, (\Delta k / \beta)_{\text{void}}$ により δp の変化は周波数に関係なく一様となる。

5.2.5 飽和水および飽和蒸気量 (Fig. 24) 圧力変化量 δp に影響を与えるのは δp あるいはこれの入力である δW_{a2} と δW_{a3} 系統である。この利得を決定するのは、圧力容器上部プレナム部分の飽和水量と、ドーム内をも含めた蒸気量とである。(主蒸気パイプ内の蒸気量はわずかな貢献である)。この量が多いほど、 $\delta p/\delta W_{a3}$ の伝達関数の利得は小さい。

Fig. 24 は、実際の飽和水位を約 25 cm 程度あげたと想定した結果であり、この場合 $\delta p/\delta W_{a3}$ の伝達関数の利得の計算値は実測とほとんど一致する。(約 2 db 下る。)しかし $\delta \phi/\delta W_{a3}$ の計算値も同時に下る。

5.2.6 燃料棒内熱伝達 (Fig. 25) 燃料棒内の熱伝達関数は、正確には (6) 式のごとく 1 次おくれの無

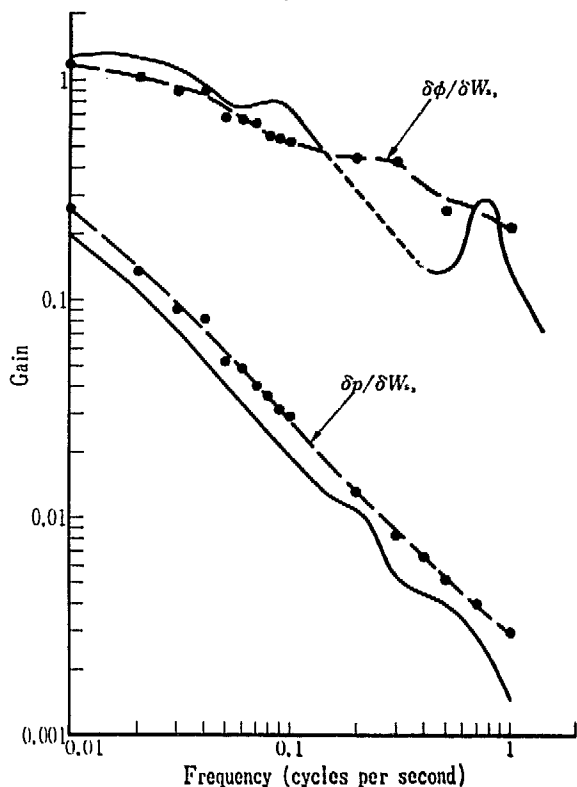


Fig. 25 BPR oscillation test

Effect of refining fuel transfer function, no observable change

$$\frac{0.853}{1+10.5s} + \frac{0.147}{1+2.0s} \rightarrow \frac{0.795}{1+10.5s} + \frac{0.147}{1+2.0s} + \frac{0.058}{1+0.8s}$$

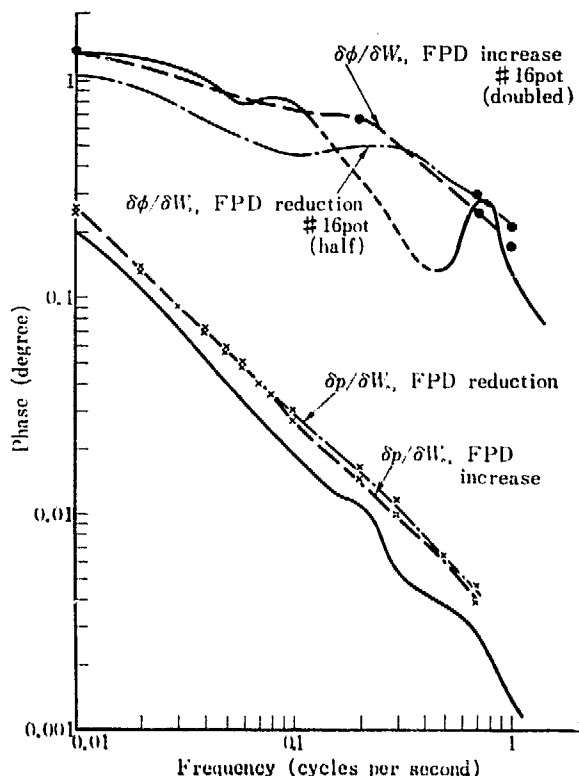


Fig. 26 BPR oscillation

Effect of changing recirculation friction drop

限級数和である。計算式では 3 箇の 1 次おくれの和を、簡略化のため 2 箇の和とした影響を調べた。3 箇のまま求めた Fig. 25 と 2 箇にして求めた Fig. 17(a) を比べると、ほとんど差を認めないことがわかる。

5.2.7 循環流摩擦係数 (Fig. 26) 気泡を与える式の入力の 1 つである流量の項は、摩擦損失を与えるものである。この係数を 2 倍および 1/2 倍した効果を Fig. 26 に示す。同じ出力、あるいは蒸気流量を与えるために、もし、摩擦係数が大きければ、循環駆動力を増すに必要な気泡量が多くなり、したがって、中性子束の変化 $\delta \phi$ も多くなる。0.1 c/s において $\delta \phi/\delta W_{a3}$ の利得は摩擦係数を倍にした時は 1/2 の場合より 4 db ほど大きい。Fig. 26 においては 0.2 c/s 以下の周波数領域で、この説明のごとき模様がよく示されている。しかし、それ以上の周波数では摩擦係数が低い場合に利得が上る。これは、水力学的にこの周波数で系全体として不安全になる根元のあることを示すものであると考える。

5.2.8 気泡係数 (Fig. 27) 気泡係数を大きく (+50%) すれば、当然であるが、同一気泡体積率に対し、中性子束の変動の利得は、Fig. 27 と Fig. 17(a) を比較すると、大略、全周波数領域にわたって大きく (約 +2 db) なることがわかる。

結局、主要なパラメータを変えると、 $\delta \phi/\delta W_{a3}$ 、 $\delta p/\delta W_{a3}$ の両伝達関数はわずかずつ、その形を変えるが、

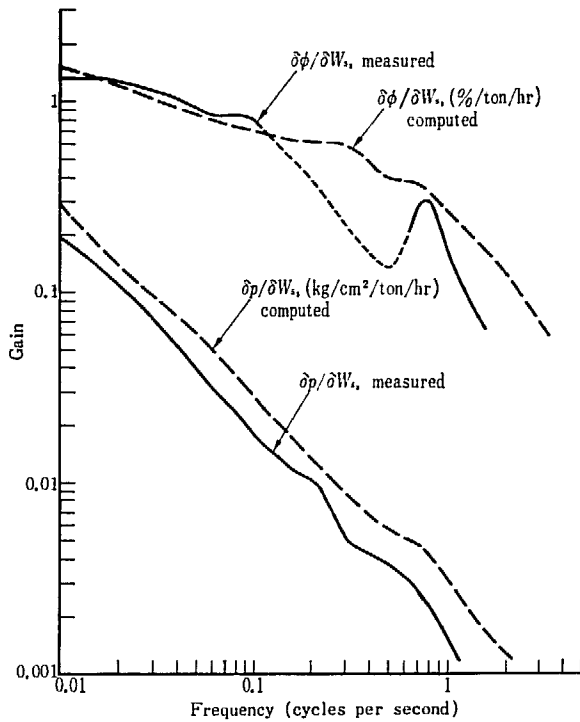


Fig. 27 BPR OSC test

No. 4 Run # 7
 Pol # 80 0.30 BPR w/o 0.1 μF
 Effect of increasing void coefficient

大勢はほとんど、実測値の近傍から離れることはなく、したがって、このモデルが本質的に正しいことがわかった。

5.3 他の炉心動特性モデルとの比較

JPDR の炉心動特性を解析したモデルとしては、ここにのべたもののほかに、三井田らのモデル⁴⁾⁵⁾と HOGLE⁹⁾ のものがある。

これらの回路を用いて、過渡状態、動特性試験の計算をおこない、実測値と比較をおこなう。

三井田らのモデルは JAERI-REPORT 1061, p. 33 Fig. 25 を用いた。ただし常数は当モデルに使った新しい値を採用した。演算係数は、当モデルの場合と同じで、アナログ計算機回路は Fig. 28 に示される。

potentio	original	revised
# 9	0.25	0.1344
# 7	0.122	0.161
# 24	0.0815	0.1075
# 28	0.2042	0.0055
# 25	0.074	0.976
# 33	0.125	0.165
# 35	0.64	0.485

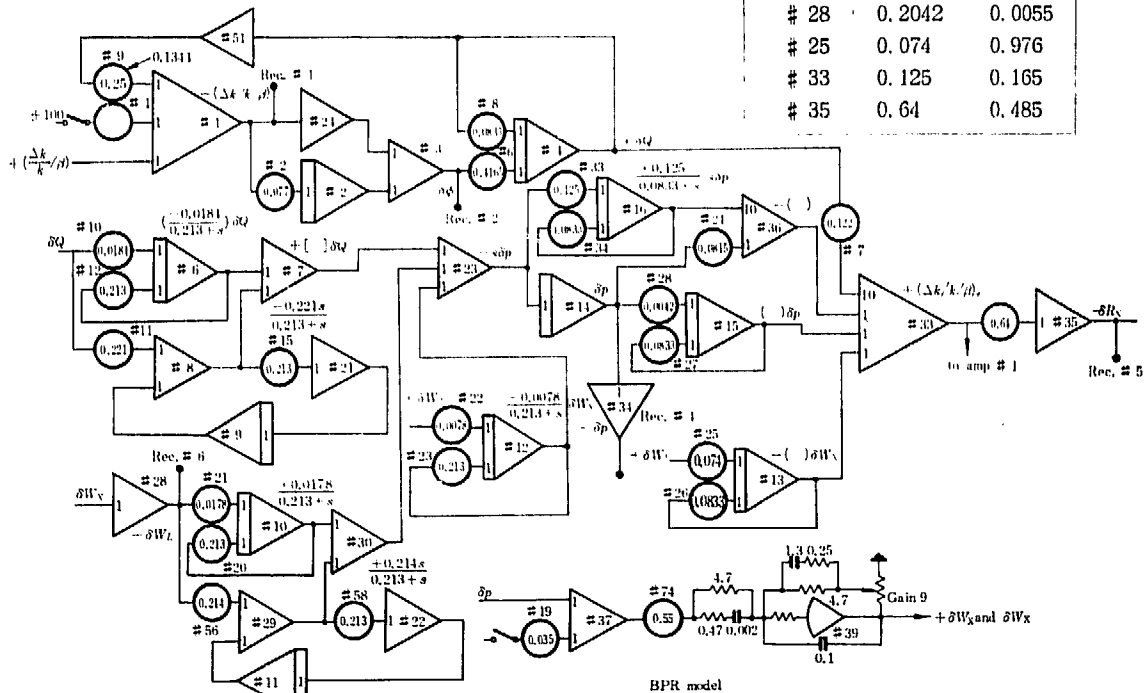


Fig. 28 JPDR analog computation (Miida model)

ϕ 2%/volt, Q 2%/volt, $\Delta K/\beta$ 0.1\$/volt, p 0.2 kg/cm²/volt, W_L, W_L 2 ton/hr./volt, Z 0.5 cm/volt, θ 5°C/volt, V 1 liter/volt, i 0.25 Kcal/kg/volt

HOGLE のモデルは APED-3974 Figure 9-2 に次の修正を加えて使用した。(1) 演算係数は当モデルの場合と同じものを使用、(2) 燃料棒内発生熱 δn_i から表面熱束 δQ および燃料温度 δT_{av} までの伝達関数は、

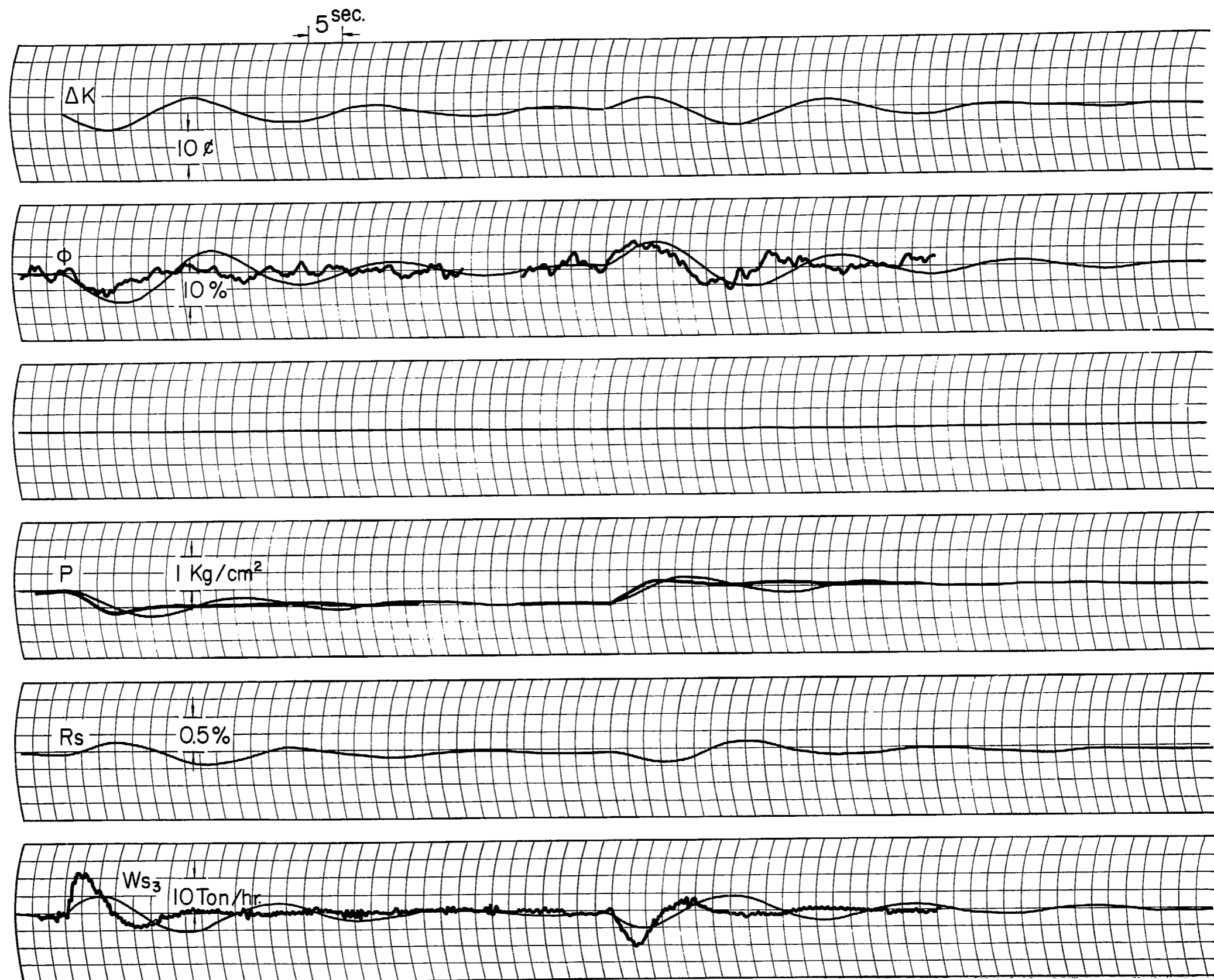


Fig. 30(a) BPR set point change by MIMDA model

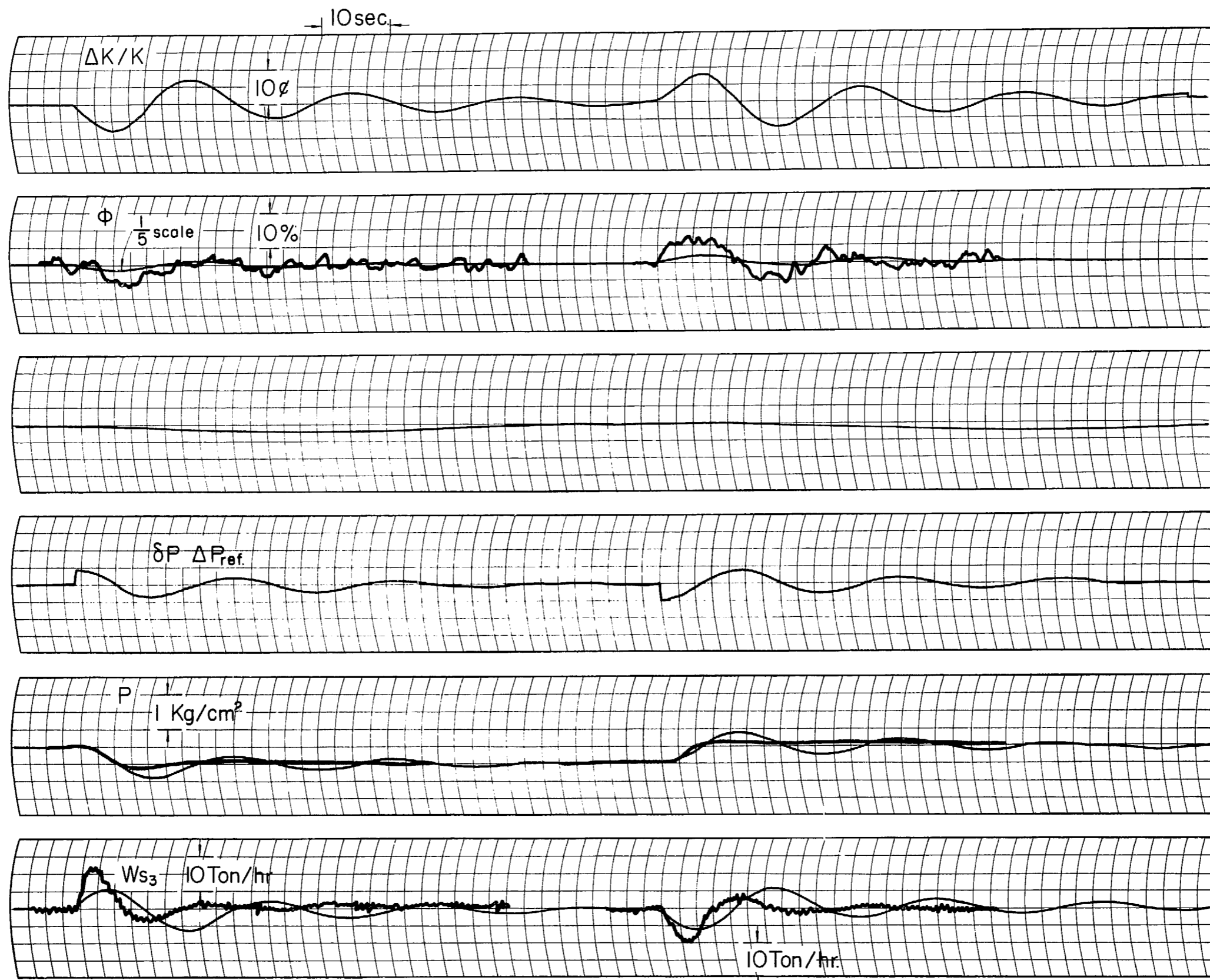


Fig. 30(b) BPR set point change by HOGU mode

当モデルのものを使用。(3) 再循環むだ時間回路は当モデルのものを使用。(4) 蒸気泡から再循環量への関係を与える非線型要素は無視。(5) 出口蒸気質から平均気泡体積率への関係を与える非線型要素は無視、炉水位制御用三要素制御系は無視。

以上の修正をしても、定格出力付近の炉心動特性を調べるのに著しい影響は与えないと考える。(付録 7 参照)

修正 HOGLE モデルの計算機回路は Fig. 29 に示す。

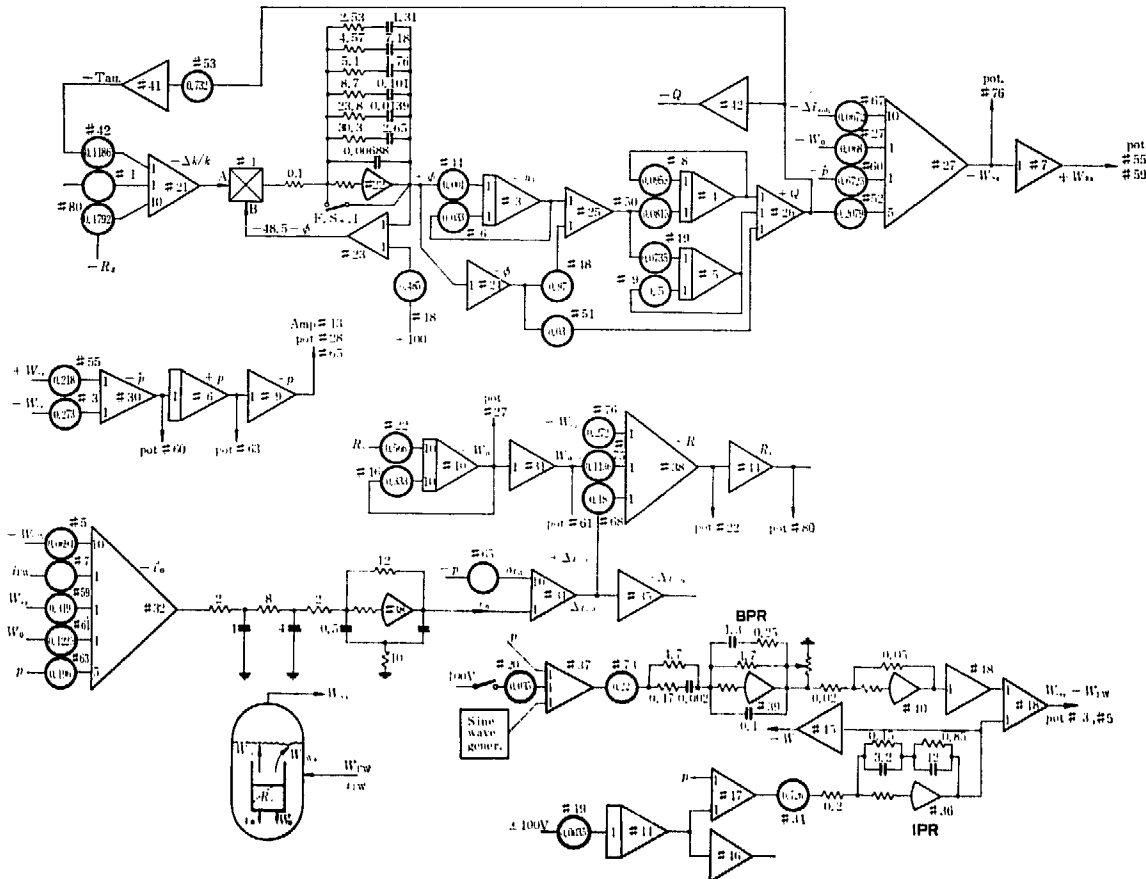


Fig. 29 Modified HOGLE model

δK 10 μ /volt, ϕ 2% / volt, Q 2% / volt, p 0.2 KG/cm²/volt, i 0.25 kcal/kg/volt
 W_s 2 t/hr./volt, R_s 0.5% / volt, T_{av} 5°C/volt, W_o 18 t/hr./volt, W_w 18 t/hr./volt

上記 3 つのモデルをもって BPR テストで得られる諸結果を比較する。

(1) バイパス弁設定点変更

既出 Fig. 11 は当モデルでのバイパス弁設定点変更の過渡特性計算結果である。これに対し Fig. 30(a) および (b) はそれぞれ、三井田、HOGLE モデルによる、同種過渡特性の計算結果である。

当モデルの場合と比較すると両者とも反応度、中性子束、圧力、蒸気流の減衰が弱いこと、中性子束の振動振幅がやや大きいこと、蒸気流の振動周期が実測とやや違っていることなどがわかる。

(2) バイパス弁振動試験

Fig. 16(a) は当モデルを使用してバイパス弁を振動させた時の、それへの一定入力電圧に対する反応度、蒸気流量、中性子束、圧力、気泡の周波数応答特性をとったものであった。Fig. 31(a) および (b) は同じ条件で、三井田および HOGLE の回路を用いて得た結果である。両モデルともに大略の形は当モデルの場合と同じであるが、0.04~0.05 c/s における利得の上昇が大きい。

次に BPR で制御された蒸気流量 δW_{s3} に対する中性子束 $\delta\phi$ および δp の応答をとる。各モデルの計算値と実測の結果を比較する。 $\delta\phi/\delta W_{s3}$ の伝達関数の周波数特性の利得および位相をそれぞれ Fig. 32(a),

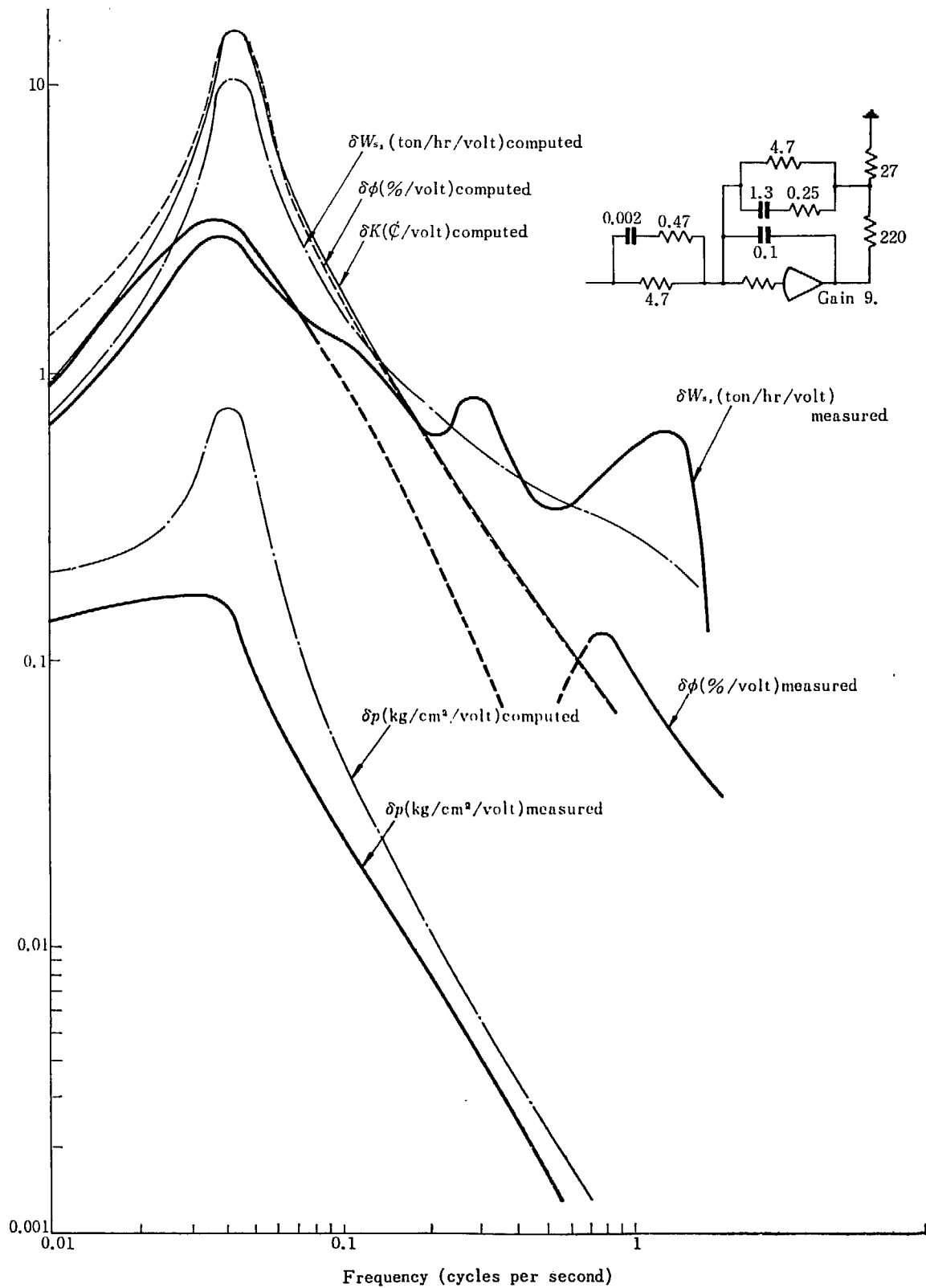


Fig. 31(a) JPDR BPR oscillation test by revised Miida model

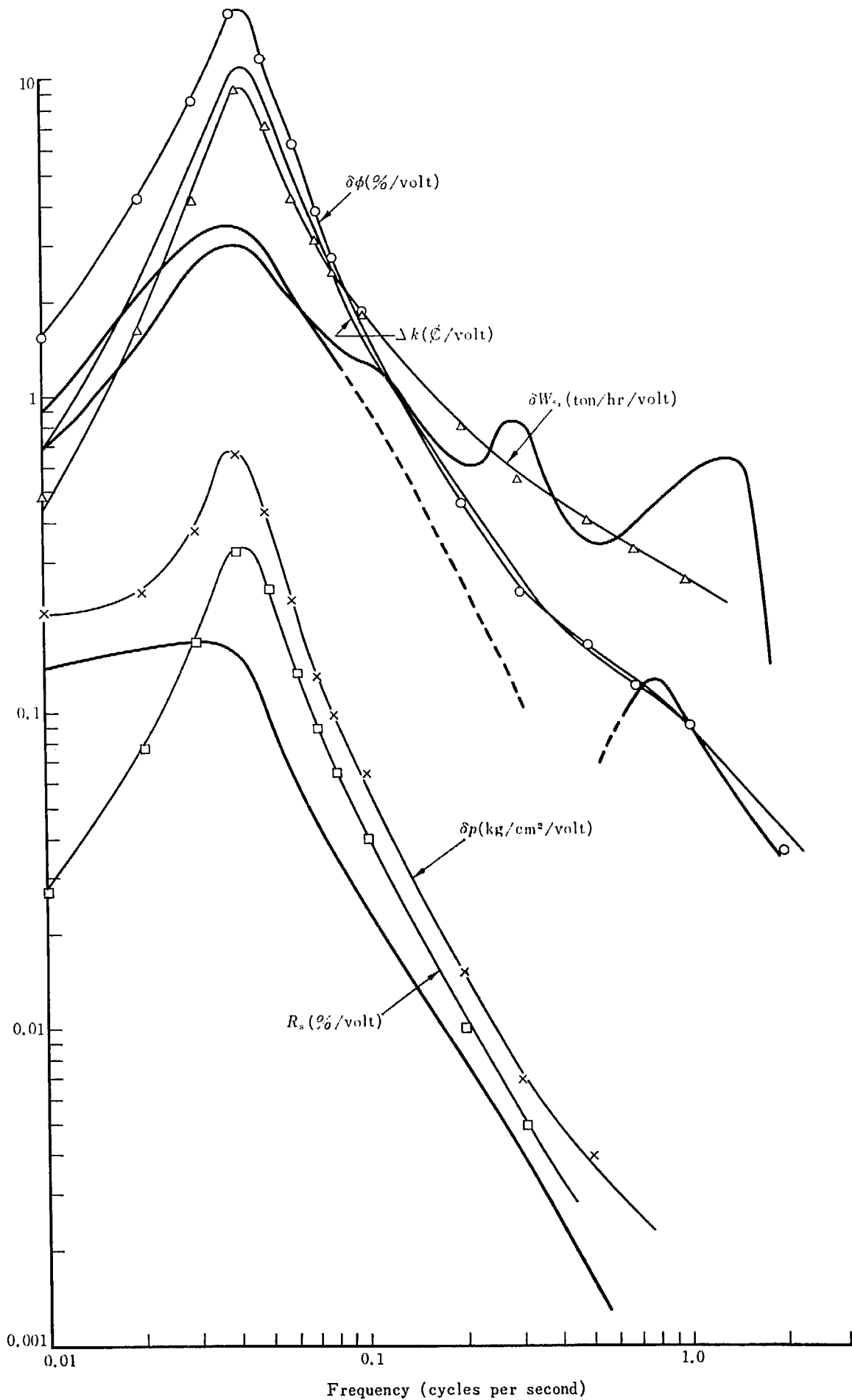


Fig. 31(b) BPR oscillation test
Hogle's ckt W/ 0.1 μF BPR

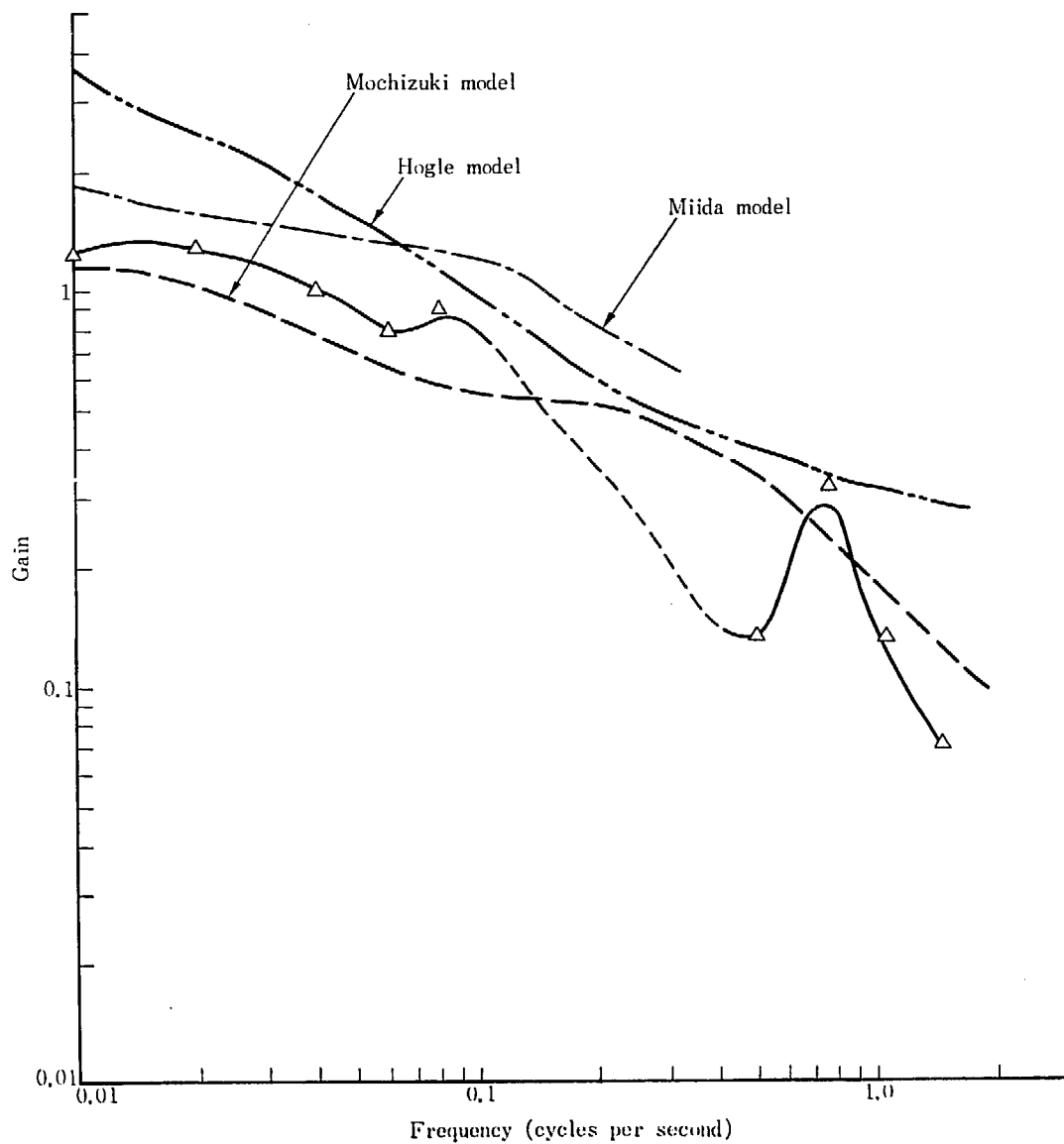


Fig. 32(a) BPR JPDR oscillation test
Gain $[\delta\phi(j\omega)/\delta W_{ss}(j\omega)]$ (%/ton/hr.)

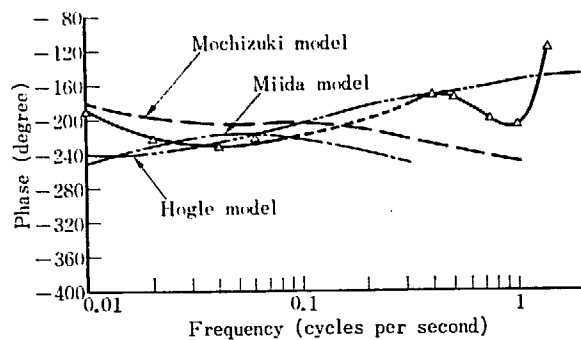


Fig. 23(b) BPR oscillation
phase $[\delta\phi(j\omega)/\delta W_{ss}(j\omega)]$

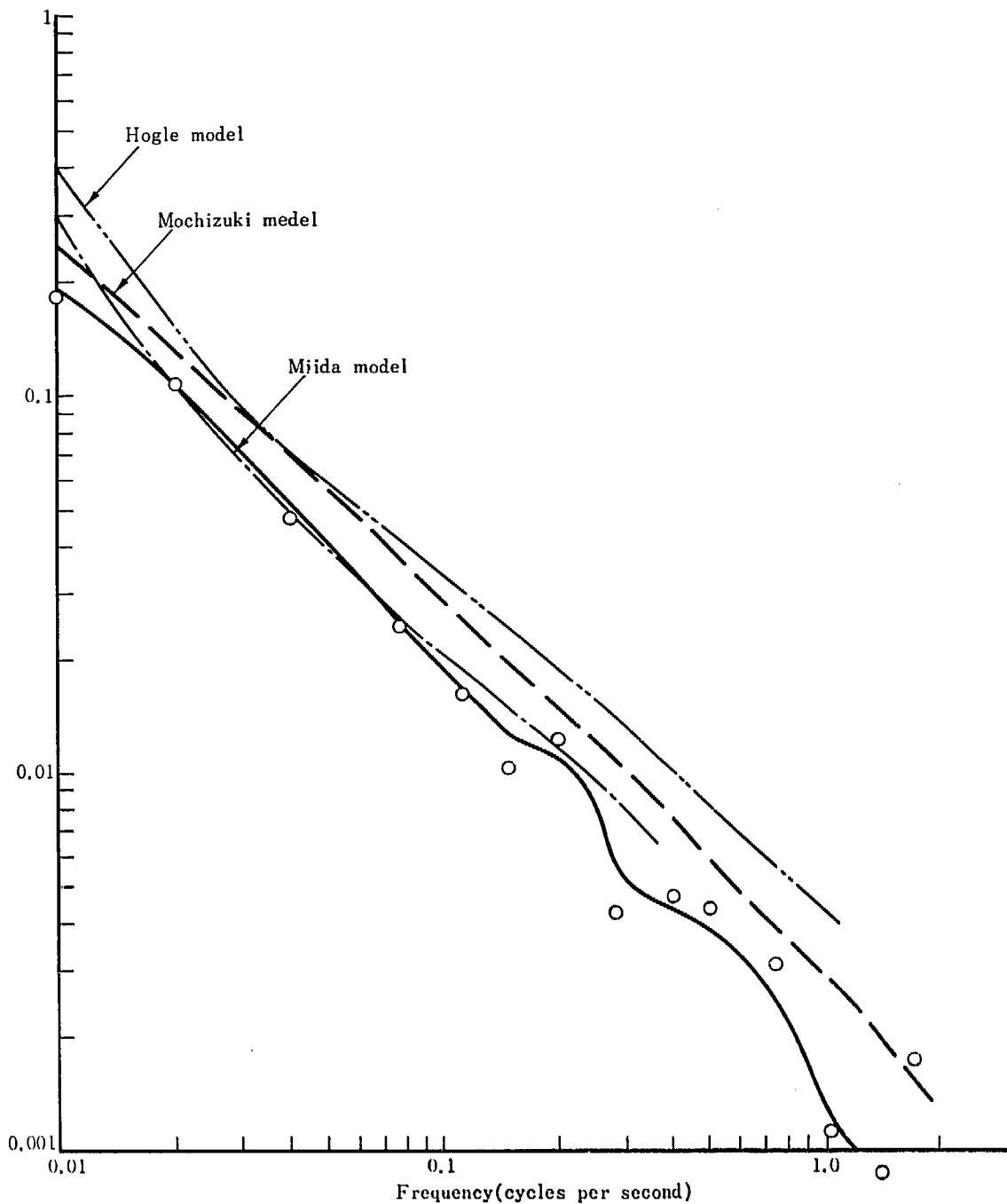


Fig. 33(a) BPR JPDR oscillation
Gain $[\delta p(j\omega)/\delta W_{ss}(j\omega)]$ (kg/cm²/ton/hr.)

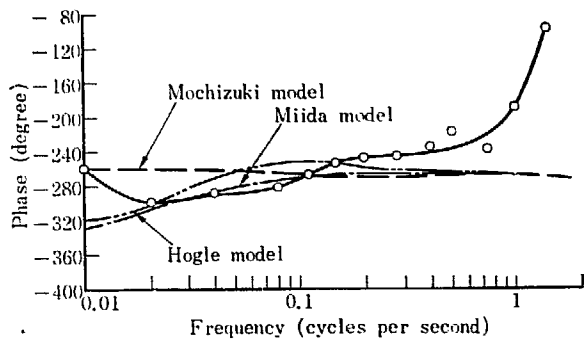


Fig. 33(b) BPR oscillation
phase $[\delta p(j\omega)/\delta W_{ss}(j\omega)]$

(b) に $\delta p/\delta W_{s3}$ のそれを Fig. 33(a), (b) にのせる。

前者において、利得についていえば当モデルは実測結果に比べて 0.01~0.1 c/s の範囲で約 15 db ほど低い。0.1~1 c/s では、大略実測結果に沿っていると思われる。三井田モデルは実測より 2.5~3 db 程度高い。なお JAERE-1061 の Fig. 25 の常数のままで計算すると 1.5~2.0 db ほど高い。また三井田モデルではキャリアンダを考慮していないが、これを考慮すると 5.2.2 で述べたように、この利得はさらに高い側にずれる。HOGLE モデルは 0.1~1 c/s では実測に近いが、0.01 c/s 以下の低周波では、実測結果よりさらに離れてゆくようである。Fig. 32(b) の位相について 0.1~1 c/s では HOGLE の結果が実測に近く、0.01~0.1 c/s では、すべてのモデルは大差なく実測結果に近いが、0.01 c/s 以下では、当モデル以外は、実測より離れて行くようである。

なおすべてのモデルをもってしても 0.7~1.5 c/s での $\delta\phi$ 利得の小さなピークを表現できない。これについては 4.2 (7) でものべたように、リニヤ系を少し改良した程度のモデルでは本質的に解析できないものとする。

$\delta p/\delta W_{s3}$ は Fig. 33(a) の利得では、大略すべてのモデルが、同じ傾向で実験結果と近い値を示している。ただ、当モデルは、考えている周波数範囲全搬で実測より約 +3 db 高い。三井田モデルでは 0.02~0.2 c/s で、実測値とよく合っているが、それより低いおよび高い周波数では利得が高くなってゆく。HOGLE モデルでは全搬に高い利得の側にずれている。Fig. 33(b) では HOGLE、三井田両モデルは似ており 0.02~0.2 c/s で実測をよく表しているが、低周波では当モデルが実測を追っているのに比べ離れてゆくようである。位相特性については、1 c/s 以上ではすべてのモデルが実測結果を表現できない。しかし、位相の測定は、とくに高い周波数では困難であるので、低周波と同じ精度で論ずることはできない。

Fig. 32 および Fig. 33 を見て、概括的にいえば当モデルが他のモデルに比べ、実測値を、少しではあるがより近く表現していることがわかる。さらに、バイパス弁振動試験の Fig. 31(a), (b) と Fig. 16(a) の比較、およびバイパス弁設定点変更 Fig. 11 と Fig. 30(a), (b) の比較をしてみると、当モデルに比べ他のモデルは実測値との差がかなり明かにわかる。この原因は $\delta\phi/\delta W_{s3}$ や $\delta p/\delta W_{s3}$ では表現されなかった炉心動特性パラメータの影響と考えられる。これについては、バイパス弁振動試験だけでは求まらず、パイルオシレータ、および、給水振動試験を加味すれば求め得であろう。

結局、当モデルを使って調べた JPDR の過渡特性動特性の計算結果は、実測結果をよく表現している。他のモデルでの解析に比べても、かなり良いものであることがわかった。

5.4 一般 BWR への利用

この動特性解析モデルを一般の BWR に利用することは、容易におこなえる。

すなわち、2.12 章でまとめたごとく (13) から、(31) までの階式をたてる。ここで注意することを列挙すると、

(1) (13) 式で l , β_{eff} は大略 BWR では一定しているが、燃料燃焼とともにわずかに変る。このモデルで β_{eff} は ^{235}U についてのみ採った。

(2) (17) 式で燃料棒内の熱伝達の時定数は、採用した値より大きく変ることはないであろう。

(3) (20) から (27) 式までは運転圧力が決定されればエンタルピー、比容積などはきまるが、定常運転状態での各種流量、炉心中および炉心上部飽和相での液相質量と気相質量、炉心内平均気泡体積率に対するチムニー内、あるいはダウンカマの飽和部での気泡体積率の比、サブクール量、損失水頭は、あらかじめ定常状態で計算して求めておく必要がある。この他では炉心の体積、両循環ループの各長さ、および断面積は与えられるとする。

(4) キャリアンダはこのモデルでは、炉心蒸気流の 20% としたが、今後の BWR では、この 1/4 ぐらいに下るであろう。

(5) (25) 式で再循環水が、炉心下部プレナムで拡散する時定数をここでは 7 秒としたが、これは各炉で異なり、予測は難しいが大幅な変化はないであろう。

(6) (29) 式の比例係数は、定常状態から得た値から求まる比例関係 (すなわち $n=1$) としてよい。

以上のべた要点にしたがって諸量を求めておけば、この動特性解析モデルは、他の自然循環 BWR に利用することができる。この場合に必要な量は、特殊なものではなく一般的で、容易に求めることができるのである。

もし、このモデルを強制循環 BWR に利用する場合は、運動量に関する式 (27) を求める場合に、ポンプ水頭と外部ループの摩擦損失とが加わるだけである。

6. 結 論

JPDR の炉心動特性を解析するのに、最近おこなわれているいわゆる、微分型の解析方法は、熱水力動特性について理論的展開としては詳細であるが、JPDR の実測結果を参照して、その理論展開の前提条件に検討を加えた結果、むしろ積分型の解析方法で、精度を上げることを考えた。この方法により炉心動特性のモデルを作り JPDR での実測結果との比較、ならびに、他の解析モデルによる計算結果との比較をおこなったところ、かなり良いシミュレーションが得られることがわかった。

得られた要点をまとめると次のようになる。

(1) JPDR の実測の結果、キャリアンダはかなりありまたサブクール温度の実測値から勘案してスリップ比は 1.2~1.6 程度あると計算される。また、軸方向ピーク率は 1.4 以上あり、これらの効果は計算に勘案されなければならない。

(2) 積分型の解析モデルを作るのに、静的特性を、パラメトリックに調べておき、これで動特性モデルの常数項を決定し、適切な時間項を入れて、精度の高い動特性モデルを作ることができる。

静的特性の解析で得られた結果は次のようなものがある。

炉心平均気泡体積率は、出口蒸気質によりほとんど一義的に決定される。また、出口気泡体積率対平均気泡体積率の比は、出口蒸気質にかかわらずほとんど一定である。2 相流摩擦損失および縮流による圧力損失などは、実効的には、流量の 1 乗に比例すると見てさしつかえない。

(3) 実測結果と比較するため、BPR, IPR を圧力制御回路として使用した JPDR 過渡特性、動特性の試験結果を模擬して計算したところ、非常によい模擬を与えておることがわかった。BPR と IPR が働く場合の過渡特性は図式的に解析できた。各パラメータを変化させて特性変化を見たところ、大勢に著しく影響するものはなく、本質的にこのモデルの基礎の正当性が立証された。他のモデルによる計算例に比べても、全体として実測結果をよく模擬している。

しかし、イ) これよりも、精度を上げるためには、圧力制御回路の特性を実測して求めて応用すること、ロ) 雑音による $\delta\phi$ の 0.7~1.5 c/s (小さな) 共振点を表現するためには、リニヤ系の改良モデルでは不十分で、別な解析理論が必要なこと、という問題が残る。

また大型炉心で、炉心の空間的な局所点の微細挙動が問題となるような動特性解析には、当モデルのような一種の積分型に属する解析は、たとえ詳細に調べられた静的特性を応用しているとはいえ、不十分といえよう。

しかしながら、BWR は今後は一般に直接サイクル方式であり、炉心特性は外部運転、および制御系統と密接な関連をもち、このようなプラント全体での解析が必要になってくる。このような場合には、炉心特性を積分型で一点で代表することのできるモデルは重要なものとなる。当モデルは、この考えに沿ってでき上がったものである。しかも、これを JPDR 以外の他の BWR に利用する場合、その静的特性の簡単な幾つかの値と、設計寸法の主要なものさえ与えられれば、それらで計算された結果はこの書の実例に示されたごとく、きわめて正確に動特性、過渡特性を表現することが可能であり、自然循環型ばかりでなく、強制循環型にも直ちに利用でき、その応用価値は広いものであるといえよう。

7. 謝 辞

この書をまとめるにあたり、東大原子力工学科大山彰教授、都甲泰正助教授、前原研理事兼 JPDR 建設部長 久布白兼致氏、前 JPDR 建設部長 木村良之助氏、前原研理事兼 JPDR 管理部長 西堀栄三郎氏、

前第4課長 平田稷氏、高田良夫氏、現 JPDR 管理部次長 黒田正三氏、および現第4課長 村主進氏、から、たえざる激励をいただいたことを深く感謝致します。

この書に利用した実験結果を得るに際しては、運転担当の第4課各位、および保守担当の第3課各位によって安定な運転を保つこと、また試験に応じて運転モードを種々変えるなどの操作に非常な協力をいただいた。実験のうち中性子束分布の測定および整理には、2課3係石塚信氏が、また計装燃料による測定と整理には同係宇賀丈雄氏および星蔦雄氏が、作業にあたってくれた。スリブ比についてGEのデータの再計算には、日本原子力事業(株)小川修夫氏があつた。静的特性を1次元核熱水力計算で求めるについては、JPDR 2課3係長石川勉夫氏、同係久家靖史氏、内藤淑孝氏、機械装置研究室の小堀哲雄氏、計算センタ浅井清氏、および関西電力(株)の山崎吉秀氏の熱心な作業に負つた。アナログ計算においては、その計算および整理に同係、星蔦雄氏から多くの援助を得た。

BPR の特性測定のために石塚信、星蔦雄の両氏および日本原子力事業(株)の花田潔氏に、また炉水位3要素制御系特性測定には星蔦雄氏および東大原子力工学科田辺章氏の熱心な活動によつた。またアナログ計算機の整備調整には、計測制御研究室の臼井甫積氏の尽力をあおいだ。また同研究室の三井田純一氏には、原稿の検討を、須田信英氏には内容についての討論および三井田モデルについての再計算をしていただいた。以上の各氏に対し深甚の謝意を表します。

文 献

- 1) J. J. HOGLE : APED 4720, Control and Transient Performance Tests, JPDR (1964)
- 2) JPDR 管理部 : JAERI-1067, JPDR 初回臨界および出力上昇試験 (1964)
- 3) J. J. HOGLE : APED 3974, Control and Transient Analysis of the JPDR Plant, (1962)
- 4) J. MIIDA, N. SUDA : JAERI 1044, Derivation of Transfer Functions of Natural Circulation Boiling Water Reactor, (1963)
- 5) J. MIIDA, N. SUDA : JAERI 1061, Dynamic Analysis of Natural Circulation Boiling Water Reactor, (1964)
- 6) A. Z. AKCASU : ANL 6221, The Theoretical Feedback Analysis in Boiling Water Reactor, (1960)
- 7) J. A. THIE : ANL 5849, (1959)
- 8) J. A. FLECK : *J. of Nuclear Energy*, Part A. 11, (1960)
- 9) J. A. FLECK : *Nucl. Sci & Eng.*, (1961)
- 10) A. KIRCHENMAYER : *J. of Nucl. Energy*, Part A. 12, (1960)
- 11) 金井, 河井 : 日本原子力学会誌, 3, 168, (1961)
- 12) 三井田, 須田, 都甲, 望月, 石塚 : 原子力総合発表会, C-39, C-40, C-44, (1961)
- 13) 三井田, 須田, 都甲, 望月, 石塚 : 原子力総合発表会, C-93, (1962)
- 14) J. J. HOGLE : GEAP 0971, (1957)
- 15) F. E. TIPPET : HW 41896, (1956)
- 16) 久家 : JAERI-REPORT 1068, JPDR 臨界計算, (1964)
- 17) N. BARTH : GEAP-4276, JPDR Physics Start-up Report, (1963)
- 18) N. BARTH : GEAP-3809, JPDR Physics Report, (1962)
- 19) 望月, 久家, 石川 : JAERI-Memo No. 1717, JPDR-II, 第1次炉心設計計算, (1964)
- 20) JPDR 管理部 : JAERI-Memo No. 1624, JPDR の運転および特性測定4半期報告, p. 175, (1964)
- 21) JPDR 管理部 : JAERI-1067, JPDR 初回臨界および出力上昇試験, (1964)
- 22) 文献 20) に同じ, p. 154

付録 1. JPDR のスリップ比

JPDR のスリップ比を、各種の方法で検討してみる。

1. Lottes, Flinn の結果

Fig. App. 1.1 は LOTTES, FLINN の結果である¹⁾。この図を用いて、JPDR の場合（炉圧 875 psig, 流速 約 3~4 ft/sec.）にあてはめると、スリップ比は 1 ないし 2.3 平均して 1.65 ぐらいのところにあると思われる。

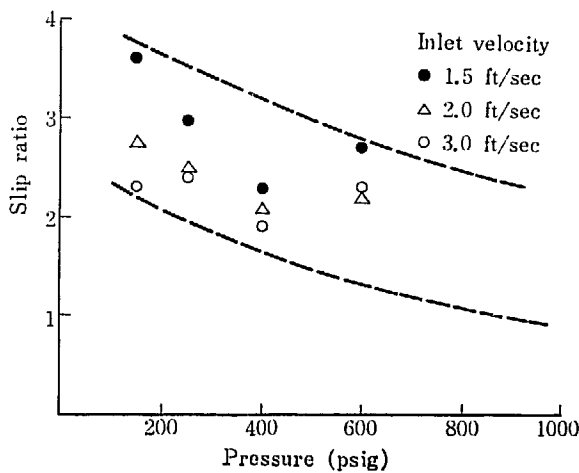


Fig. App. 1.1 Slip ratio vs. velocity at constant pressure for $\frac{1}{2} \times 2 \times 60$ in vertical channel N.S.E.:1 472

A method of analysis of natural circulation boiling system (P.A. LOTTES and W.S. FLINN)

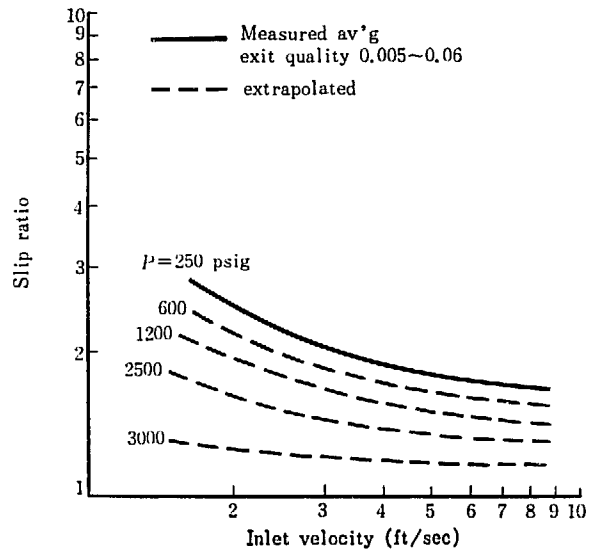


Fig. App. 1.2 Slip ratio vs. inlet flow velocity

また Fig. App. 1.2 は LOTTES らの 1958 年のジュネーブ論文から引用した²⁾。JPDR の場合をあてはめると、上記と同じ 1.6 ないし 1.7 となる。

2. Bankoff の式³⁾

一般に良く使われる BANKOFF の式は次のものである。

$$\text{スリップ比 } \gamma = \frac{1}{\kappa} \left[1 + \frac{\rho_w x (1 - \kappa)}{\rho_a (1 - x)} \right]$$

ここで $\kappa = 0.71 + p \times 10^{-4}$ p (psia)

JPDR の場合を求めれば（出口において $x \approx 0.06$ ）

$$\gamma = 1.64$$

となる。

3. JPDR 計装燃料による実験

JPDR に計装燃料を入れ炉心入口の温度を測定した結果、サブクール温度は Fig. App. 1.3 のごとくになった⁴⁾。これを見ると 定格出力においては 3.5

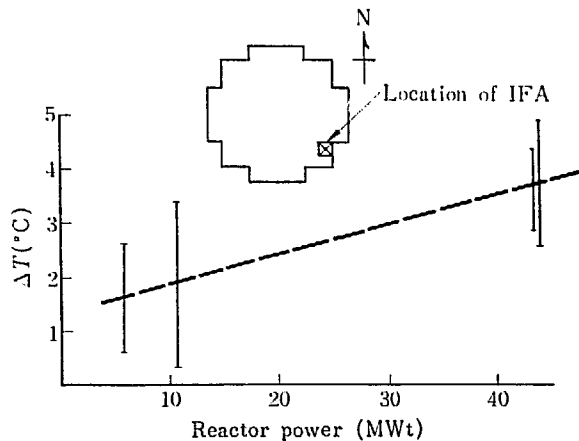


Fig. App. 1.3 Subcooled temperature vs. reactor power, measured by instrumented fuel assembly

ないし 3.7°C ぐらいであると考えられる。このサブクール温度は、炉心下部の再循環流路がかなり長く、複雑であるから、炉心入口平面で一様な値であると考えてさしつかえない。

そこで Fig. App. 1.4 のサブクール領域でエネルギーのバランスの式をたて、制御棒シール系からの流入エネルギーの項 $W_R \cdot i_R$ を無視すると、

$$\frac{W_0}{W_s} = \frac{1}{i_w - i_0} \left[\frac{W_c}{W_s} (i_c - i_{FW}) + (i_w - i_F) - \frac{W_x}{W_s} (i_s - i_w) \right]$$

ここで W_s : 蒸気流量 69 ton/hr

W_c : 浄化系流量 3.4 ton/hr

W_x : キャリアダ, これは炉心蒸気流の 20% と仮定する。

W_0 : 全再循環流量

W_R : 制御棒シール系流入水量 0.2 ton/hr

i_s : 蒸気エンタルピ 664.6 kcal/kg (875 psig)

i_w : 飽和水エンタルピ 291.5 kcal/kg (875 psig)

i_0 : サブクール水エンタルピ
 287.2 kcal/kg (サブクール温度 3.5°C の場合)
 286.9 kcal/kg (サブクール温度 3.7°C の場合)

i_{FW} : 給水エンタルピ 128 kcal/kg (125°C)

i_R : シール冷却水エンタルピ 50 kcal/kg

i_c : 浄化系水エンタルピ, 約 287 kcal/kg

これらの数値を用いて W_0 を求めると、

$$W_0 = 1588 \text{ ton/hr (サブクール温度 3.5°C の場合)}$$

$$= 1495 \text{ ton/hr (サブクール温度 3.7°C の場合)}$$

スリップ比 γ は次の式で表わされる。

$$\gamma = \frac{W_s + W_x}{W_0 - (W_s + W_x)} \frac{v_s (1-f)}{v_w f}$$

炉心出口の気泡体積率 f は 0.482 であるから前記数値を代入すると

$$\gamma = 1.51 \text{ (サブクール温度 3.5°C の場合)}$$

$$= 1.61 \text{ (サブクール温度 3.7°C の場合)}$$

したがって、スリップ比は炉心出口で平均 1.56 となる。

なお W_x をゼロとすれば W_0 は、2780~2615 ton/hr となり、スリップ比は炉心出口で、0.84~0.866 となるがこれは物理学的にあり得ない。また、20% のキャリアダを仮定して求めた、スリップ比 (1.59) は LOTTES や BANKOFF の式などから得られる値に近いことから見て、キャリアダ量の仮定は合理的であると考えられる。

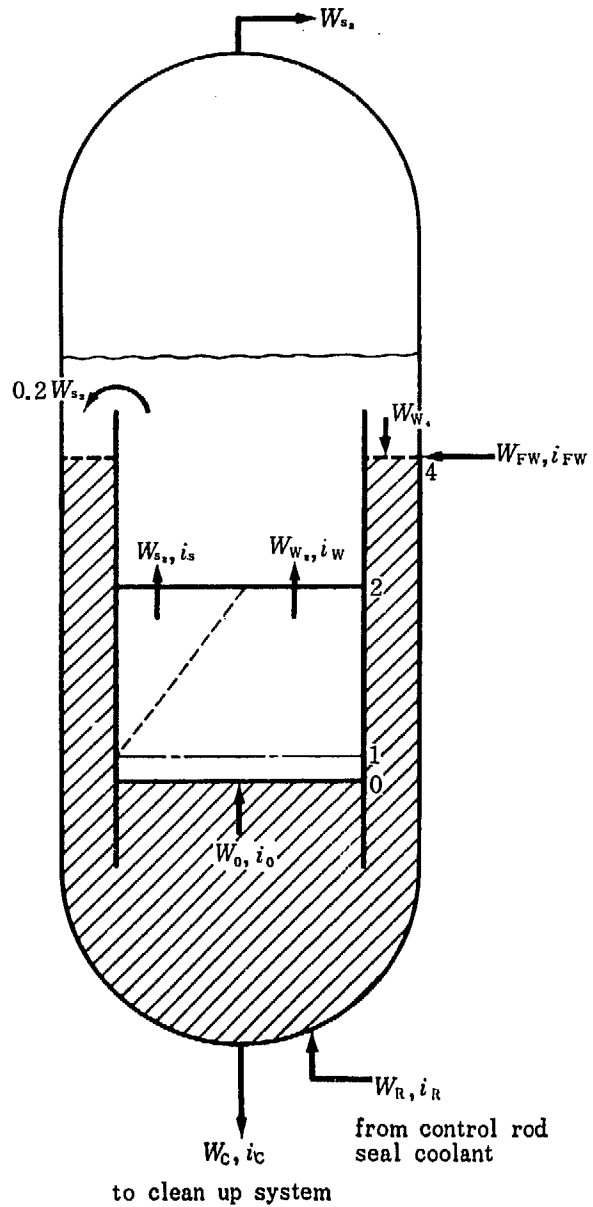


Fig. App. 1.4 Subcooled flow pattern

4. GE 社の計算よりの推定

GE のレポート⁵⁾ に、炉心出口蒸気体積率，および蒸気質を炉出力の関数として求めてグラフに示している。この図を用いてスリップ比を次の式から計算する。

$$\gamma = \frac{v_s (1-f) x}{v_w f (1-x)}$$

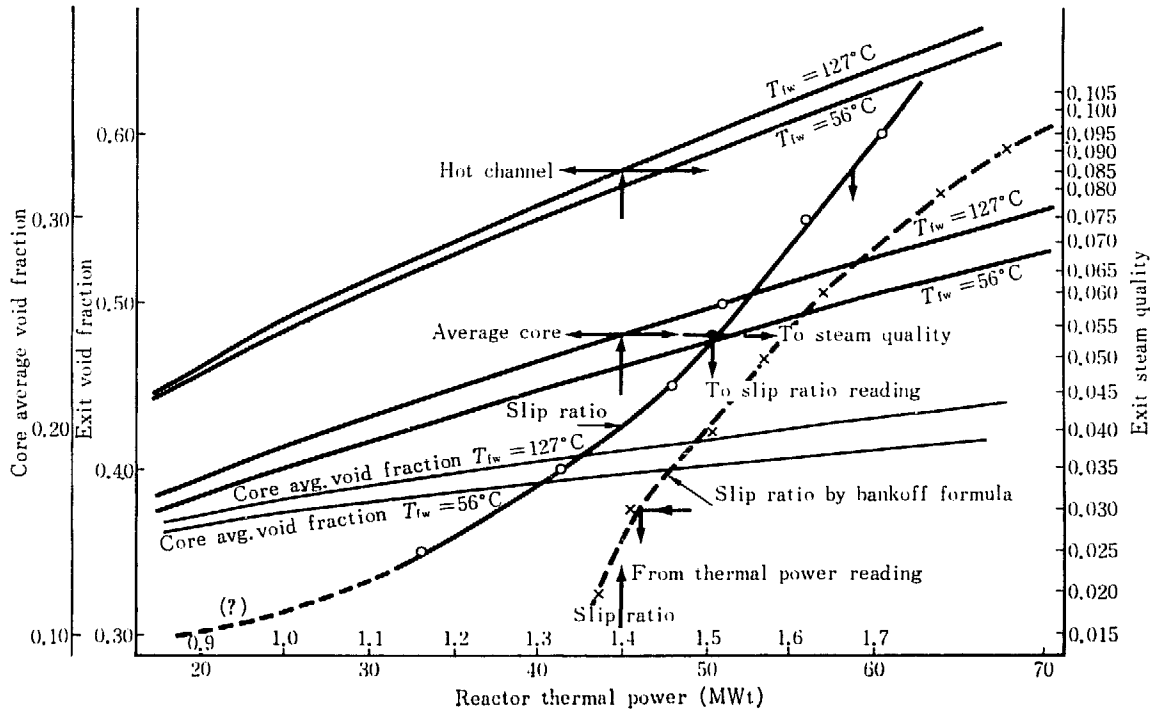


Fig. App. 1.5 Exit void fraction and quality vs. reactor power (20% carry under)

これをグラフにまとめると Fig. App. 1.5 のようになる。45 MWt (定格出力) のときの数値を列挙すると、

出口気泡平均体積率	0.48
出口気泡ホット部体積率	0.58
出口平均蒸気質	0.054
出口ホット部蒸気質	0.086
出口平均スリップ比	1.516
出口ホットスリップ比	1.672

5. 結 論

JPDR でのスリップ比は炉心出口においては 1.6 ぐらいにもなり、1.0 よりはるかに大きい。

付録 2. JPDR の中性子束分布

JPDR の出力運転中の中性子束 (あるいは出力分布) は 1963 年の出力試験中に Ti-Cu ワイヤ照射法で求められた。その測定結果および、ワイヤの照射場所制御棒の引抜パターン、ならびに各ワイヤの位置での軸方向ピーキング係数を Fig. App. 2. 1, 2. 2, および 2. 3 に示す⁶⁾⁷⁾。

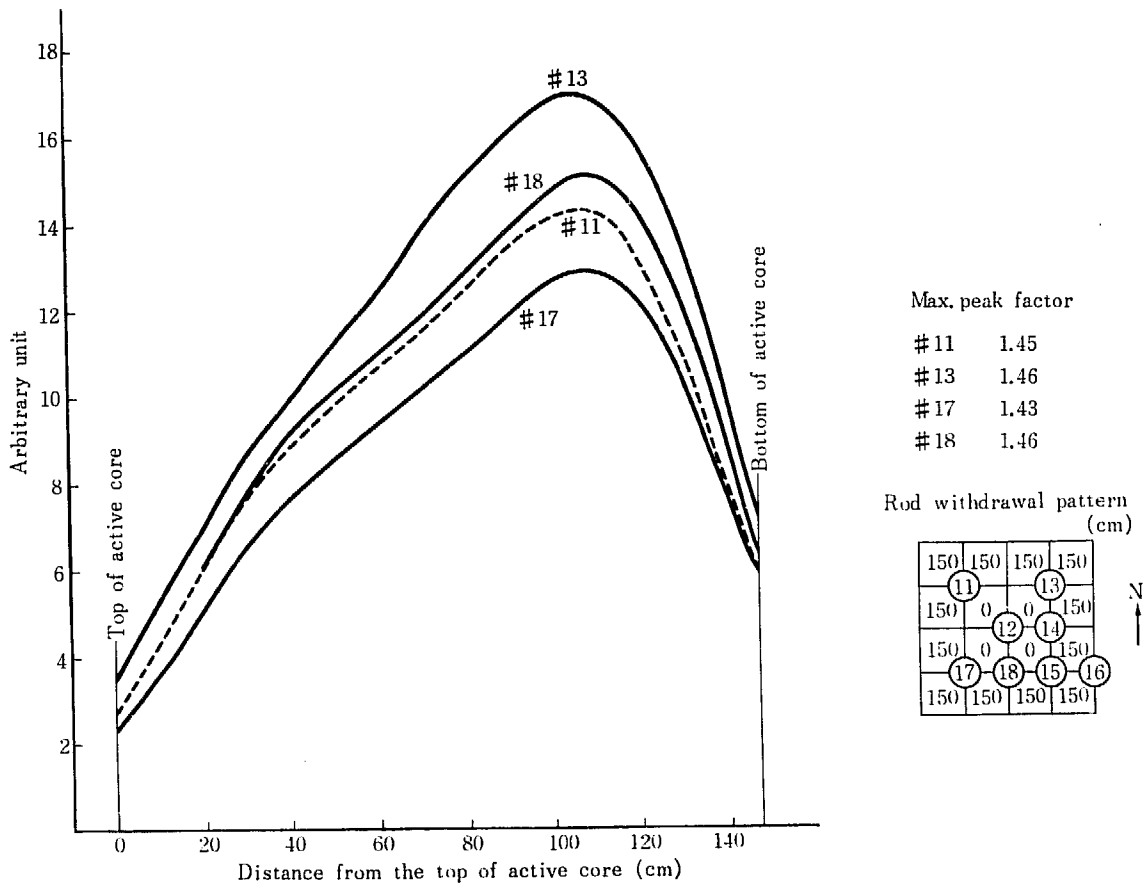


Fig. App. 2.1 Neutron flux distribution (20.3 MWt) No. 1 not decay corrected

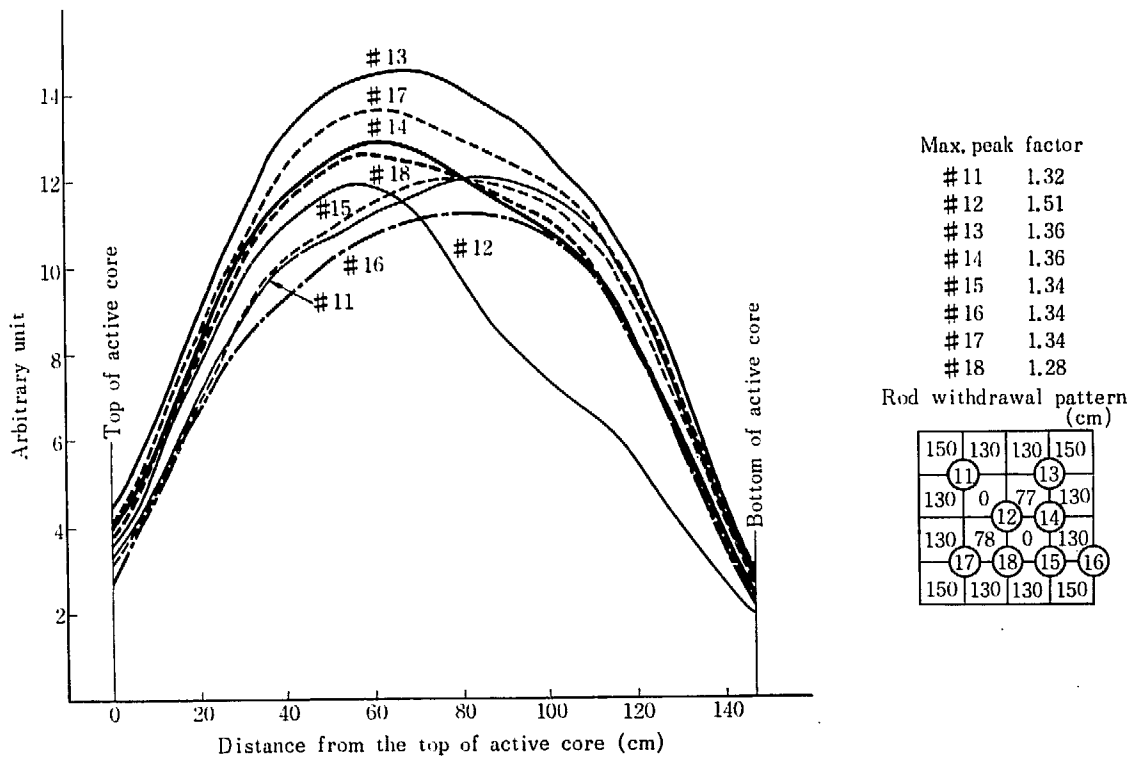


Fig. App. 2.2 Neutron flux distribution (43.5 MWt) No. 2 decay corrected

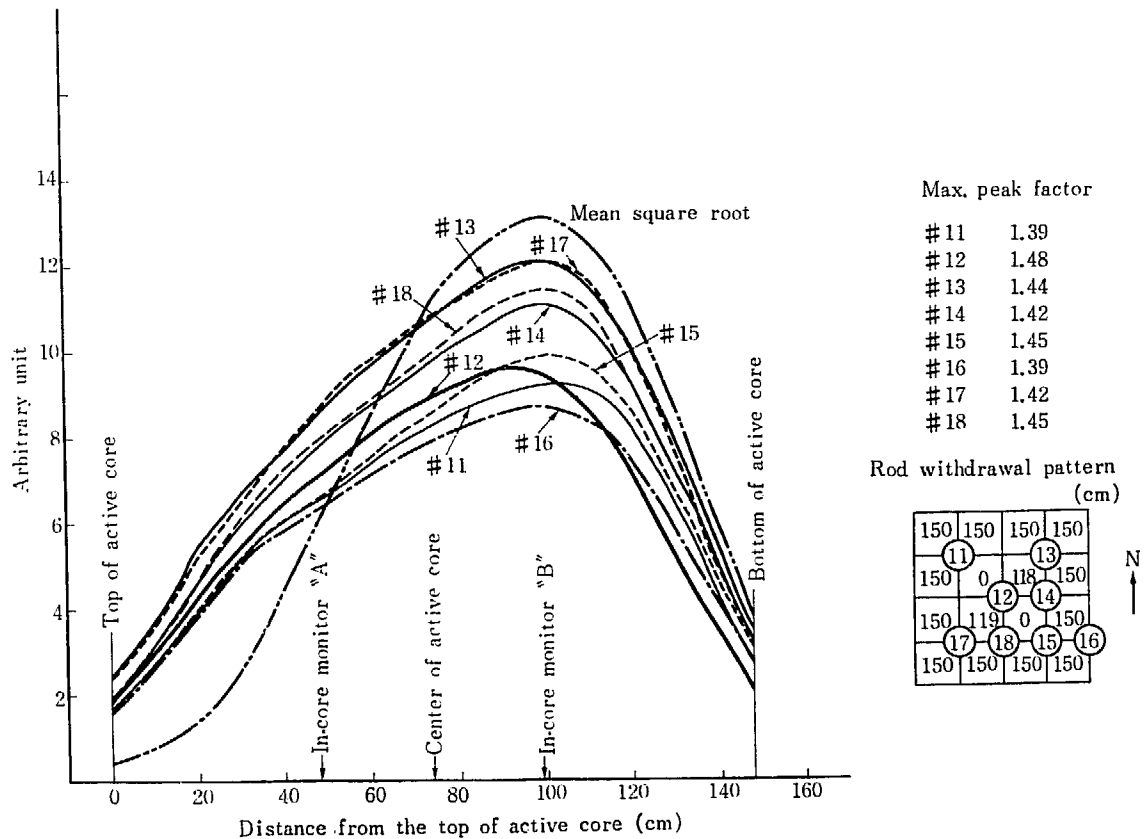


Fig. App. 2.3 Neutron flux distribution (43.5 MWt) No. 3 decay corrected,

これらの図を比較すると Fig. App. 2.1 (20.3 MWt 時) と Fig. App. 2.3 (43.5 MWt 時) の分布の形状は、大きさを別とすれば、ほとんど一致している。ただピーキング係数が前者の方がわずかに高くなっている。なお、前者の図で #13 と #17 が同一高さにはないのは減衰補正をしていないためである。

出力の違いにもかかわらず分布が前者と後者と同じになるのは、中央の制御棒 2 本が完全挿入かまたは、完全挿入と引抜きが半々におこなわれている違いで、このため中性子束分布を決定するのは、制御棒ではなく、むしろ気泡分布にあるからだと考えられる。

上記の結果、ピーキング係数は大略 1.39 ないし 1.48 で正弦波分布におけるピーキング係数 ($\pi/2$) よりも、一見、小さいと見えるが、上記の値は炉心の頂部および底部で中性子束はゼロでない有限な大きさを持っているままで求めたものであるからで、中性子束の反射材部への補外距離を含めて考えれば、ピーキング係数は正弦波形の場合より悪くなる。(たとえば頂部に 20 cm, 底部に 10 cm の補外距離を加えてピーキング係数を Fig. App. 2.3 #14 について求めると 1.74 となり、普通の $\pi/2$ より悪くなる。)

Fig. App. 2.3 でわかるように半径方向を含めて、一番高いピークを持つところは、中央部 (#12) ではなく $1/2$ 半径だけ中心から離れたところ (#13, #17) にある。これは制御棒の非対称な引抜きのためである。

Fig. App. 2.2 と Fig. 2.3 は同じ熱出力 43.5 MWt でありながら、甚だしく分布が異なる。これは、もっぱら、制御棒の引抜きの距離による違いである。

一般に前者は後者よりピーキング係数は良い。ただし中心 #12 は逆に悪い。それにもかかわらず JPDR の標準制御棒引抜きパターンは後者を用いている理由は

イ) 炉自動制御運転をする場合、中央の 2 本の制御棒は全出力の近くで、デマンドトリップリミットの直前位にまで引抜かれるようなパターンは、後者と与えられ、このようにすれば、2 本の制御棒で出力の 50% から 100% までを自動制御できる。

ロ) Fig. App. 2.2 のパターンでは中央部 (#12) にピーキングのとくに良くないところが生ずるが、Fig. App. 2.3 のパターンでは一様に平均化された値をもっている。

さてこのように歪んだ波形を、かりに、基本波と第2高調波だけで表現することを試みる⁹⁾。例として最小2乗法で Fig. App. 2.3 の #14 を表わすと

$$\phi = 10.098 \left(\sin \frac{x}{177} \pi - 0.508 \sin \frac{2x}{177} \pi \right)$$

となり歪率は 50.8% というにはなほ大きい。すなわち出力の軸方向分布が平坦であるというには実際はかなりかけ離れている。

結論として

(1) 軸方向ピーキング係数は、ほとんど全炉心にわたり、1.4 以上であり、補外距離を考慮すれば正弦波のピーキング係数より悪い。したがって、軸方向分布を一定であるとする仮定は好ましくない。

(2) 現在の JPDR での制御棒パターンでは 100% 出力と 50% 出力の中性子束分布の形はほとんど同じであり、この間の出力は、中央の2本の制御棒の加減によって得られるから、分布の形は 50% と 100% の場合からはなほだしく外れることはないと考えてさしつかえないであろう。

付録 3. 崩壊熱曲線

文献⁹⁾によると、長期運転後の崩壊 β および γ による熱発生の時間的経過は Fig. App. 3.1 のごとくである。これを始めの4分間ほどについて書きなおすと Fig. App. 3.2 のようになる。すなわち崩壊熱は、核分裂反応停止後 0.1 秒くらいで、7% 出力に急減し、以後、指数関数に近い形で 3% のラインに近づき、あとはきわめてゆっくり減衰する。

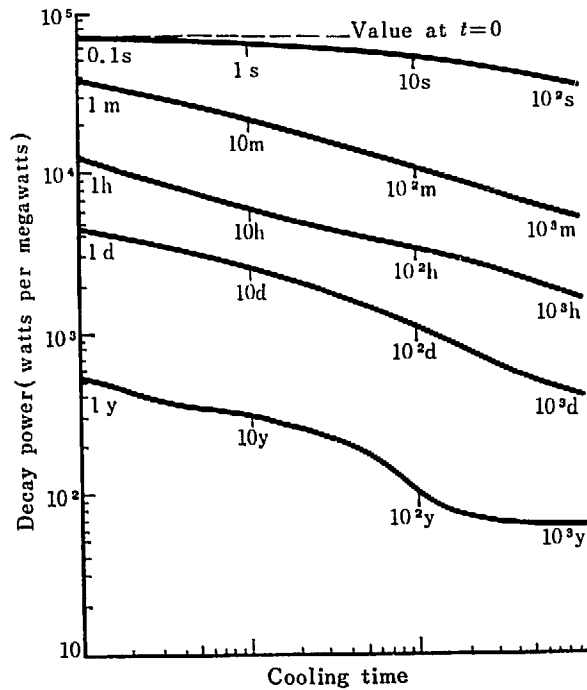


Fig. App. 3.1 Decay power after infinite irradiation

そこで近似的に時定数 32 秒、初期値 0.06 (6%) で、最終値 0.03 (3%) になるような1次おくれ系を考え、Fig. App. 3.2 の点線のように、かなり良い模擬をすることができる。これを式に表わすと

$$0.03 \phi^* + \frac{0.03}{1+32s} (\phi^* + \delta\phi)$$

となる。

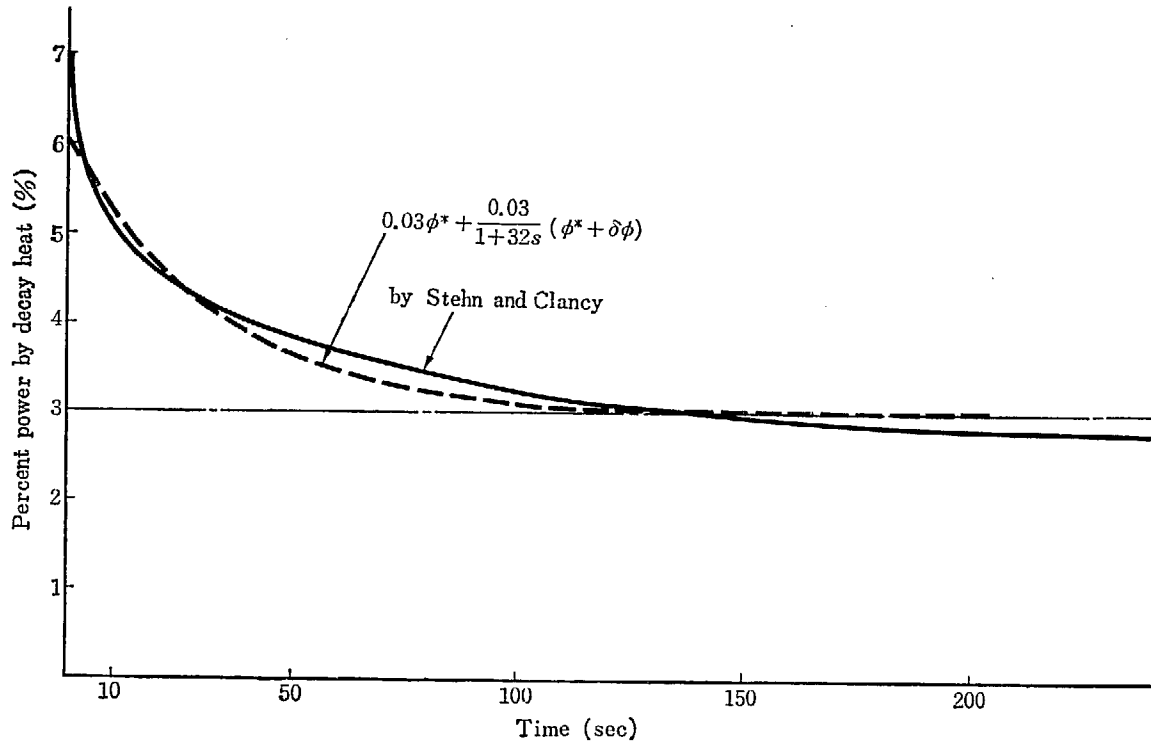


Fig. App. 3.2 Decay power after infinite irradiation

附録 4. 再循環流量のむだ時間、および遅れ時間要素

(24) 式においてむだ時間 τ_1 は、給水スパージャから、炉心入口までの質量を、再循環流量で割った値に等しい。これは約 15.9 秒となる。

$$6839.6 \text{ kg} / 428 \text{ kg/sec} = 15.9 \text{ sec}$$

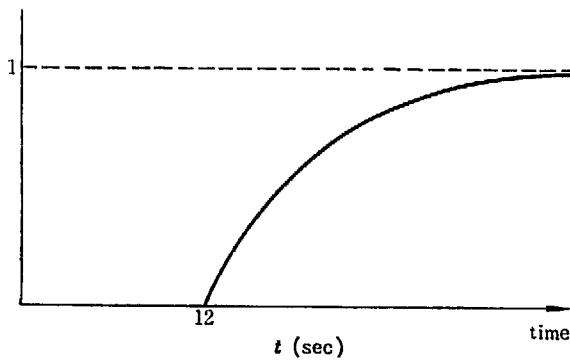


Fig. App. 4.1 Typical delay model of recirculation flow

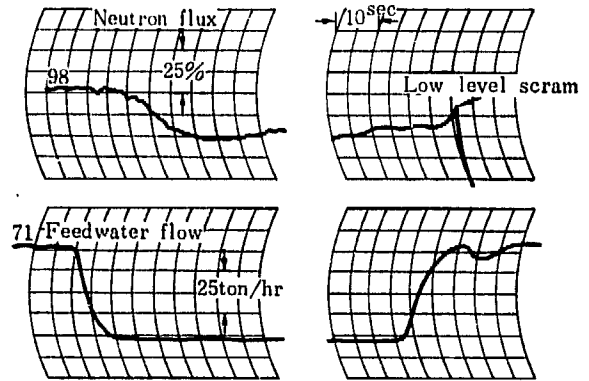


Fig. App. 4.2 Feedwater transient test date taken Dec. 1963 at 45 MWt

しかしながら、実際には、再循環水はダウンカマを降りて、底部ドームに入るのに約 10.6 秒かかり、そのあとは上昇して、底部プレナムを通過して炉心に到達する間、制御棒ガイドによって衝突攪拌され、1 秒ないし 10 秒ぐらいの時間を要する。これはあたかも 1 次おくれの形をとる。代表的には Fig. App. 4.1 のようになる。そこで、再循環流のむだ時間、および遅れ時間の効果を、次のようにあらわす。

$$\frac{e^{-\tau_1 s}}{1 + \tau_2 s} = \frac{e^{-12s}}{1 + 7s}$$

このような表現が、合理的だと考えられるのは Fig. App. 4.2 の給水過渡試験の結果を見てもわかる。τ₁ を 12 秒としたのは、給水の最も速く炉心に到達するものでも 10.6+1 秒を要するからである。τ₂ を 7 秒としたのは、大略 10 秒の攪拌時間ですべての給水の過渡変動分が炉心に到達すると考え、これを 1 次遅れであらわした時定数である。

この式をあらわす電気回路は Fig. App. 4.3 である¹⁰⁾¹¹⁾。かなりよい模擬ができる¹¹⁾。

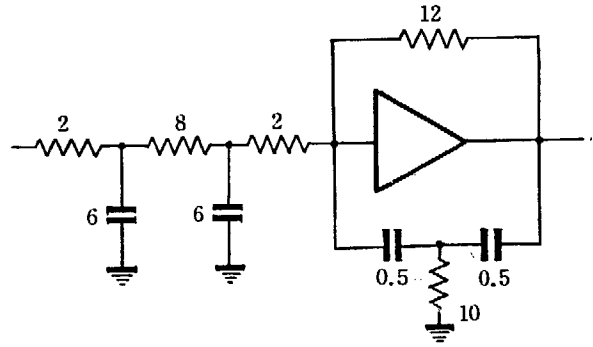


Fig. App. 4.3 Circuit simulating recirculation delay

付録 5. 運動量に関する方程式の解法

(2.26) 式を再循環ループの各セクションに適用すると次のようになる。

イ) コア部

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{core}} [\rho_s R_s' w_{sc} + \rho_w (1 - R_s') w_{wc} + \rho_w w_{leak}] dL &= \frac{1}{2} \rho_w (w_0 + w_{leak})^2 - \frac{1}{2} [\rho_s f_{ex} w_s^2 + \rho_w (1 - f_{ex}) \\ &\times (w_{w2} + w_{leak})^2] - g \int_{\text{core}} (\rho_w (1 - R_s) + \rho_s R_s) dL - g [\text{FPD}]_{\text{core}} - \frac{1}{2} \int_{\text{core}} \left[w_w^2 \rho_w \frac{\partial(1-f)}{\partial z} + w_s^2 \rho_s \frac{\partial f}{\partial z} \right] dL \end{aligned}$$

ロ) チムニ部

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{chim}} [\rho_s f_{ex} w_{s, ch} + \rho_w (1 - f_{ex}) w_{w, ch}] dL &= \frac{1}{2} [\rho_s f_{ex} w_s^2 + \rho_w (1 - f_{ex}) (w_{w2} + w_{leak})^2] \\ &- \frac{1}{2} [\rho_s f_{ex} w_s^2 + \rho_w (1 - f_{ex}) (w_{w2} + w_{leak})^2] - g \int_{\text{chim}} (\rho_s f_{ex} + \rho_w (1 - f_{ex})) dL - g [\text{FPD}]_{\text{chim}} \end{aligned}$$

ハ) 上部プレナム部

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{T.P.}} [\rho_s f_{TPi} w_{s, TPi} + \rho_w (1 - f_{TPi}) w_{w, TPi} + \rho_s f_{TPo} w_{s, TPo} + \rho_w (1 - f_{TPo}) w_{w, TPo}] dL \\ = \frac{1}{2} [\rho_s f_{ex} w_s^2 + \rho_w (1 - f_{ex}) (w_{w2} + w_{leak})^2] - \frac{1}{2} [\rho_s f_D w_s^2 + \rho_w (1 - f_D) (w_R')^2] - g [\text{FPD}]_{\text{T.P.}} \end{aligned}$$

この場合、水の自由表面からの蒸発により減少する運動量については、それが、この区間で考える運動量のベクトルに直角であるから無視した。

また、この区間の自重の項もベクトル和は小さいと考えられ無視した。

ニ) ダウンカマ飽和部

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{D.sat}} [\rho_s f_D w_{s, D.sat} + \rho_w (1 - f_D) w_{w, D.sat}] dL &= \frac{1}{2} [\rho_s f_D w_s^2 + \rho_w (1 - f_D) (w_R')^2] \\ &- \frac{1}{2} [\rho_s f_D w_s^2 + \rho_w (1 - f_D) (w_R')^2] + g \int_{\text{D.sat}} (\rho_s f_D + \rho_w (1 - f_D)) dL - g [\text{FPD}]_{\text{D.sat}} \end{aligned}$$

ホ) ダウンカマキブール部

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{D.sub}} (\rho_{D, sub} w_{w, D.sub}) dL = \frac{1}{2} [\rho_s f_D w_s^2 + \rho_w (1 - f_D) (w_R')^2] - \frac{1}{2} \rho_{D, sub} w_{D, sub}^2 + g \int_{\text{D.sub}} \rho_{D, sub} dL - [\text{FPD}]_{\text{D.sub}}$$

ダウンカマ部へは給水が入るが、これはこの領域のベクトル方向に直角であるから、無視する。

ヘ) 底部ドーム内

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{L.D}} (\rho_{L, D} w_{L, D}) dL = \frac{1}{2} \rho_{L, sub} w_{L, sub}^2 - \frac{1}{2} \rho_{L, D} w_{L, D}^2 - g [\text{FPD}]_{\text{L.D}}$$

この領域の自重の方向は、運動量のベクトルに影響しないと考えて無視する。

ト) 下部プレナム部

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{L.P} (\rho_{L.P} v_{L.P}) dL = \frac{1}{2} \rho_{L.D} v_{L.D}^2 - \frac{1}{2} \rho_{L.P} v_{L.P}^2 - g \int_{L.P} \rho_{L.P} dL - g [\text{FPD}]_{L.P}$$

$\rho_{L.P} \cong \rho_w$ である。

以上、イ) からト) までを総和すると

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{M_{SC} w_{SC} + M_{WC} w_{WC} + M_{leak} w_{leak}}{A_c} + \frac{M_{S.ch} w_{S.ch} + M_{W.ch} w_{W.ch} + M_{S.TPi} w_{S.TPi} + M_{W.TPi} w_{W.TPi}}{A_{ch}} \right. \\ & + \frac{M_{S.TP0} w_{S.TP0} + M_{W.TP0} w_{W.TP0} + M_{SD.sat} w_{SD.sat} + M_{WD.sat} w_{WD.sat}}{A_{D.sat}} + \frac{M_{D.sub} w_{D.sub}}{A_{D.sub}} + \frac{M_{L.D} w_{L.D}}{A_{L.D}} \\ & \left. + \frac{M_{L.P} w_{L.P}}{A_{L.P}} \right) = g \left\{ (\rho_s f_D + \rho_w (1-f_D)) L_{D.sat} + \rho_{D.sub} L_{D.sub} - (\rho_w (1-R_s) + \rho_s R_s) L_c \right. \\ & \left. - [\rho_s f_{ex} + \rho_w (1-f_{ex})] \cdot L_{ch} - \rho_{LP} L_{LP} \right\} - g \sum_i (\text{FPD})_i - \frac{1}{2} \int_{\text{core}} (W_w^2 \rho_w \frac{\partial(1-f)}{\partial z} + W_s^2 \rho_s \frac{\partial f}{\partial z}) dL \quad (\text{App. 5.1}) \end{aligned}$$

さて

$$\begin{aligned} & M_{SC} w_{SC} + M_{WC} w_{WC} + M_{leak} w_{leak} \\ & = M_{SC} \frac{v_s W_{SC}}{A_c' f} + M_{WC} \frac{v_w W_{WC}}{A_c' (1-f)} + M_{leak} \frac{v_w W_{leak}}{A_{leak}} \\ & = L_c (W_{SC} + W_{WC} + W_{leak}) = L_c W_0 \end{aligned}$$

(2.26) 式の左辺の各項に同様な変形を与えてまとめれば

$$\frac{dW_0}{dt} \frac{1}{A_c} \left[L_c + \frac{A_c}{A_{ch}} (L_{ch} + L_{TPi}) + \frac{A_c}{A_{D.sat}} (L_{TP0} + L_{D.sat}) + \frac{A_c}{A_{D.sub}} L_{D.sub} + \frac{A_c}{A_{L.D}} L_{L.D} + \frac{A_c}{A_{L.P}} L_{L.P} \right]$$

すなわち 左辺 \equiv (ループの長さ \times 面積荷重) $\times \frac{1}{A_c} \times \frac{d}{dt}$ (全質量流)

となる。

ただし上部プレナム外環部およびダウンカマ飽和部の質量流は、他の領域に比べ、炉外に出て行く蒸気流分だけ小さいが、その誤差は3~4%にすぎない。

微小変化分をとれば

$$\text{左辺} = \frac{\bar{L}}{A_c} \frac{d\delta W_0}{dt} \quad (\text{App. 5.2})$$

$$\text{ただし } \bar{L} \equiv L_c + \frac{A_c}{A_{ch}} (L_{ch} + L_{TPi}) + \frac{A_c}{A_{D.sat}} (L_{TP0} + L_{D.sat}) + \frac{A_c}{A_{D.sub}} L_{D.sub} + \frac{A_c}{A_{L.D}} L_{L.D} + \frac{A_c}{A_{L.P}} L_{L.P}$$

次に

$$\begin{aligned} I \equiv & g \left\{ (\rho_s f_D + \rho_w (1-f_D)) L_{D.sat} + \rho_{D.sub} L_{D.sub} - (\rho_w (1-R_s) + \rho_s R_s) L_c \right. \\ & \left. - [\rho_s f_{ex} + \rho_w (1-f_{ex})] L_{ch} - \rho_{LP} L_{LP} \right\} \end{aligned}$$

の微小変化分を考える、

計算によれば¹²⁾ (付録12参照) R_s と f_{ex} の比は、ほとんど全出力領域にわたって一定である。

$$f_{ex} \equiv k R_s \quad k \text{ は常数}$$

またキャリアンダ量が過渡時も変わらないとすれば

$$f_D \equiv k' R_s \quad k' \text{ は常数}$$

$$\begin{aligned} -\delta \left[(\rho_s R_s + \rho_w (1-R_s)) \right] &= \left(\frac{1}{v_w^*} - \frac{1}{v_s^*} \right) \delta R_s + R_s^* \left[\frac{1}{v_s^{*2}} \left(\frac{\partial v_s}{\partial p} \right)^* - \frac{1}{v_w^{*2}} \left(\frac{\partial v_w}{\partial p} \right)^* \right] \delta p + \frac{1}{v_w^{*2}} \left(\frac{\partial v_w}{\partial p} \right)^* \delta p \\ -\delta \left[(\rho_s f_{ex} + \rho_w (1-f_{ex})) \right] &= \left(\frac{1}{v_w^*} - \frac{1}{v_s^*} \right) k \delta R_s + k R_s^* \left[\frac{1}{v_s^{*2}} \left(\frac{\partial v_s}{\partial p} \right)^* - \frac{1}{v_w^{*2}} \left(\frac{\partial v_w}{\partial p} \right)^* \right] \delta p \\ &+ \frac{1}{v_w^{*2}} \left(\frac{\partial v_w}{\partial p} \right)^* \delta p \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 +\delta[\rho_s f_D + \rho_w(1-f_D)] &= -\left(\frac{1}{v_w^*} - \frac{1}{v_s^*}\right) k' \delta R_s - k' R_s^* \left[\frac{1}{v_s^{*2}} \left(\frac{\partial v_s}{\partial p}\right)^* - \frac{1}{v_w^{*2}} \left(\frac{\partial v_w}{\partial p}\right)^* \right] \delta p \\
 &\quad - \frac{1}{v_w^{*2}} \left(\frac{\partial v_w}{\partial p}\right)^* \delta p \\
 +\delta(\rho_{D,sub} L_{D,sub}) &\simeq -\frac{1}{v_w^{*2}} \left(\frac{\partial v_w}{\partial p}\right)^* \delta p \\
 -\delta(\delta_{L,P} L_{L,P}) &\simeq \frac{1}{v_w^{*2}} \left(\frac{\partial v_w}{\partial p}\right)^* \delta p \\
 \therefore I &\equiv g(D_3 \delta R_s + D_4 \delta p) \tag{App. 5.3}
 \end{aligned}$$

ただし

$$\begin{aligned}
 D_3 &\equiv \left(\frac{1}{v_w^*} - \frac{1}{v_s^*}\right) (L_C + kL_{ch} - k'L_{D,sat}) \\
 D_4 &\equiv R_s^* \left[\frac{1}{v_s^{*2}} \left(\frac{\partial v_s}{\partial p}\right)^* - \frac{1}{v_w^{*2}} \left(\frac{\partial v_w}{\partial p}\right)^* \right] (L_C + kL_{ch} - k'L_{D,sat})
 \end{aligned}$$

次に $g \sum_i (FPD)_i$ は、流路の摩擦および幾何学的構造（縮拡流）による圧力降下をあらわす。この圧力降下は、単相の場合は流速の2乗に比例すると表現してもよいが、自然循環沸騰水炉での2相流に含まれる回路においては、複雑になる。すなわち、流量の2乗に比例する比例係数 R が MARTINELLI NELSON によれば蒸気質と圧力、主として前者によって決定されるものである。したがって、次のように表現する。

$$[F. P. D.] = K' R(x, p) W_0^2 \tag{App. 5.4}$$

なお、蒸気質と、気泡体積率の間には、スリップ比を介して関係式を立てることができて、

$$x = \frac{w_s \rho_s f}{w_w \rho_w (1-f) + w_s \rho_s f}$$

スリップ比 γ は BANKOFF の式より

$$\gamma = w_s / w_w = \frac{1}{\kappa} \left[1 + \frac{\rho_w x (1-\kappa)}{\rho_s (1-x)} \right]$$

$$\therefore f = \frac{\kappa x}{\rho_s / \rho_w + x(1 - \rho_s / \rho_w)} \tag{App. 5.5}$$

これより JPDR の場合につき R と f の関係を求めると、Fig. App. 5.1 のように

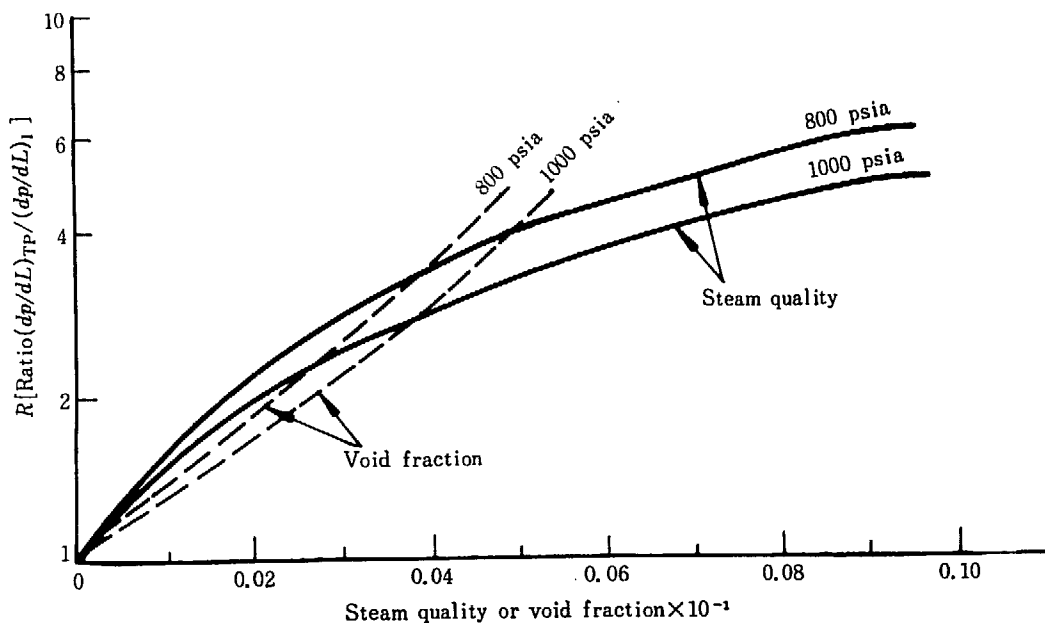


Fig. App. 5.1 R vs. steam quality and void fraction

$$f = K \log R$$

(App. 5.6)

の形をなす。

また、摩擦損、縮流損の大きな値は炉心入口から出口までほとんど与えられ、他の場所における値は無視しえる。

次に (App. 5.1) 式の最後の項に $w_w \cong \frac{W_0}{Ac\rho_w}$, $w_s = \gamma w_w$ の変換をおこない

$\gamma^2 \rho_s / \rho_w \ll 1$ の近似をおこなえば

$$\frac{1}{2} \int \left[w_w^2 \rho_w \frac{\partial(1-f)}{\partial z} + w_s^2 \rho_s \frac{\partial f}{\partial z} \right] dL \cong \frac{1}{2} \frac{W_0^2}{Ac^2 \rho_w} \int_{\text{core}} \frac{\partial f}{\partial z} dz = \frac{1}{2} \frac{W_0^2}{Ac^2 \rho_w} f_{\text{ex}} = \frac{1}{2} \frac{K W_0^2}{Ac^2 \rho_w} R_s \quad (\text{App. 5.7})$$

(App. 5.4) (App. 5.7) の両式の和は摩擦損、縮流損気泡体積率の勾配による損失である。これは冷却材流量の2乗と、気泡平均体積率 R_s またはその関数の棒に比例する。しかし、實際上、冷却材流量が増すと、気泡が押し出されるため R の値は減る。したがって、全体としては W_0 の1乗に近い値に比例する形となる。このことは別の計算の結果でも示される¹²⁾。Fig. App. 5.2 はその1例である。

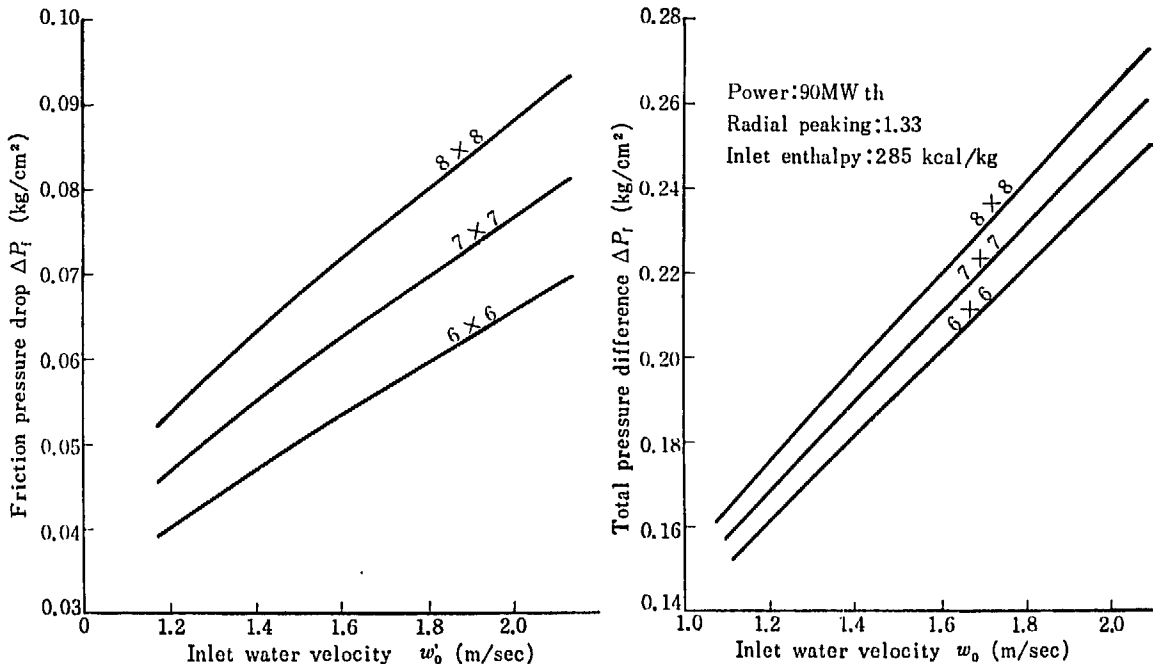


Fig. App. 5.2 Pressured drop vs. inlet water velocity

そこでこれら両項を合せて、流量の1乗に比例すると表現する。

$$g \sum (\text{FPD})_i + \frac{1}{2} \int_{\text{core}} \left[w_w^2 \rho_w \frac{\partial(1-f)}{\partial z} + w_s^2 \rho_s \frac{\partial f}{\partial z} \right] dL \cong g K_2 W_0$$

微小変化分のみを取出し

$$g \delta \sum (\text{FPD})_i + \frac{1}{2} \delta \int_{\text{core}} \left[w_w^2 \rho_w \frac{\partial(1-f)}{\partial z} + w_s^2 \rho_s \frac{\partial f}{\partial z} \right] dL = g K_2 \delta W_0 \quad (\text{App. 5.8})$$

さて (App. 5-1) 式から、定常状態の解を求める。

$$g \{ [\rho_s f_D + \rho_w (1-f_D)] L_{D,\text{sat}} + \rho_{D,\text{sub}} L_{D,\text{sub}} - [\rho_w (1-R_s) + \rho_s R_s] L_C - [\rho_s f_{\text{ex}} + \rho_w (1-f_{\text{ex}})] L_{\text{ch}} - \rho_{L,F} L_{L,F} \} = g \sum_i (\text{FPD})_i + \frac{1}{2} \int_{\text{core}} \left[w_w^2 \rho_w \frac{\partial(1-f)}{\partial z} + w_s^2 \rho_s \frac{\partial f}{\partial z} \right] dL = g K_2 W_0^*$$

$$\therefore K_2 \cong \frac{1}{W_0^*} \left\{ [\rho_s f_D + \rho_w (1-f_D)] L_{D,\text{sat}} + \rho_{D,\text{sub}} L_{D,\text{sub}} - [\rho_w (1-R_s) + \rho_s R_s] L_C - [\rho_s f_{\text{ex}} + \rho_w (1-f_{\text{ex}})] L_{\text{ch}} - \rho_{L,F} L_{L,F} \right\}$$

全体をまとめると (App. 5.2, 5.3, 5.4 から)

$$\frac{L}{g} \frac{\partial \delta W_0}{\partial t} = A_c D_3 \delta R_s + A_c D_4 \delta p - K_2 A_c \delta W_0 \tag{App. 5.9}$$

付録 6. 気泡体積率の決定

気泡体積率 R_s は一般には、出口蒸気質 X_e 、サブクーリング i_0 、圧力 p 、入口流速 (流量) $W_0 + W_{leak}$ 、さらには炉出力 Q 、気泡開始点、ピーキングなどの関数である。

今これらのパラメータにしたがって KYNAK コードで計算したのが¹²⁾、Fig. App. 6.1 である。これを

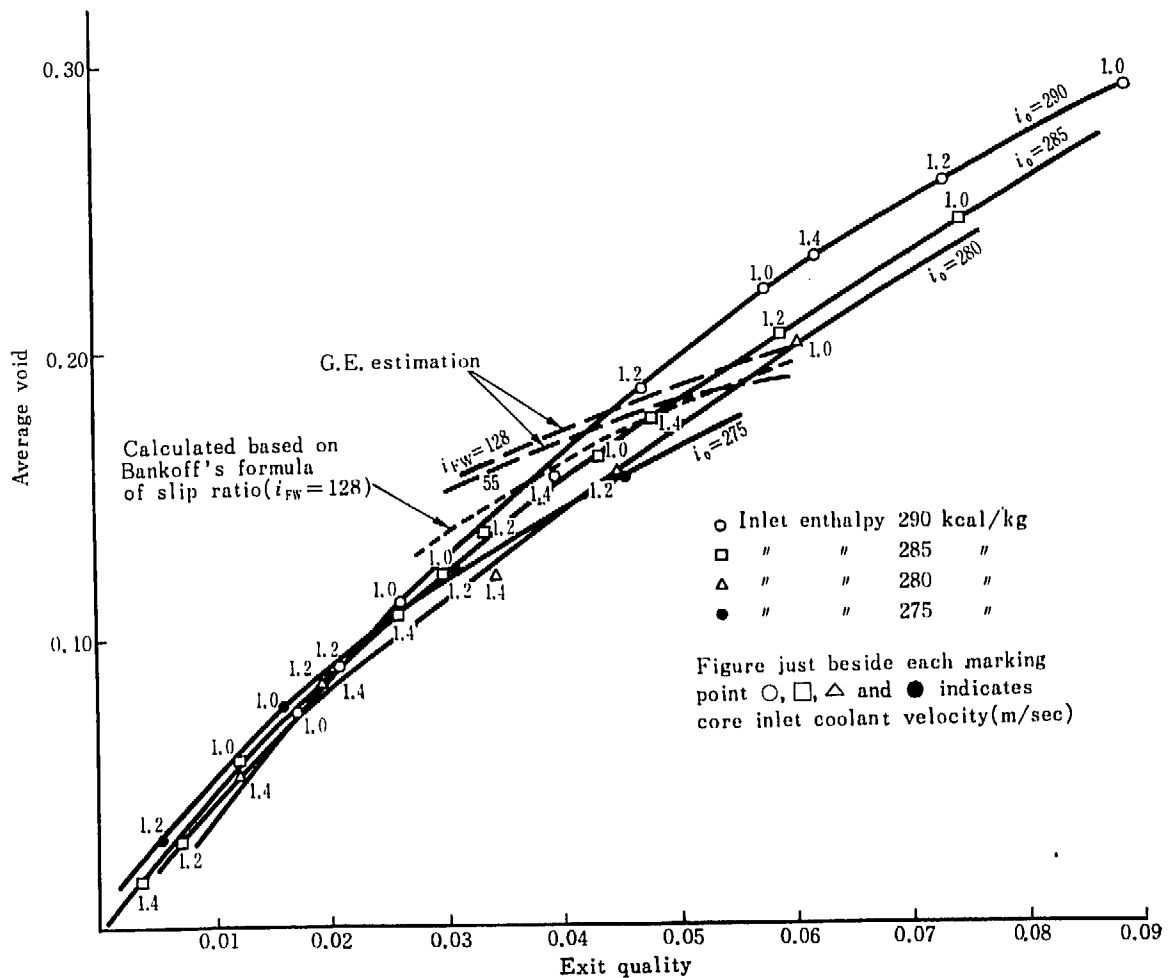


Fig. App. 6.1 Relation between exit quality and average void

見れば、炉心平均気泡体積率 R_s に出口蒸気質のみに強く影響され、他のパラメータの影響は小さいことがわかる。

一般には R_s は出口蒸気質 X_e とサブクールエンタルピの2つの関数の和とする方法が採用されている^{10) 13) 14) 15)}

この考え方はポンプによって流量調節のできる強制循環 BWR の場合はよいが、自然循環の場合は、給水エンタルピが与えられていれば、出力 Q あるいは W を定めることにより、出口蒸気質 X_e 、入口流量 W_0 、入口エンタルピ i_0 は一義的にきめられてしまう。これは次のように考えられる。

自然循環 BWR の熱水力定常特性を決定するのは次の3つである。

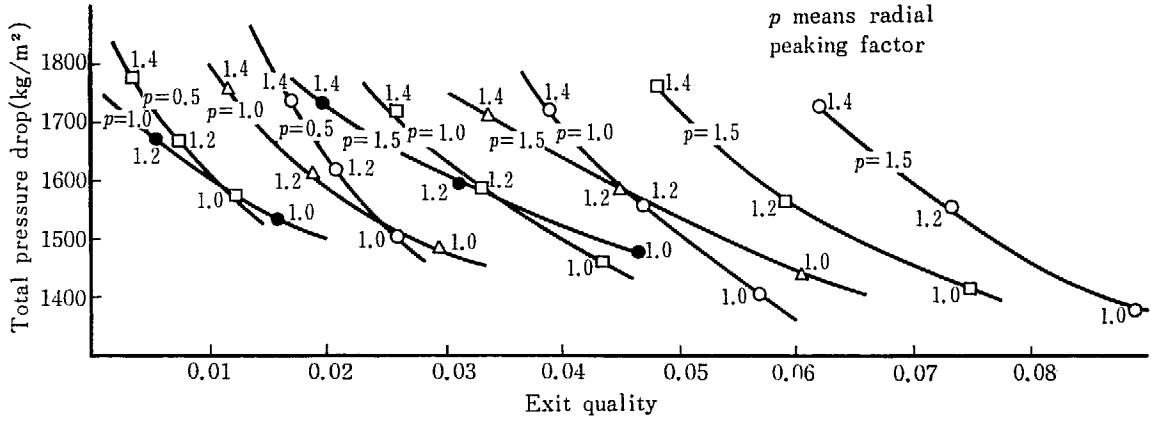


Fig. App. 6.2 Total pressure drop vs. exit quality
 ◎ $i_0=290$ kcal/kg, □ $i_0=285$ kcal/kg, △ $i_0=280$ kcal/kg, ● $i_0=275$ kcal/kg
 Figure just beside each marking point indicates core inlet coolant velocity (m/sec.)

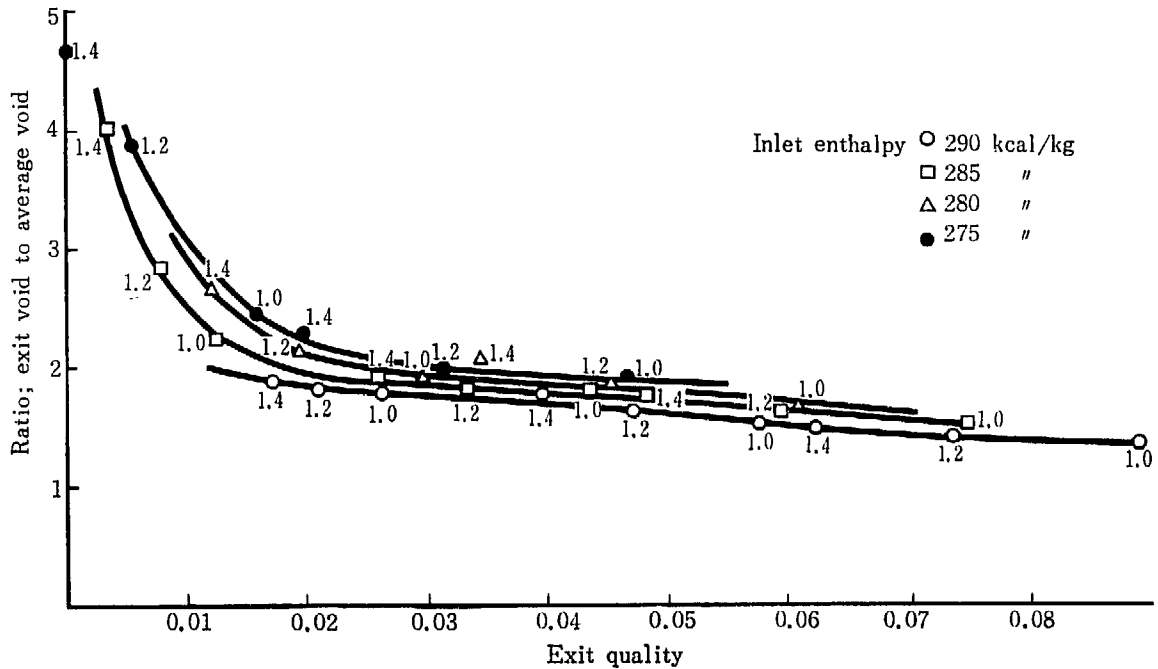


Fig. App. 6.3 Ratio, exit void to average void vs. exit quality

(1) 熱バランスの式

$$Q^* = W_{s3}^*(i_s^* - i_{FW}^*) \quad (2.18 \text{ および } 2.19 \text{ 式より}) \quad (\text{App. 6.1})$$

(2) 気泡によって生ずる再循環流を求める式

これは、与えられた蒸気流 W_s 状態における平均気泡体積率 R_s と蒸気質を結びつけるものである。

(2.26) 式をまとめると

$$\sum \pm \rho_i(R_s) = \sum \{\text{FPD}\} = K(W_0 + W_{\text{leak}}) = K \left(\frac{W_s}{X_c} \right) \quad (\text{App. 6.2})$$

$\rho_i(R_s)$ は再循環ループ内の各質量が、気泡量を表わす R_s の関数であることを示す。

(3) 蒸気流量 W_{s2} と入口流量 W_0 または W_{w2} との関係づける式

これはたとえば BANKOFF の slip ratio を与える式などで代表される。すなわち

$$X_c = \frac{W_{s2}}{W_{w2}} = \gamma \frac{f_{ex} \rho_s}{1 - f_{ex} \rho_w} = \gamma \frac{K'(i_{FW}) R_s \rho_s}{1 - K'(i_{FW}) R_s \rho_w} \quad (\text{App. 6.3})$$

出口蒸気体積率 f_{ex} と炉心平均蒸気体積率 R_s の間は給水エンタルピ i_{FW} をパラメータとして、大略比例関係にあることわかっている。(Fig. App. 6.3 参照)そこで上式のような $K'(i_{FW})$ なる常数が導入された。

(App. 6.3) 式を画くと, Fig. App. 6.4 のカーブ群 a, a' となる. (App. 6.2) 式を画けば Fig. App. 6.4 のカーブ群 b, b' となる. 動作点は両カーブ群の交点である.

したがって, W_s あるいは, 出力 Q と給水エンタルピ i_{FW} の2つだけをきめれば, 他のパラメータに無関係に, 動作点は一義的に定る.

Fig. App. 6.1 には, KYNAK コードによる計算(実線)¹²⁾の他に出来るような考え方で求めたところの GE のデータ¹⁰⁾をもとにしたカーブと, BANKOFF の式を用いたカーブをのせてある.

KYNAK コードによる計算は, 下記パラメータ組合せである.

半径方向ピーキング	0.5, 1.0, 1.5
入口エンタルピ	290, 285, 280, 275 (kcal/kg)
入口流速	1.0, 1.2, 1.4 (m/sec)

Fig. App. 6.1 によれば

(1) 平均気泡体積率 R_s に影響を与えるのは, 出口蒸気質が主である.

(2) 給水エンタルピは, 極端に変わっても (たとえば 128 Kcal/kg から 55 kcal/kg に), 定格 (定格出口蒸気質 0.054) 状態で R_s に対しては 1% 程度の変化を与えるにすぎない. 実際上, このような i_{FW} の大幅な変化は, 特殊運転時以外あり得ないので, i_{FW} による R_s の変化は無視してさしつかえない.

結局, 自然循環 BWR では平均蒸気体積率 R_s は出口蒸気質 X_s だけで一義的にきまる.

なお Fig. App. 6.2 は全圧力降下対, 蒸気質の関係で, 圧力降下は流速の一樣な関数であり, 負の圧力降下を与えるような, いいかえると, 水力学的不安定現象を起させるような彎曲はないことを示している.

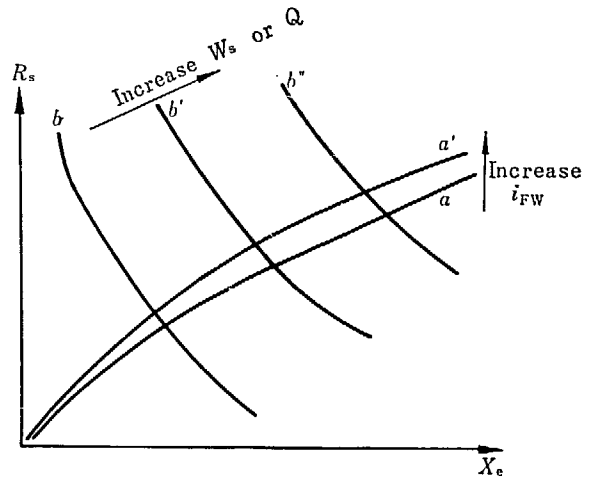


Fig. App. 6.4 Typical relation between R_s and X_s .

付録 7. 修正 Hogle 回路の検討

5.3 章で HOGLE の回路を修正して修正して使用したが, 炉心動特性解析にあまり影響を与えないとは, 以下のように説明される.

(1) 燃料の伝達係数は 1 次おくれの 3 箇の和を 2 箇の和で近似しても, 差を生じないことは 5.2.6. 章でのべた.

(2) 再循環流遅延回路

HOGLE は再循環流遅延模擬回路としては

$$e^{-8s}/(1+7s)$$

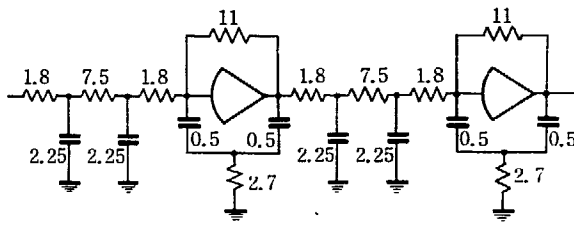
を目標にして, Fig. App. 7.1(a) を作った. 修正回路での遅延回路は

$$e^{-10s}/(1+7s)$$

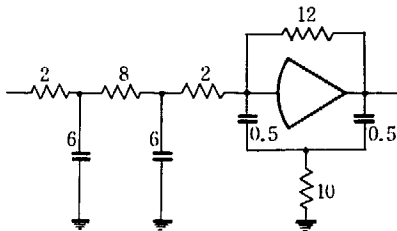
を目標として, Fig. App. 7.1(b) を作った. 時間おくれ (Time Delay) (Fig. App. 7.1(c)) は (a) 図では 2 種の時定数の和であるから 14 秒, 修正回路では 18~24 秒である. いずれにせよ, 大略 0.01 c/s の近傍にあり, かなり低周波である. ゆえに両モデルの, 問題としている周波数範囲, すなわち 0.01 c/s 以上 2~3 c/s の間においては, 両循環流遅延回路の修正は, 炉心動特性に影響を与えないことがわかる.

(3) 蒸気泡から再循環流量への伝達関数

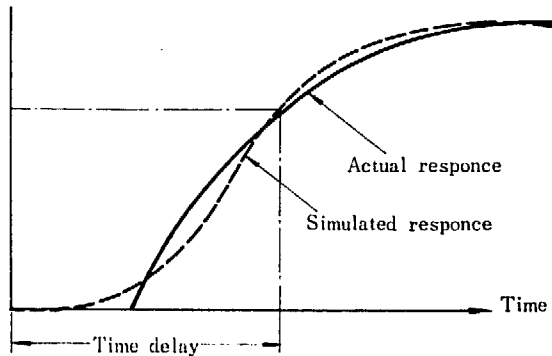
HOGLE は蒸気泡から再循環流量への関係を Fig. App. 7.2 の実線に示すごとく決定している. 当該モデルにおいては, 関数発生器が使用不可能であったため, 同図の点線のような比例関係 (ただし再循環流量は 1 次おくれの形をとる) で与えた.



(a) Hogle's recirculation delay ckt.



(b) The present recirculation delay ckt.



(c) Schematic illustration of recirculation delay

Fig. App. 7.1 Recirculation delay circuit

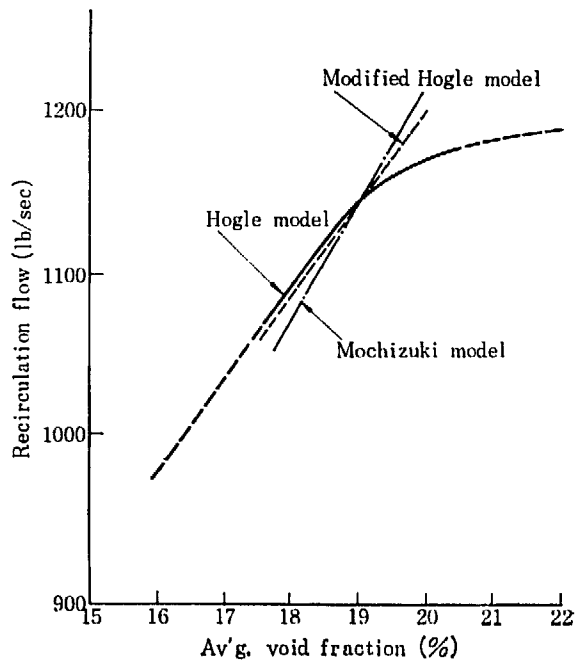


Fig. App. 7.2 Recirculation flow vs. Aug. void fraction

実際に計算をおこなった範囲では、平均蒸気体積率の変化は1%以下、あるいは定格体積率の5%以下が大部分であるので、その範囲内の解析においては、この修正の影響は無視できると考えてよい。

(4) 出口蒸気質対、平均蒸気体積率

この点については Fig. App. 6.1 でふれている。定格出力付近での変化については、関数発生器を使用しなくても十分近似できると考える。

(5) 炉水位3要素制御

HOGLE は炉水位3要素制御系のモデルを作ったが、これの妥当性については、未詳であった。また実測時の給水系の応答性は概してよかった。ただし非線型効果が入っていた。さらにシミュレーション回路を簡略化したい希望があり、省略した。したがって修正モデルでは給水線量 δW_{FW} は蒸気流量 δW_{FW} をそのまま使っている。

- 1) P. A. LOTTES and W. S. FLINN : *Nucl. Science and Eng.*, 1, 472 (1958)
- 2) P. A. LOTTES *et al.* : 2nd Geneva Conference, p/1983 (1958)
- 3) BANKOFF : *Transaction of ASME*, 82, 4 (1960)
- 4) JPDR 管理部 : JAERI-Memo No. 1624, JPDR 運転および特性測定 No. 1 (1964)
- 5) NETSON : GEAP-3809, JPDR Core Thermal and Hydraulic Report (1962)
- 6) JPDR 建設部 : JPDR 出力試験報告 (1964)
- 7) JPDR 管理部 : JAERI-1067, JPDR 初回臨界および出力上昇試験 (1964)
- 8) JPDR 管理部 : JAERI-Memo No. 1624, JPDR 運転および特性測定 No. 1 (1964)
- 9) J. R. STEHN *et al.* : Geneva Conference p/1071 (1958)
- 10) J. J. HOGLE : APED 3974 (1962)

- 11) JPDR 管理部 : JAERI-Memo No. 1624, JPDR の運転と特性測定 No. 1, p. 276 (1964)
- 12) 望月, 久家, 石川, 内藤, 小堀 : JAERI-Memo No. 1717, JPDR-II 第1次炉心設計計算 (1964)
- 13) M. A. HEAD : GEAP 3166 (1959)
- 14) M. A. HEAD : GER 1468 (1958)
- 15) D. W. LEIBY : AIEE Tranction (1958)

附録 8 記号および数値表

Nomenclature

TABLE App. 8. 1

<p>A : area (cm²) (m²)</p> <p>a : UO₂ pellet radius (cm)</p> <p>B : buckling (cm⁻¹)</p> <p>b :</p> <p>C : concentration of delayed neutron precursor, specific heat (Kcal/kg °C)</p> <p>D : arbitrary function, diffusion coefficient</p> <p>F : external force, arbitrary function</p> <p>f : void fraction</p> <p>G : arbitrary function</p> <p>g : gravity</p> <p>h : heat transfer coefficient (kcal/m²hr)</p> <p>I : modified Bessel function</p> <p>i : enthalpy</p> <p>J : Joule, Bessel function</p> <p>K : arbitrary constant</p> <p>k : thermal conductivity (kcal/m, hr °C) arbitrary constant, multiplication</p> <p>L : nonleakage factor, diffusion length</p> <p>l : neutron lifetime</p> <p>M : mass</p> <p>n : neutron density</p> <p>P : reactor power level</p> <p>p : pressure</p> <p>Q : thermal flux</p>	<p>q : apparent force upon void</p> <p>R : faction, two phase friction factor</p> <p>s : Laplacian</p> <p>T :</p> <p>t : time</p> <p>U : apparent void velocity</p> <p>u : internal energy</p> <p>V : volume</p> <p>v : specific volume</p> <p>W : mass flow</p> <p>w : velocity</p> <p>X : quality</p> <p>z : height from the specified level</p> <p>β : delayed neutron fraction</p> <p>γ : slip ratio, arbitrary constant</p> <p>φ : arbitrary function</p> <p>ϕ : neutron flux</p> <p>ν : h/k</p> <p>λ : decay factor</p> <p>ρ : density</p> <p>τ : time constant</p> <p>Σ : macroscopic cross section</p> <p>κ : inverse of diffusion length</p>
--	--

suffix

<p>0 : core inlet or zero or overall</p> <p>1 : boiling boundary or one</p> <p>2 : core outlet or two</p> <p>3 : water surface or three</p> <p>2' : top of chimney</p> <p>4 : top of downcommer or foure</p> <p>a : absorption</p> <p>BPR : bypass regulator</p> <p>b :</p> <p>c : core c' : reactor warer surface</p> <p>Ch : chimney</p>	<p>cool : cool ant</p> <p>D : downcommer</p> <p>e : exit</p> <p>eff : effective</p> <p>ep : epithermal</p> <p>F : fuel</p> <p>FW : feed water</p> <p>f : fast neutron</p> <p>IPR : initial pressure regulator</p> <p>i : ith, i: inner</p> <p>L : lower plenum</p>
---	---

leak : leakage in core	v : void
O : outer	W : water
P : plenum	S : steam
T : top plenum	sat. : saturated
TPF two phase flow	sub. : subcooled
t : thermal neutron	{FDP} : frictional press, drop
U : uranium	(* indicates initial value)

TABLE App. 8.2 Dimensions of JPDR employed for this model, as compared with those quoted in other papers

	Area or height	G. E. ¹⁾	JPDR ²⁾	JPDR present model
		m ²	m ²	m ²
A _{H5}	Heating section area	—	0.606	0.606
A ₁	Lower plenum area	1.593	1.561	1.561
A ₂	Lower grid area	—	0.3561	0.356
A ₃	Nose piece area	—	0.8572	0.857
A ₄	Fuel lower tie plate area	—	0.3961	0.396
A ₅	Active fuel flow area	—	0.606	0.606
A ₁₅	Spacer area	—	0.5903	—
A ₇	Fuel upper tie plate area	—	0.3961	—
A ₈	Fuel outlet area	—	1.082	1.082
A ₉	Chimney area	1.4723	1.370	1.37
A ₁₀	Downcommer upper area	1.9349	2.036	1.935
A ₁₁	Feedwater ring area	1.2652	—	—
A ₁₂	Downcommer middle area	0.9839	1.432	0.984
A ₁₃	Downcommer lower area	1.5368	1.544	1.542
A _{13'}	Downcommer buffer area	0.5768	0.5634	—
A ₁₄	Vessel cross section area	3.4073	3.406	3.406
A ₁₀	Guide tube area	3.1918	—	—
L ₁	Bottom of lower plenum	0 m	0 m	0 m
L ₂	Core inlet	1.2314	0.958	0.958
L ₃	Bottom of nose piece	—	1.008	1.008
L ₄	Top of nose piece	—	1.095	1.095
L ₅	Bottom of heating section	—	1.202	1.202
L ₁₅	Spacer	—	1.941	—
L ₆	Bulk boiling boundary	—	—	—
L ₇	Top of heating section	—	2.669	2.669
L ₈	Upper tie plate	—	2.810	2.810
L ₉	Bottom of chimney	3.9924	2.922	2.922
L ₁₀	Top of chimney	5.5164	4.432	4.432
L ₁₁	Bottom of feedwater ring	—	3.902	4.002
L ₁₂	Top of core sproud	—	2.908	2.908
L ₁₃	Bottom of core sproud	—	0.655	0.655
L _{13'}	Downcommer buffer plate	—	0.245	—
L ₂₀	Water level at 0 % power	—	4.832	4.832
L ₂₁	Water level at 100 % power	—	5.132	5.132
L ₂₂	Vessel flange	—	5.932	5.932
L ₂₃	Top of vessel cylinder	—	—	6.008

1) Private communication with APED, GE.

2) JPDR project JAERI, Thermol and hydrodynamic aspects of JPDR (1962)

TABLE App. 8.3 Nomenclature and numerical values employed by this calculation and others

Symbol	Explanation	Present calculation	APED 3974	JAERI 1067
f^*_{ex}	Excit void fraction	0.482	0.482	0.50
i^*_{PW}	Feedwater entholpy (kcal/kg)	128	128.6	127
i^*_o	Subcoded enthalpy (kcal/kg)	287	288	284.6
i^*_s	Saturated steam enthalpy (kcal/kg)	664.6	664.6	664.6
i^*_W	Saturated water enthalpy (kcal/kg)	291.5	291.6	291.6
Δi^*_{sub}	Subcooling (kcal/kg)	4.6	3.06	6.61
$(\partial i_s / \partial p)^*$	$\left(\frac{\text{kcal/kg}}{\text{kg/cm}^2} \right)$	-0.2	—	-0.271
$(\partial i_w / \partial p)^*$	$\left(\frac{\text{kcal/kg}}{\text{kg/cm}^2} \right)$	+1.28	—	+1.28
J	Joul's energy (kg-cm/kcal)	4.280×10^4	—	4.27×10^4
l	Effective neutron life	5.025×10^{-5}	—	5×10^{-5}
M^*_{Dsub}	Subcooled water mass in subcooled downcommer (kg)	3,310	—	—
M_{LP}	Subcooled water mass in lower dome(kg)	1,788	—	—
M^*_{LP}	Subcooled water mass in lower plenum	1,233	—	0.0605
M_{sp}	Effective steam mass in pipe (kg) (kg)	25	—	—
M_S	Sat. steam mass in vessel	235	219	208.5
M^*_{SC}	Sat. steam in active cors (kg)	7.57	7.34	5.975
M^*_{Sch}	Sat. steam in chimney (kg)	34.42	—	—
M^*_{SDsat}	Sat. steam in downcommer (kg)	2.66	—	—
M^*_{STPI}	Sat. steam in inner top plenum (kg)	14.59	—	—
M^*_{STPC}	Sat. steam in outer top plenum (kg)	3.15	—	—
M_{W^*}	Sat. steam in vessel (kg)	3,379	2,645	3338.4
M^*_{WC}	Sat. water in active core channel (kg)	491	530	533.69
M^*_{Wch}	Sat. water in chimney (kg)	888	—	—
M^*_{WDsat}	Sat. water in sat. downcommer (kg)	598	—	—
M^*_{WTPI}	Sat. water in inner top plenum (kg)	378	—	—
M^*_{WTPO}	Sat. water in outer top plenum (kg)	975	—	—
p^*	Dome pressure (kg/cm ²)	61.48	61.48	61.48
Q^*	Reactor power (45MW) (kcal/sec)	10,760	10,760	10,760
R_a^*	Average void fraction in active core	0.19	0.19	0.15
v_s^*	Specific volume of steam (m ³ /kg)	0.0317	—	0.0318
v_w^*	Specific volume of water (m ³ /kg)	0.001322	—	0.001322
$(\partial v_s / \partial p)^*$	$\left(\frac{\text{cm}^3/\text{kg}}{\text{kg/cm}^2} \right)$	-550	—	-554.7
$(\partial v_w / \partial p)^*$	$\left(\frac{\text{cm}^3/\text{kg}}{\text{kg/cm}^2} \right)$	+3.1	—	+3.2
V_o	Active core volume (m ³)	0.889	0.935	0.701
V_{ch}	Effective chimney volume (m ³)	2.267	—	—
V_D	Steam dome volume(at 100% power)(m ³)	5.35	—	—
V_{Dsat}	Sat. downcommer volume (m ³)	0.875	—	—
V_{Dsub}	Sub. downcommer volume (m ³)	4.375	—	—
V_L	Core leakageflow volume (m ³)	0.374	0.283	—
V_{LDI}	Inner lower dome volume (m ³)	1.420	—	—
V_{LDo}	Outer lower dome volume (m ³)	0.945	—	—
V_{LP}	Lower plenum volume (m ³)	1.6314	—	—

TABLE App. 8. 3 Continued

Symbol	Explanation	Numerical value		
		present model	APED-3974	JAERI-1061
V_S	Steam volume in vessel (m ³)	7.455	6.93	6.64
V'_{sat}	Sat. volume in vessel excl. core (m ³)	10.965	10.43	3.99 +chimney vol.
V_{SC}	Steam volume in active core (m ³)	0.24	0.233	0.19
V_{Sch}	Steam volume in effective chimney (m ³)	1.092	—	—
$V_{S-D-sat}$	Steam volume in sat. downcommer (m ³)	0.0844	—	—
V_{STPI}	Steam volume in inner top plenum (m ³)	0.461	—	—
V_{STPO}	Steam volume in outer top plenum (m ³)	0.138	—	—
V_{sub}	Subcooled volum (m ³)	8.37	—	11.2
V_{TPIin}	Inner top plenum volum (m ³)	0.957	—	—
V_{TPO}	Outer top plenum volum (m ³)	1.43	—	—
V_W	Sat. water volume in vessel (m ³)	4.3035	3.5	4.422
V_{WC}	Sat. water volume in active core (m ³)	0.649	0.702	—
V_{Wch}	Sat. water volume in eff. chimney (m ³)	1.175	—	—
V_{WDsat}	Sat. water volume in sat. downcommer (m ³)	0.791	—	—
V_{WTPI}	Sat. water volume in inner top plenum (m ³)	0.4965	—	—
V_{WTPO}	Sat. water volume in outer top plenum (m ³)	1.292	—	—
W_O	Recirculation (kg/sec)	428	519	497
W_{S2}	Steam flow at core exit (kg/sec)	23.96	24.15	—
W_{S3}	Steam flow out of core (kg/sec)	19.16	19.3	19.88
W_{W2}	Water flow at core exit (kg/sec)	404	495.5	477
β_{eff}	Effective delayed neutron fraction	0.73×10^{-2}		0.64×10^{-2}
	Void coefficient of reactivity	-3.0×10^{-3} ($\Delta k/\%$)		
	Doppler coefficient of reactivity	-2.68×10^{-3} ($\Delta k/^\circ\text{C}$)		-2.0×10^{-3} ($\Delta k/^\circ\text{C}$)

TABLE App. 8. 4 Conversion Factor

i : 0.25 kcal/kg/volt
 $\partial K/K/\beta_{eff}$: 10 ϵ /volt
 p : 2 kg/cm²/volt
 Q : 2 %/volt
 R_S : 0.5 %/volt
 T_{av} : 5°C/volt

W_{FW} : 18 ton/hr/volt
 W_O : 18 ton/hr/volt
 W_S : 2 ton/hr/volt
 W_W : 18 ton/hr/volt
 ϕ : 2 %/volt

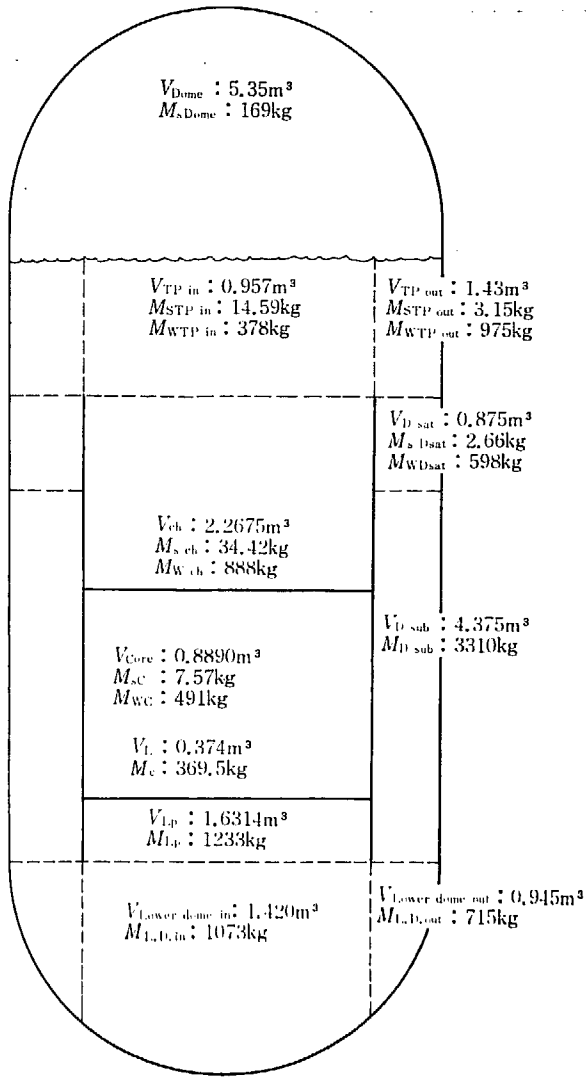


Fig. App. 8.1 Dimension of JPDR vessel internal (1)

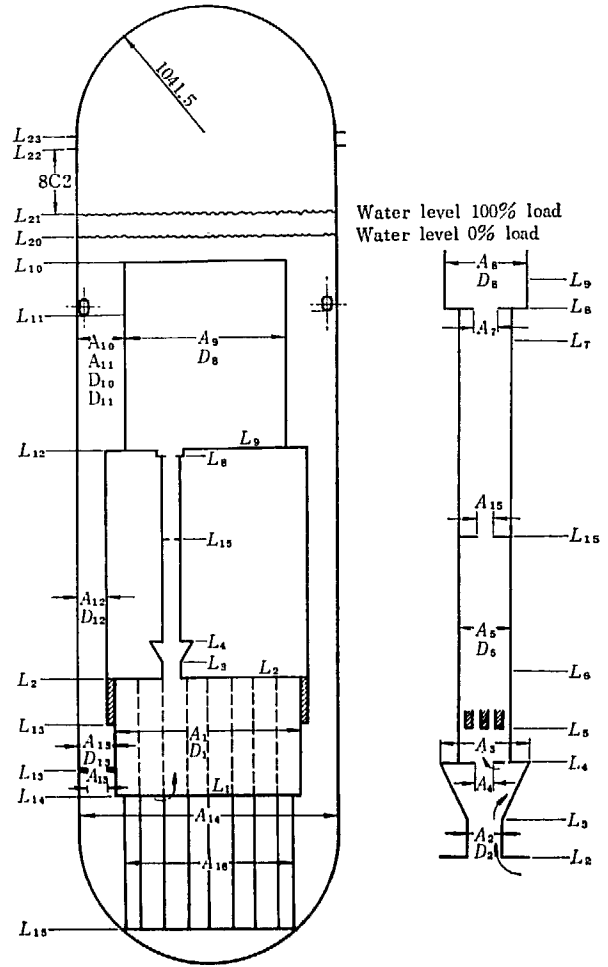


Fig. App. 8.2 Volume and mass of JPDR vessel internal