

未臨界度モニタ開発研究(I)

(核燃料サイクル開発機構 業務委託報告書)

2002年2月

摂南大学

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村大字村松4番地49
核燃料サイクル開発機構 東海事業所
再処理センター 技術部 技術開発課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:

Technology Development Section, Technology Coordination
Division, Tokai Reprocessing Center,
Japan Nuclear Cycle Development Institute
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184
Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)
2002

未臨界度モニタ開発研究 (I)

(核燃料サイクル開発機構 業務委託報告書)

山田 澄*

要 旨

核燃料加工・再処理システムの臨界安全をより一層確実なものとするための未臨界度モニタリングシステムの開発研究を開始にあたり、本年度は未臨界度測定手法の現状と放射線の計測・データの転送・記録システムの調査・研究を行い、以下の結論を得た。

未臨界体系では、強い外部中性子源を用いない限り一般的には中性子密度はかなり低いので、中性子はパルスとして計測するが望ましく、必然的に時間領域での未臨界度測定法が臨界安全監視モニタには適していると言える。深い未臨界度を計測するには中性子源が必要となる。安価なパルス中性子源として (D, T) 反応を利用した D・T 管がある。この中性子源は密封型であるのでトリチウムの問題が発生しない上、外部電源によって制御出来るので必要なときに中性子を発生することが出来る。この D, T 管を用いることにより未臨界度推定の精度は格段に向上するものと考えられる。従って、未臨界度が深い状態では中性子をパルスの統計的性質を用いる Feynman- α 法か、Rossi- α 法を用い、比較的未臨界度が浅く中性子計数率の高い状態では時系列モデル同定法を利用することが未臨界度モニタとして望ましい。

一方、中性子検出器と信号の伝送法としては、プラスチックシンチレーティングファイバーを用いることが望ましい。この方法では20メートル程度離れた場所での測定が可能となっており、直径6メートル程度のタンク外周であれば、全周をカバーすることが可能であり、臨界安全モニタに最も適していると思われる。

※ 本報告書は、摂南大学が核燃料サイクル開発機構との契約により実施した業務成果に関するものである。

※ 機構担当課室：東海事業所 再処理センター 技術部 技術開発課

* 摂南大学

Development Study on Subcriticality Monitor (I)

(Report under business contract with Japan Nuclear Fuel Cycle Development Institute)

Sumasu Yamada*

Abstract

In this trust fund, we reviewed subcriticality measuring methods and neutron or gamma ray measuring and data transmission systems appropriate for realizing inexpensive on-line criticality surveillance systems, which is required for ensuring the safety of nuclear fuel reprocessing plants.

Since the neutron flux level in subcritical systems is fairly low without external neutron sources, it is desirable to use pulse type neutron detectors for subcritical measurement systems. This logically implies that subcriticality measurement methods based on the temporal domain should be used for developing an on-line criticality surveillance system. In the deep subcriticality conditions, a strong external neutron source is needed for reactivity measurement and a D-T tube can be used in order to improve the accuracy of the measurement. A D-T tube is convenient since it is free from Tritium problem since Tritium is sealed in an airtight container and also can be controlled by power supply. Hence, under deep subcritical conditions, Feynman- α or Rossi- α method should be used. On the contrary, under shallow subcriticality conditions where high neutron counting is expected, we can use current type neutron detectors and a recursive ARMA model identification approach or a digital reactivity meter method for subcriticality measurement.

For neutron or gamma ray detection and data transmission systems to develop a reliable critical surveillance system, we propose to use plastic scintillation glass fiber cable. Since this cable can transmit the right signal more than twenty meters, this cable can be applied in such a way of surrounding the outside of the fuel resolving tank.

This work was performed by Setsunan University under contract with Japan Nuclear Fuel Cycle Development Institute.
JNC Liaison: Tokai Reprocessing Center, Technology Coordinate Division, Technology Development Section,
Tokai Work.

* Setsunan University

目 次

1	緒言	1
2	未臨界度推定法の現状	3
2.1	中性子増倍法	4
2.2	パルス中性源法	5
2.2.1	Simmons-King 法	5
2.2.2	Sjöstrand 法	6
2.3	指数実験法	6
2.4	炉雑音計測法	7
2.4.1	Feynman- α 法	9
2.4.2	Rossi- α 法	11
2.4.3	自己パワースペクトル密度法	14
2.4.4	時系列モデル同定法	15
2.4.5	相互パワースペクトル密度法	20
2.4.6	Mihalczó 法	21
2.4.7	時間領域上の Mihalczó 法	23
2.5	逆動特性方程式に基づくデジタル反応時計	11
2.4.3	自己パワースペクトル法	14
2.6	まとめ	25
3	臨界安全監視装置システム概念設計	30
3.1	システムの目的と適用理論	30
3.1.1	システムの目的	30
3.1.2	理論と背景	31
3.2	概念設計	32
3.2.1	ブロックダイアグラム	32
3.2.2	システムに対する要求	33

4	臨界安全監視装置システム基本設計	35
4.1	観測対象	36
4.1.1	物理的プロファイル	36
4.1.2	ガンマ線による未臨界度推定の経験からの考察	37
4.2	検出系	39
4.2.1	中性子源	39
4.2.2	検出器の空間配置	40
4.2.3	検出器のタイプ	40
4.3	シグナルコンディショニング	42
4.3.1	波高(エネルギー)弁別	43
4.3.2	前置増幅器の省略	44
4.3.3	ブロックダイアグラム	44
4.4	パルス計測系	45
4.4.1	タイムラベリング	45
4.4.2	計測処理ブロック	47
4.5	伝送系	48
4.5.1	データ通信インターフェース	48
4.5.2	データ通信プロトコル	49
4.6	データ処理計算機	50
4.6.1	プロセス構成	50
4.6.2	ハードウェア構成	51
4.7	実装イメージ	52
	参考文献	54
	付録 A	55

図 表 目 次

図 2.1	Y(t)の一例 -----	10
図 2.2	ロッシ- α 法も時系列データの計測 -----	12
図 3.2.1-1	概念設計ブロックダイアグラム -----	32
図 4.1.2-1	ガンマ線による未臨界度推定に関する研究成果 -----	38
図 4.2.3-1	プラスチックシンチレーティングファイバ設置イメージ	41
図 4.3-1	シグナルコンディショニングフロー -----	42
図 4.3.3-1	検出系-シグナルコンディショニングブロックダイアグラム	44
図 4.4.1-1	タイムラベリング基本原理 -----	45
図 4.4.1-2	リスティング後データ -----	46
図 4.4.2-1	パルス計測処理ブロック図 -----	47
図 4.5.1-1	ギガビットイーサネット	
	スイッチバックボーン型ネットワーク例 -----	49
図 4.5.2-1	コネクションレス型 socket 通信イメージ -----	49
図 4.7-1	基本設計に基づく実装イメージ -----	53
表 3.1.1-1	臨界管理の概要 -----	30
表 3.2.1-1	ブロックダイアグラム上の各要素の概要 -----	33
表 4.6.1-1	プロセス構成 -----	50

1

緒 言

毎年全世界で、数千トンに及ぶ核分裂性物質が核燃料サイクル施設などで処理・貯蔵されている。わが国では、核燃料サイクルを確立するため、平成17年の本格的操業開始を目指して使用済核燃料再処理施設の建設が着々と進められている。このような核燃料再処理施設の臨界安全性確保には、安価で即応性の良い臨界安全監視システムの開発が以前にもまして望まれている。それにも関わらず、平成11年9月30日、不幸にして核燃料加工施設JCOにおいて臨界事故が発生し、一般社会に大きな不安を呼び起こしたことは記憶に新しく、益々臨界安全監視システムの必要性が高まっている。

核分裂性物質の沈澱・凝縮あるいは他の装置からの予想以上の流入など未臨界度変化の可能性がある核燃料再処理系の安全を確保するためには、何らかの臨界安全監視システムを設けることが不可欠である。そこで、本研究ではすでに平成3年から臨界安全監視の必要性と重要性に鑑みて、先ず5年間の基礎研究を行い、続いて更に5年間の開発研究を行ってきた。

使用済燃料貯蔵体系や燃料再処理システムの臨界安全性をより一層確実なものとするためには、必要に応じてどこのでも容易に設置できる安価で即応性の良い未臨界度モニタリングシステムの開発が必要である。このような施設で観測される中性子信号あるいはガンマ線モニタからの信号がランダム時系列であるところに着目したこれ迄の一連の研究では、ランダム時系列解析手法の一つである逐次型-自己回帰移動平均 (ARMA) モデル同定アルゴリズムをオンライン未臨界度推定に応用することにより、安価で即応性の良い臨界安全システムの開発できないかどうかを検討してきた。また、計算機によるシミュレーションデータ解析や、近畿大学原子炉の実データ解析、あるいは旧動力炉核燃料開発事業団の重水臨界集合体を用いた実験データの解析などを通して、この手法を基本とする臨界安全監視システム構成の検討、そこに組み込まれるモジュールの検討、さらには臨界安全監視システムの高機能化などの検討を行ってきた。

臨界安全監視システム開発に関する基礎研究が開始されてから既に10年が経過しており、また、いよいよ実用的な臨界安全監視システムの開発が急務となった。そこで、今年度は改めて臨界安全監視システムに適した未臨界度推定法の現状を調査すると共に、望ましい放射線計測データの転送・記録の方法に関して調査研究を行う。

本報告では、先ず2章で未臨界度解析手法の現状に付いて整理し、3章では将来、核燃料加工施設に設置される臨界安全系における放射線計測・記録システム構築に関する概念設計について述べる。最後に4章で放射線計測・記録技術の現状とシステム構築の基本設計について述べる。

2

未臨界度推定法の現状

核燃料再処理施設や核燃料加工施設における臨界安全を確保するには、必要に応じて容易に設置できる安価で即応性の良い未臨界度モニタリングシステムの開発が急務である。そこで、未臨界体系の増倍係数あるいは未臨界度を測定する方法の現状を、未臨界度モニタリングシステムの開発に適切であるかどうかという観点から検討する。従って、ここでは制御棒較正法として用いられるペリオド法など、明らかにオンライン未臨界度モニタへの適用が不適切な手法については検討の対象外とする。

未臨界増倍体系の未臨界度を測定する手法を大きく分けると

- 1) 定常出力と未臨界度の積が一定となることを仮定する中性子源増倍法、
- 2) 制御棒較正などで用いられる中性子源引き抜き法、
- 3) パルス状の中性子を体系内に打ち込み体系内の中性子数の減衰から増倍係数を推定するパルス中性子源法、
- 4) 中性子観測信号の統計的揺らぎから未臨界度を推定する炉雑音解析法
- 5) 中性子観測信号の変化を直接一点炉動特性方程式に当てはめて未臨界度を推定するデジタル反応度計による手法

などがある。

中性子源引き抜き法は外部中性子源によって未臨界の定常状態にある増倍体系から急激に中性子源を引き抜いたときの炉内中性子の減少を時間の関数とし観測し、そこから増倍係数を算出手法であり、明らかにダイナミックな反応度変化を観測したい臨界安全監視のための未臨界推定法としては適当でない。そこで、以下では1)、3)、4)、5)の方法について原理と特徴を述べる。

1)の中性子源増倍法と4)の一部の補法、5)のデジタル反応度計は既知の増倍係数に対する中性子検出器出力を測定しておかなければならないが、その他の方法ではその必要がない。

2.1 中性子源増倍法

中性子源増倍法は未臨界体系で一点炉近似が成り立つものと仮定し、中性子源強度を S 、中性子検出器の検出効率を ε とすると、定常状態では未臨界体系の実効増倍係数 $k (< 1)$ と中性子検出器出力 C の間には

$$C = \varepsilon S / (1 - k) \quad (2.1)$$

の関係が成り立つ。

従って、既知の増倍係数 k_0 の未臨界体系における中性子検出器出力 C_0 を測定しておけば、中性子検出器出力が C_1 のときの増倍係数は

$$k_1 = 1 - C_0(1 - k_0) / C_1 \quad (2.2)$$

によって与えられることになる。

この方法は、当然、一点炉近似が成り立つ範囲では問題ないが、増倍係数の変化に伴い中性子束分布も大きく変化する様な場合には増倍係数の推定に大きな誤差を生じることになる。従って、この方法を用いようとするときは未臨界度の変化を生じる体系の中性子束分布に著しい変化が無いことがあらかじめ分かっている場合でなくてはならない。

また、外部中性子源から直接中性子検出器に飛び込む中性子検出効率と、核分裂に起因する中性子の検出効率が異なっている場合にも増倍係数に誤差を生じる。

この問題の解決法として、外部中性子源からの中性子の検出効を ε_s として

$$C = (\varepsilon_s - \varepsilon)S + \varepsilon S / (1 - k) \quad (2.3)$$

の関係を用いて増倍係数を計測する手法も提案^[1]されている。

この場合、二つの既知の増倍係数に対する出力を測定しておく必要があり、この手法を実際の未臨界推定に適用しようとするとき、測定プロセスがやや複雑になる。更に、この手法の最も大きな問題は、体系の状態が定常状態になるまで計測を待たなくてはならないと言う点であり、この点が臨界安全監視を目的とした未臨界度推定法としては致命的な欠点である。

なお、自発核分裂中性子源が含まれる使用済み燃料取り扱い施設などでは、

中性子束分布を計算する核計算の助けを借りる方法^{[2][3]}も提案されているが、やはり定常状態の確立が測定の基本条件となっている点で、臨界安全監視のための未臨界度推定手法としては適当でない。

2.2 パルス中性子源法

パルス中性子源法はパルス中性子発生装置によって作られるパルス状の高速中性子を一定間隔で増倍体系に打ち込み、その後の体系内の熱中性子の減衰を時間関数として観測することで体系の減衰定数を推定する手法である。この方法には、Simmons-King 法、Sjöstrand 法等がある。

2.2.1 Simmons-King 法^[4]

Simmons-King 法は、未臨界度を ρ 、体系の即発中性子減衰定数を α 、実効遅発中性子割合を β_{eff} 、中性子生成時間を Λ とすると、

$$\rho = \beta_{eff} - \alpha\Lambda \quad (2.4)$$

の関係が成り立つことを用いて未臨界度をドル単位で計算する。

遅発臨界では $\rho = 0$ であるから、このときの即発中性子減衰定数 α_0 は (2.4) 式から、

$$\alpha_0 = \beta_{eff} / \Lambda \quad (2.5)$$

をとり、この値を既知として、未臨界度を

$$\rho = 1 - \alpha / \alpha_0 \quad (2.6)$$

で計算する。

一般に、未臨界体系では未臨界度が深くなると β_{eff} や Λ が変わるので、幅広い未臨界度の推定を行うことは、他の手法と同様誤差が大きくなる。

この問題を解決するため、あらかじめ体系の変化に対して Λ や β_{eff} を計算機で計算しておいて、未臨界度推定を行う修正 Simmons-King 法もある。

2.2.1 Sjöstrand 法^[5]

この方法は中性子を即発中性子成分 N_p と遅発中性子成分 N_d とに分けて考える。体系内に打ち込まれた中性子数を S とすれば、

$$N_p = S/[1-k(1-\beta)] \quad (2.7)$$

$$N_p + N_d = S/(1-k) \quad (2.8)$$

となるので、式 (2.7)、(2.8) から直ちに

$$\rho/\beta = -N_p/N_d \quad (2.9)$$

を得る。

従って、即発中性子成分 N_p と遅発中性子成分 N_d とをグラフから面積比として求めると、未臨界度がドル単位で計算できることになる。この方法も、中性子の計測方法が推定の精度に大きく影響する。

検出器出力が中性子束空間分布を如何に正しく反映しているかが焦点となり、この問題を修正する手法も提案されているが、この手法の問題点は空間依存性よりも、パルス中性子発生装置を多数の加工行程がある核燃料施設に設置するとなれば、設備の面から膨大な費用と設置場が必要とあり、この点がこの方法を臨界安全監視システムに採用するには問題となる。

2.3 指数実験法^[6]

この方法は E. Fermi が最初の原子炉を作るときに用いた理論を確かめるために行われた実験方法で、対称な体系で中性子源からある程度離れた点では、空間的に中性子束分布がほぼ指数関数で減衰することを用いる方法がある。

この方法では、空間的な減衰定数を γ 、中性子束分布の減衰する方向のバックリングを B^2 とすると、体系の未臨界度 ρ は、

$$\rho = -K(\gamma^2 + B^2) \quad (2.10)$$

で与えられるので、予めバックリング B^2 と比例定数 K を計算機で計算しておけば、 γ を測定することにより未臨界度が計算できることになる。

しかし、この方法は先に述べた手法同様、体系が定常状態になった状態で

体系内の中性子束分布を測定しなければならないし、中性子束の空間分布測定に相当の時間がかかるという難点があるので、やはり臨界安全監視システムには適用できないことは明らかである。

2.4 炉雑音計測法^[7]

中性子観測信号の統計的変動を利用して未臨界度を推定する炉雑音計測法は40年以上の歴史を持っている。この手法は特殊な中性子源発生装置や、炉内中性束分布の測定を必要としない点で、以前から注目を集めていたが、近年エレクトロニクスの技術の発展によりデータ処理が容易になったことと相まって、未臨界度推定法としてその有効性が期待されている。

炉雑音計測法には、パルス型の中性子検出器を用いて、信号パルスが発生する時間間隔に関する統計的性質から未臨界度を推定する時間領域での方法と、電流型の中性子検出器を用いて信号の平均値からの揺らぎに着目した周波数領域での方法がある。

時間領域の統計的解析に基づく方法には、

1. Rossi- α 法
2. Feynman- α 法、

がある。

周波数領域上の統計的解析法としては、単一中性子検出器信号を解析して未臨界度を推定する手法と、単一中性子検出器信号を解析する手法の欠点を解決する手法として開発された複数の中性子検出器信号を解析する方法とがある。

単一中性子検出器信号を解析して未臨界度を推定する手法としては、

3. 自己パワースペクトル密度 (APSD) 最小二乗フィッティング法
4. 離散時間時系列モデル (自己回帰移動平均モデル) 法

がある。

周波数スペクトルを解析する方法では、中性子検出器を1つしか用いない場合は、未臨界度に関する何らかの基準値を予め取得しなければならない点が欠点である。

複数の中性子検出器信号を解析する方法として、

5. 相互パワースペクトル密度 (CPSD)

6. Mihalczko 法

などが知られている。

即発中性子減数計数と未臨界度

未臨界の原子炉では、中性子源から発生した中性子によって起こる核分裂中中性子は時間と共に減少していく。時刻 t における体系内の中性子数の期待値 $\overline{N(t)}$ は次の式を満たす。

$$\frac{d\overline{N(t)}}{dt} = -\frac{1 - k_{eff}(1 - \beta_{eff})}{l} \overline{N(t)} + S \quad (2.11)$$

ここで l は中性子平均寿命、 k_{eff} は実効増倍率、 β_{eff} は、実効遅発中性子割合、 S は単位時間当たり中性子源から放出される中性子数である。

次に、時刻 t_0 に N_0 個の中性子があると仮定した場合、その N_0 個の中性子によって発生した中性子に関する時刻 t における中性子数の期待値は (2.12) 式で $S=0$ とすれば、

$$\alpha_p \equiv \frac{1 - k_{eff}(1 - \beta_{eff})}{l} \quad (2.12)$$

$$\overline{N(t)} = N_0 e^{-\alpha_p(t-t_0)} \quad (2.13)$$

である。ここで α_p は即発中性子減衰定数と呼ばれる量である。即発中性子減衰定数 α_p は体系の反応度 ρ 、中性子生成時間 Λ と以下の関係にある。

$$\alpha_p = \frac{\beta_{eff} - \rho}{\Lambda} \quad (2.14)$$

ただし、

$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} \quad (2.15)$$

$$\Lambda = \frac{l}{k_{eff}} \quad (2.16)$$

である。

(2.16) 式の k_{eff} が 1 であれば臨界状態を示す。即ち、臨界の時には $\rho = 0$ として、即発中性子減衰定数 α_{pc} は、

$$\alpha_{pc} = \frac{\beta_{eff}}{\Lambda} \quad (2.17)$$

となる。

α_{pc} は臨界のときの値としてあらかじめ定めることができる。そこで、この α_{pc} を、用いると (2.14) ~ (2.17) 式より反応度 ρ について次のような関係式が成り立つ。

$$\rho = \frac{l(\alpha_{pc} - \alpha_p)}{l(\alpha_{pc} - \alpha_p) + 1} \quad (2.18)$$

従って、体系の α_p 値を計測値から決定することにより、反応度 ρ が求められる。一方、系が臨界に近いとき、未臨界度は $-\rho/\beta_{eff}$ で表される。このことから即発中性子減衰定数より未臨界度を求められることがわかる。

2.4.1 Feynman- α 法

この方法は、即発中性子減衰定数 α を求めるための手段の 1 つである。ファイマン α 法では、一定時間間隔内に計測されるパルス数に着目する。

ある測定時間 t (ゲート幅と呼ぶ) 当たりに記録される検出計数値を $c(t)$ 、測定回数を N とすると、 $c(t)$ のゲート幅 t における平均値 $\overline{c(t)}$ と二乗平均値 $\overline{c^2(t)}$ は、次のように書くことができる。

$$\overline{c(t)} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N c_i(t) \quad (2.19)$$

$$\overline{c^2(t)} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N c_i^2(t) \quad (2.20)$$

ファイマン α 法では、この平均値 $\overline{c(t)}$ と二乗平均値 $\overline{c^2(t)}$ を用いて次式のように $c(t)$ の分散値と平均値の比で定義する Y 値を求める。

$$Y(t) = \frac{\overline{c_i^2(t)} - \overline{c_i(t)}^2}{\overline{c_i(t)}} - 1 \quad (2.21)$$

ポアソン分布では分散値と平均値が等しいため、(2.21)式の Y 値は0となる。したがって、 Y 値はポアソン分布からのずれとして定義される。

相関量 Y 値と即発中性子減衰定数 α_p との関係は原子炉雑音解析法から次式のように表されるとされている。

$$Y(t) = Y_{\infty} \left\{ 1 - \frac{1 - e^{-\alpha_p t}}{\alpha_p t} \right\}$$

ここで、 Y_{∞} は体系と測定系で決まる定数、 α_p は即発中性子減衰定数である。

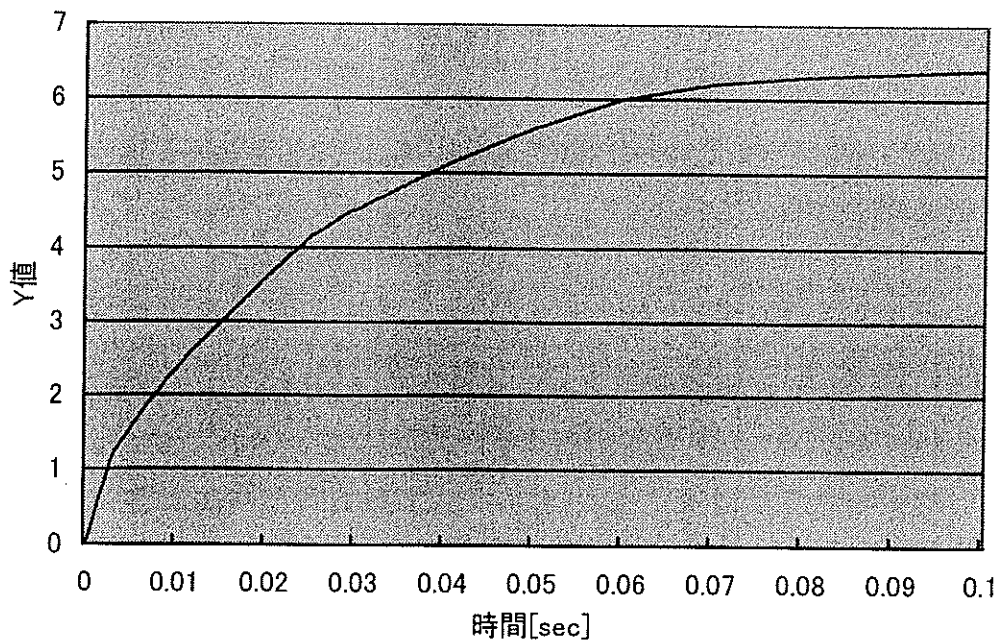


図 2.1 $Y(t)$ の一例

ファイマン α 法では、例えば臨界に近い状態にある系からの中性子時系列データを使って様々なゲート幅に対する Y 値を(2.21)式より求めて図2.1のように横軸にゲート幅をとり、縦軸にその Y 値のグラフに描く。そして、このグラフを(2.22)式に最小二乗フィッティングすれば、 α を評価できることになる。

この方法に関しては、更に中性子検出器の不感時間を考慮に入れた式も提案されている^[8]。

中性子の平均係数率を \bar{C} 、中性子検出器の不感時間を t_D とし、1個の中性子が検出器に吸収されたときに計数として認識される確率を $p(t_D)$ 、実効的な遅発中性子減衰時間を α_d とすると、

$$Y(t) = a_1 p(t_D) \left[1 - \frac{1 - e^{-\alpha t}}{\alpha t} \right] + \frac{a_2}{2} \alpha_d p(t_D) t - 2\bar{C} t_D \quad (2.22)$$

で与えられることが知られている。

この式を用いることにより不感時間を考慮した解析が可能となり、ある程の計数率が予想される場合にも Feynman- α 法が適用できる。

また、複数の検出器出力を加え合わせることにより擬似的に不感時間効果を軽減して基本の手法を用いる方法や、二本中性子検出器の信号の相関

$$Y_{\text{cov}}(t) = \frac{\langle C_i(t) C_j(t) \rangle - \langle C_i(t) \rangle \langle C_j(t) \rangle}{\langle C_j(t) \rangle} \quad (2.23)$$

を計算し、これを用いて

$$Y_{\text{cov}}(t) = Y_{\text{cov},\infty} \left\{ 1 - \frac{1 - e^{-\alpha_p t}}{\alpha_p t} \right\} \quad (2.24)$$

を推定する方法も提案されている。

この方法では計数効率の低下はあるが、一方の検出器での中性子観測がもう一方の不感時間中の計測であっても、相関がないものとして処理されるため実質的に不感時間の問題が発生しないことになる。

また、この方法に関しては、2つの検出器観測パルスの相関から観測雑音の影響を取り除く手法を用いることにより、低出力の「状態における未臨界度すいていの精度を高めることが可能になる。

2.4.2 Rossi- α 法

ロッシ α 法も前述したファイマン α 法と同様で、即発中性子減衰定数 α を求めるための手法である。ファイマン α 法の図2.1と同じく、未臨界にある

系からの中性子検出パルスの時間間隔の分布から即発中性子減衰定数を測定する手法で、中性子観測信号は図 2.2 に示すようにそれぞれの信号パルス間に時間を計測しその統計を解析する。ファイマン α 法がゲート幅と Y 値の関係を求めたのに対し、ロッシ α 法は、ゲート幅とそのゲート幅の間に検出器（原子炉の場合は中性子検出器）で計数された計数值との関係を求めている。

この手法では、検出器からの任意の 1 つの検出パルスを時間の基準（トリガー）にして、後続するパルス列の時間間隔を観測する方法である。また、この手法にはトリガーのかけ方、後続する検出パルス列の測り方により 2 つの方法がある。

第一の方法（Type-1）は、あらゆるパルスを順次トリガーとして次の検出パルスとの時間間隔を測定し、その分布を測定する方法で、第二の方法（Type-2）は、トリガー後一定時間、後続のパルス列を時間分析器で測定し、この測定を繰り返し行う方法である。

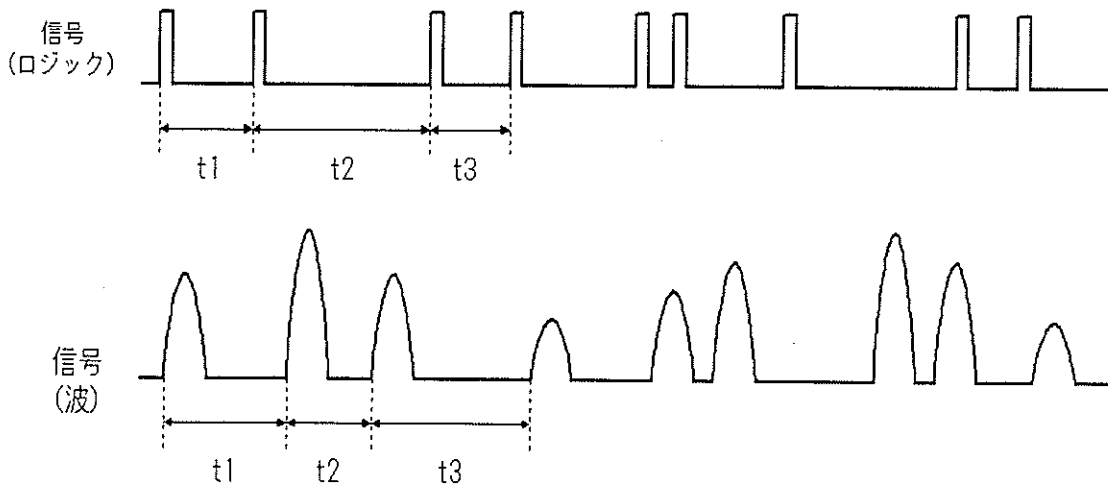


図 2.2 ロッシ- α 法の時系列データの計測

ロッシ α 法と即発中性子減衰定数 α_p との関係は、複合検出確率の概念を用いて説明できる。

ϵ を検出器効率

$D(t_d)$ は即発中性子が時間 t_d の間生き残る確率

F は平均核分裂率

v_p は核分裂で生成される即発中性子数

τ_f は核分裂に対する平均寿命

α_p は即発中性子減衰定数

とすると、

$t_1 \sim t_1 + dt_1$ に中性子を検出し、 $t_2 \sim t_2 + dt_2$ の間に次の中性子を検出する確率 $P(t_2, t_1) dt_1 dt_2$ は

$$P(t_2, t_1) dt_1 dt_2 = \varepsilon^2 D^2(t_2 - t_1) F^2 dt_1 dt_2 + \varepsilon^2 D^2(t_2 - t_1) F \frac{v_p(v_p - 1)}{2\alpha\tau_f^2} e^{-\alpha(t_2 - t_1)} dt_1 dt_2 \quad (2.25)$$

で与えられる。

この式をロッシ α 法で用いるために次式のように変形して表わすと、

$$P(t) T dt = \left(\varepsilon^2 D^2(t_d) F^2 + \varepsilon^2 D^2(t_d) F \frac{v_p(v_p - 1)}{2\alpha\tau_f^2} e^{-\alpha t} \right) T dt \quad (2.26)$$

ただし、 $t = t_2 - t_1$ であり、 dt_1 は測定時間 T に、 $dt_2 = dt$ に置き換えた。また、(2.27) 式中の ε 、 $D(t_d)$ 、 F 、 v_p 、 τ_f は体系が決まると一意的に定まる定数である。したがって、(2.27) 式は次式のように変形できる。

$$P(t) dt = C_1 + C_2 e^{-\alpha t} dt \quad (2.27)$$

ただし、 C_1 、 C_2 は物理定数から決まる係数である。これが Type-I と呼ばれる Rossi- α 法の時間間隔分布の理論式である。

臨界に近い原子炉において、次々に検出される信号の時間分布は一定値 C_1 と時間の関数になる部分との和で示される。ファイマン α 法と同様に、測定した時系列信号相互の時間間隔の頻度分布をグラフ化する。そして、これが (2.28) 式に帰着するものとして最小二乗フィッティングにより α を求めることができる。即ち、パルス信号相互間の時間間隔が $t \sim t + dt$ となる頻度を測定し、その分布を (2.28) 式で最小二乗法によりフィッティングすることで、即発中性子減衰定数を評価できる。

Feynman- α 法も、Rossi- α 法も、従来は測定に特殊な計測・記録システムが必要であったが、最近ではパーソナル計算機の発展により、それほど特殊

な測定系を準備する必要がなくなってきた。すなわち、後述するようにパーソナル計算機を用いてパルスの発生時刻を刻々大容量のメモリーに記録できるようになり、これらの方法を用いてパルス時系列データをメモリーに記録しながらオンラインで減衰定数 α を容易に解析できるようになってきた。

この様に時系列データのオンライン記録が可能になってきたため、計算機の能力に応じて各種の解析をオンライン的に実行できる。当然、統計的に有意な結果を出すためには一定時間データを収集する必要があるので、真の意味でオンライン化はできないが、一定間隔で未臨界度を算出し提示することが可能である。

また、最近の高性能マイクロコンピュータを用いれば、それぞれの手法に特化した解析チップを制作することが可能となり、必要な場所に容易に安価な臨界安全監視システムを導入することが可能である。

臨界安全監視の観点から、これらのパルス中性子解析法は非常に有効な未臨界度推定手法といえる。

2.4.3 自己パワースペクトル密度 (APSD) 法

定常状態にある未臨界原子炉の物理現象が遅発中性子 1 群・一点炉近似動特性方程式に従う場合、中性子密度の平均値からの揺らぎ δN と遅発中性子先行核密度の平均値からの揺らぎ δC は次の Markov - Langevin 方程式を満足する。

$$\frac{d\delta N}{dt} = \frac{\rho - \beta}{l} \delta N + \lambda \delta C + r_1(t) \quad (2.28)$$

$$\frac{d\delta C}{dt} = \frac{\beta}{l} \delta N - \lambda \delta C + r_2(t) \quad (2.29)$$

ここで、 $r_1(t)$ 、 $r_2(t)$ を白色ガウス雑音であるとする、中性子密度揺らぎ δN のパワースペクトル $P_N(\omega)$ の高周波数領域は、A、B を定数として

$$P_N(\omega) = A + \frac{B}{\omega^2 + \alpha^2} \quad (2.30)$$

で表現できることが知られている。 α は中性子減衰係数である。

従って、電流型中性子検出器の信号揺らぎを取り出し、そのパワースペクトルを(2.31)式の形に最小二乗フィッティングすることにより折点周波数 α から即発中性子減衰係数を求めることが出来る。この α より

$$\rho = \beta - \alpha \Lambda \quad (2.31)$$

で未臨界度が計算できる。

この手法では、基本的に統計的精度を高めるために平均プロセスを必要とするため、ある程度長時間のデータを集める必要がある。また、中性子検出器システムを1チャンネルしか必要としない点でメリットがあるが、未臨界度が深くなると中性子束が低下し、検出器出力の白色雑音成分が相対的に増大し、折点周波数の同定が困難になる。

先にも述べたように、この手法で未臨界度を推定するには、既知の未臨界度に対するパワースペクトルを求めておかななくてはならない。

近年、計算機の機能が飛躍的に発展したことと、周波数スペクトルを高速に計算する高速フーリエ変換アルゴリズム(FFTアルゴリズム)が開発されたことにより、擬似オンラインスペクトル推定が可能であるが、FFTアルゴリズムで計算されたスペクトルを更に最小二乗フィッティングしなくてはならない。従って、オンラインで未臨界度を推定するには必ずしも適した手法とは言い難い。

2.4.4 時系列モデル同定法

定常状態にある未臨界原子炉の中性子密度の平均値からの揺らぎ δN 、遅発中性子先行核密度の平均値からの揺らぎ δC は

$$\frac{d\delta N}{dt} = \frac{k(1-\gamma\beta)-1}{l} \delta N + \lambda \delta C + r_1(t) \quad (2.32)$$

$$\frac{d\delta C}{dt} = \frac{k\gamma\beta}{l} \delta N - \lambda \delta C + r_2(t) \quad (2.33)$$

ここで $r(t) = [r_1(t) \ r_2(t)]^T$ は平均値零の白色不規則力で、その分散は

$$\langle r_1(t)r_1(t)^T \rangle = D\delta(t-\tau)$$

で与えられる ($\langle \cdot \rangle$ は期待値を表す)。

ここで、 D は拡散定数行列で、拡張 Shcottky 公式

$$D = Q + FE + EF^T \quad (2.34)$$

によって与えられる定数である。

ただし、

$$F = \begin{bmatrix} \frac{k(1-\gamma\beta)-1}{l} & \lambda \\ \frac{k\gamma\beta}{l} & -\lambda \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

$$E = \text{diag}[Sl/(1-k) \quad S\gamma\beta/(1-k)\lambda] \quad (2.36)$$

$$Q = \frac{Sk(1-\gamma\beta)}{l\langle v_0 \rangle(1-k)} \begin{bmatrix} \langle v_0(v_0-1) \rangle & \langle v_0v_1 \rangle \\ \langle v_0v_1 \rangle & \langle v_1(v_1-1) \rangle \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

であり、 $k, \beta, \lambda, l, \gamma$ は慣用のものである。 ν はウラン 235 の核分裂により生じる中性子数であり、 $\nu_0 = \nu(1-\gamma\beta)$ 、 $\nu_1 = \nu\gamma\beta$ で、 S は外部中性子源の強さ (n/s) を表す。

ここで、 $x(t) = [\delta N(t) \quad \delta C(t)]^T$ とし、観測雑音として分散が S の白色雑音 $s(t)$ を仮定すると、式 (2.33)、(2.34) は

$$\frac{dx(t)}{dt} = Fx(t) + r(t) \quad (2.38)$$

と書ける。また、中性子信号の観測は

$$y(t) = Hx(t) + s(t) \quad (2.39)$$

と表現できる。なお、 $H = [1 \quad 0]$ である。

式 (2.39)、(2.40) をサンプリング時間 Δt で離散時間化すると、

$$x(n+1) = \Phi x(n) + f(n+1) \quad (2.40)$$

の形の差分方程式で書ける。ここで、

$$x(n) = x(n\Delta t) \quad (2.41)$$

$$y(n) = y(n\Delta t) \quad (2.42)$$

$$\Phi = \exp(F\Delta t) \quad (2.43)$$

であり、また $f(n)$ 、 $v(n)$ は

$$f(n) = \int_{(n-1)\Delta t}^{n\Delta t} r(\tau) \exp\{F(n\Delta t - \tau)\} d\tau \quad (2.44)$$

$$v(n) = \int_{(n-1)\Delta t}^{n\Delta t} s(\tau) \exp\{F(n\Delta t - \tau)\} d\tau \quad (2.45)$$

により与えられるものである。

なお、観測雑音の分散を D とすると、離散化された雑音源 $f(n)$ 、 $V(n)$ の分散は

$$E[f(m)f(n)^T] = V\delta_{mn} \quad (2.46)$$

$$E[v(m)v(n)^T] = R\delta_{mn} \quad (2.47)$$

となる。ただし、

$$V = \int_0^{\Delta t} \exp(F\tau) \cdot D \cdot \exp(F^T\tau) d\tau \quad (2.48)$$

$$R = \int_0^{\Delta t} \exp(F\tau) \cdot S \cdot \exp(F^T\tau) d\tau \quad (2.49)$$

によって与えられる。 δ_{mn} はクロネッカのデルタである。

次に、 Φ の固有値を η_+ 、 η_- とすると、Sylvester の展開公式を用いて

$$\Phi = \exp(F\Delta t) = \begin{bmatrix} \Phi_{11} & \Phi_{12} \\ \Phi_{21} & \Phi_{22} \end{bmatrix} \quad (2.50)$$

$$= \frac{\exp(\eta_+\Delta t)}{\eta_+ - \eta_-} \begin{bmatrix} -\alpha - \eta_- & \lambda \\ k\gamma\beta/l & -\lambda - \eta_- \end{bmatrix} - \frac{\exp(\eta_-\Delta t)}{\eta_+ - \eta_-} \begin{bmatrix} -\alpha - \eta_+ & \lambda \\ k\gamma\beta/l & -\lambda - \eta_+ \end{bmatrix}$$

と書ける。ただし、 $\alpha = [1 - k(1 - \gamma\beta)]/l$ である。

同様にして、 V は

$$\begin{aligned}
 V = & \frac{\exp(2\eta_+\Delta t) - 1}{2\eta_+(\eta_+ - \eta_-)^2} (F - \eta_- I) D (F^T - \eta_- I) \\
 & - \frac{\exp((\eta_+ + \eta_-)\Delta t) - 1}{(\eta_+ + \eta_-)(\eta_+ - \eta_-)^2} (F - \eta_- I) D (F^T - \eta_+ I) \\
 & - \frac{\exp((\eta_+ + \eta_-)\Delta t) - 1}{(\eta_+ + \eta_-)(\eta_+ - \eta_-)^2} (F - \eta_+ I) D (F^T - \eta_- I) \\
 & + \frac{\exp(2\eta_-\Delta t) - 1}{2\eta_-(\eta_+ - \eta_-)^2} (F - \eta_+ I) D (F^T - \eta_+ I)
 \end{aligned} \tag{2.51}$$

で与えられる。

式(2.33)、(2.34)に適当な物理定数と白色時系列 $f(t) = [f_1(t) \ f_2(t)]^T$ 、 $v(n)$ を用意することにより、未臨界原子炉のシミュレーションデータを作成することが出来る。

この様にして、物理モデルは Markov-Langevin 方程式(2.40)で記述できたが、我々が直接観測出来るのは $\{y(n)\}$ だけであって、 $f(n)$ 、 $v(n)$ は観測できないためこのままではモデルパラメータ Φ を求めることは出来ない。

そこで、 $\{y(n) : k = \dots, n-3, n-2, n-1, n\}$ が与えられたときの $x(n)$ の最適推定値 $x(n|n)$ から確率システムの物理モデルを再構築する必要がある。この操作は過去から現在まで蓄積された時系列データ $\{y(n) : k = \dots, n-3, n-2, n-1, n\}$ の張るデータ空間へ現在のデータ $y(n)$ を射像することで、

$x(n|m)$: m 時点までの観測データから得られる n 時点での状態変数ベクトル $x(n)$ の最適推定値

$y(n|n-1)$: $n-1$ 時点までの観測データから得られる n 時点での状態変数ベクトル $y(n)$ の最適推定値とし、イノベーション $v(n)$ を

$$v(n) = y(n) - y(n|n-1) \tag{2.52}$$

と定義すると、物理モデルは等価的に

$$x(n+1|n+1) = \Phi x(n|n) + K v(n+1) \tag{2.53}$$

$$y(n) = H x(n|n) + (I - HK) v(n) \tag{2.54}$$

と表現できる。これがイノベーションモデルである。

K はカルマンゲインと呼ばれる定数ベクトル $[k_1 \ k_2]^T$ で、 2×2 行列 P に関するリカッチ (Riccati) 型方程式：

$$P = \Phi(P - KHP)\Phi^T + V \quad (2.55)$$

の一意解

$$P = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{bmatrix} \quad (2.56)$$

によって

$$K = PH^T\Gamma^{-1} \quad (2.57)$$

で与えられる。 Γ はイノベーションの分散で

$$P = HPH^T + R \quad (2.58)$$

で与えられる。

最後に、(2.5)(2.5)より $x(n+1|n+1)$ を消去し、 $v(n)$ から $y(n)$ $y(n)$ への伝達関数を求めると、遅発中性子1群・一点炉近似動特性方程式で記述される原子炉のARMA(2, 2)モデルは

$$G(z) = \frac{1 + b_1 z^{-1} + b_2 z^{-2}}{1 + a_1 z^{-1} + a_2 z^{-2}} \quad (2.59)$$

となる。このとき、ARMA(2, 2)モデルの各パラメータは

$$a_1 = -(\Phi_{11} + \Phi_{22}) \quad (2.60)$$

$$a_2 = \Phi_{11}\Phi_{22} - \Phi_{12}\Phi_{21} \quad (2.61)$$

$$b_1 = \{P_{12}\Phi_{12} - P_{11}\Phi_{22} - R(\Phi_{11} + \Phi_{22})\} / (P_{11} + R) \quad (2.62)$$

$$b_2 = (P_{11}\Phi_{22} - P_{12}\Phi_{21})R / (P_{11} + R) \quad (2.63)$$

で与えられ、これらは全て一点炉近似動特性方程式の物理定数とサンプリング周波数等のみから算出できる。

なお、式(2.60)のパラメータの内、分母の自己回帰パラメータ a_1 、 a_2 は式(2.61)、(2.62)から分かるように遷移行列 Φ の要素のみから成り立っており、原子炉の物理パラメータとサンプリング周波数から計算される定数である。一方、分子の移動平均パラメータである b_1 、 b_2 は(2.61)、(2.62)から分かるようにリカッチ方程式の解 P を含んであり、この値は実際には観測雑音の分散が与えられない限り計算できない。

従って、もし原子炉から観測される時系列を ARMA (2, 2) 過程

$$y(n) = -a_1 y(n-1) - a_2 y(n-2) + e(n) + b_1 e(n-1) + b_2 e(n-2)$$

としてモデル同定すれば、この自己回帰パラメータ a_1 、 a_2 から原子炉の物理定数を逆算出来ることになる。

原理的にこの手法では観測信号の統計的揺らぎの周波数スペクトルを生成する Low Pass Filter の伝達関数を推定していることになる。

この手法で最も重要なことは、理論的に自己回帰パラメータ a_1 、 a_2 は、原子炉の物理パラメータとサンプリング周波数から成り立っており、観測雑音の影響を受けない点にある。

更に、ARMAモデルパラメータを逐次推定する逐次型ARMAモデルパラメータ推定アルゴリズムが開発されており、オンラインで未臨界度の推定ができることも臨界安全監視システムに適している。

ただ、この手法は単一の中性子検出器信号を用いる他の手法と同様、既知の未臨界度に対するARMAモデルパラメータを推定しておく必要がある。また、伝達関数の極と炉物理定数の関係を予め計算して置かなくてはならない。しかし、計算機性能が向上した現在ではさほどこれは問題にならない。

なお、この手法のようなオンラインシステム同定法のアルゴリズムには、適応フィルタの手法などもあり、どのようなアルゴリズムを用いてARMAモデルパラメータを推定するかが問題となる。この問題については、既に本委託研究によって詳しく解析されている。

2.4.5 相互パワースペクトル密度 (CPSD) 法

この手法は、自己パワースペクトルの手法の欠点を解決するため、複数の

中性子検出器を用いる方法である。例えば、二つの中性子検出器揺らぎの相互相関関数を計算し、それぞれの中性子検出器に含まれる白色雑音が互いに無相関であることを仮定すると、この二つの信号の相互相関関数をフーリエ変換することにより得られる相互パワースペクトルの高周波数領域は

$$P_N(\omega) = \frac{A}{\omega^2 + \alpha^2} \quad (2.64)$$

の形で表現できる。

従って、電流型中性子検出器の信号揺らぎを取り出し、そのパワースペクトルを(2.65)式の形に最小二乗フィッティングすることにより、減衰定数を折点周波数 α からもとめることが出来る。

この α より

$$\rho = \beta - \alpha\Lambda \quad (2.65)$$

未臨界度が計算できる。

この方法では、式(2.31)の定数項 A に対応する白色雑音の項を排除することが出来る点に大きなメリットがあるが、逆に2つの信号間に相関のある成分だけを抽出することになるためトータルとしての検出効率は低くなり、統計的に有意な相互相関関数を計算するには、ある程度の時間中性子信号揺らぎを観測する必要がある。また、相互相関関数の計算にはFFTアルゴリズムのような効率的なアルゴリズムがないので、相互相関関数の計算に相当の時間を必要とする点が難点である。

当然、この手法も自己パワースペクトル法と同じく、未臨界度を推定するには既知の未臨界度に対する相互パワースペクトルを求めておかななくてはならない。近年、計算機の機能が飛躍的に発展したことにより、擬似オンラインスペクトル推定が可能であるが、計算されたスペクトルを更に最小二乗フィッティングしなくてはならないので、オンライン化の点では相当高速計算機が要求される。

2.4.6 Mihalczo 法

この方法は、Oak Ridge National Laboratory の J.T. Mihalczo によって提

案された手法で、 ^{252}Cf 中性子源を封入した特殊な中性子検出器（信号 1）と、通常の中性子検出器二本（信号 2、3）を用意し、これらの検出器信号揺らぎの間の相互スペクトルを計算して、それらの相互スペクトルの比から未臨界度を推定する。

すなわち、信号 1 の自己パワースペクトル (APSD) を $P(\omega)$ 、各信号間の相互パワースペクトルを $P_{12}(\omega)$ 、 $P_{23}(\omega)$ 、 $P_{31}(\omega)$ として、先ずスペクトルの比 S_R

$$S_R(\omega) = \frac{P_{12}(\omega)P_{31}(\omega)}{P_{11}(\omega)P_{23}(\omega)} \quad (2.66)$$

を計算する。

未臨界度は、この S_R を用いて

$$|\rho| = \frac{k_1 S_R}{1 - k_2 S_R} \quad (2.67)$$

によって与えられる。

なお、 k_1 、 k_2 は一点炉近の炉雑音解析理論から解析的に計算される定数である。

この方法では

1. スペクトル比を計算することにより中性子検出器の検出効率は分母分子でキャンセルされ、中性子検出系の影響を完全に排除できる。
2. 先に述べた自己パワースペクトルの方法のような基準の未臨界度の推定が必要ない。

など、非常に大きな利点があるが、逆にこの方法では、

3. 測定対象が定常状態にあること、
4. 特殊な中性子検出器を用意しなくてはならない、
5. 特殊中性子源に比べて、その他の中性子源が無視できること、
6. スペクトル比 S_R が中性子束分布の高調波に影響されやすいため、測定対象の体系が比較的簡単な形状であること、
7. スペクトル比 S_R が中性子検出器の配置に敏感であること、
8. 特殊な中性子検出器以外に二本の検出器を必要とすること、
9. 一つの自己パワースペクトルに加えて、3種類の相互スペクトルを計算しなくてはならない、

等、問題点も多い。

これらの問題を解決するため通常の検出器は1本でよい手法の研究も行われている。また、次に述べるような、時間領域での解析法も提案されている。

2.4.7 時間領域上のミハルゾ法^[9]

ミハルゾ法の改良手法として、スペクトル比の代わりに計数の平均-分散比

$$C_R = \frac{\sqrt{\bar{C}_2(\Delta t)\bar{C}_3(\Delta t)}\sqrt{C_{12}(\Delta t)C_{31}(\Delta t)}}{\bar{C}_1(\Delta t)C_{23}(\Delta t)} \quad (2.68)$$

を利用する方法が提案されている。

ここで、

$\bar{C}_i(\Delta t)$: 検出器の時間 Δt 間に平均計測数

$C_{ij}(\Delta t)$: 検出器間の時間 Δt 間の計測数の共分散

$\bar{C}_{ij}(\Delta t)$: 中性子検出器 i, j の時間 Δt 間の平均計測数である。

この方法では、実効増倍係数 k_{eff} はこの平均-分散比 C_R を用いて

$$k_{eff} = \frac{C_1 \cdot C_R - \frac{\beta}{1-\beta_c}}{\frac{1-\beta}{1-\beta_c} - (C_1 - C_2)C_R} \quad (2.69)$$

によって計算される。なお、 β_c は CF-252 に関する遅発中性子割合で、 C_1 、 C_2 は従来の測定法の換算式と同じ定数である。

この手法では体系内にある固有の中性子源の影響を受けないことと、検出器効率の影響も排除できること、パルス信号として中性子信号を計測する時間領域の解析法を用いる点などで、従来のミハルゾの方法に比べて測定上大きな改善が見られる。

しかし、いずれの方法を用いても、Mihalczó 法は基本的に体系の定常性を確保してから測定しなくてはならないので、臨界安全モニタへの適用にはなじ

まない。

2.5 逆動特性方程式に基づくデジタル反応度計

外部中性子源 S を含む未臨界体系の一点炉近似動特性方程式はよく知られているように次式で与えられる。

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{l} N(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) + S \quad (2.70)$$

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{l} N(t) - \lambda_i C_i(t), \quad i=1,2,\dots,6 \quad (2.71)$$

ここで、中性子信号の対数計 $\log N(t)$ の微分を $\mu(t)$ と定義すると、式 (2.72) から、形式的に体系の反応度は

$$\rho(t) = \beta + l\mu(t) - \frac{l}{N(t)} \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) - \frac{l}{N(t)} S \quad (2.72)$$

によって計算できる。ただし、

$$C_i(t) = C_i(0)e^{-\lambda_i t} + \frac{\beta_i}{l} \int_0^t N(\tau) e^{-\lambda_i(t-\tau)} d\tau \quad (2.73)$$

である。この関係式をオンラインで計算し、刻々と変化する中性子信号 $N(t)$ を計測してその都度反応度を計算する。

このデジタル反応度計は既に動力炉の反応度監視手法として実用化され、その有効性は実証されているが、未臨界体系への応用については今後の研究に待たなければならない。

この方法を用いる場合に問題となるのは、中性子観測信号 $N(t)$ の対数の微分を計算しなくてはならないことである。未臨界体系では一般的に検出器出力が小さく信号の統計的揺らぎが大きく、中性子信号の微分値の変動は相当大きくなることが予測される。従って、この手法を実用化するにはこの問題を克服することが実用化の鍵となる。

動力炉の中性子観測信号も統計的に揺らいでおり、適切なローパスフィルタを用いることによりこの問題はある程度解決できることも予測されるので、

今後の研究が待たれる。

ただ、この手法も、体系内の中性子源強度 S と中性子計数率 N との関係をあらかじめ特定しておくことが必要なので、ある既知の未臨界状態での中性子計数率の観測を必要とする。

2.6 まとめ

この章では核燃料再処理施設や核燃料加工施設における臨界安全確保のため、必要に応じて容易に設置できる安価で即応性の良い未臨界度モニタリングシステムの開発に適切であるかどうかと言う観点から、現在知られている未臨界度推定法を検討した。

速応性の良い安価な未臨界度モニタに用いられるべき未臨界度推定手法に要求される基本性能として、

- 1 : 未臨界度推定時に体系の定常性を要求しないこと。
- 2 : 観測雑音の影響を受けにくいこと。
- 3 : オンライン未臨界度推定が可能であること。
- 4 : 未臨界度推定に要する計算が出来るだけ少ないこと
- 5 : 特殊な設備や計測系を必要としないこと

等が考えられる。

そこで、これまでに述べた手法がこの様な要求を満たしているかどうかと言う観点からか整理する。

1 : 中性子源増倍法では、基本的に定常状態の確立が測定の基本条件であることが、臨界安全監視を目的とした未臨界度推定法としては致命的な欠点である。

2 : パルス中性子源法の特徴は

- 1 : パルス中性子発生装置を必要とするため、設備の面から膨大な費用と設置場が必要となる。
- 2 : 検出器出力が中性子束空間分布を如何に正しく反映しているかが焦点

であるが、多数の場所に設置する必要がある核燃料取り扱い施設において、この方法を臨界安全監視システムに採用するには費用の面で難点がある。

3 : 指数実験法

- 1 : 体系が定常状態になった状態で体系内の中性子束分布を測定すると、
 - 2 : 中性子束の空間分布測定に相当の時間がかかる
- などの理由から、やはり臨界安全監視システムには適用できない。

4 : Feynman- α 法、Rossi- α 法

- 1 : 一定時間間隔内に計測されるパルス数、あるいはパルス間に時間間隔に着目する時間領域の手法であり、中性子の計数が比較的少ない場合に適用できる。
- 2 : 専用のマイクロチップを開発すれば疑似オンライン化が可能である。
- 3 : 2つの検出器の相関を用いて観測雑音の影響を取り除く手法により、低出力の「状態における未臨界度指定の精度を高めることが可能である。
- 4 : 計算機の発展とデータ通信技術の発展により、それほど特殊な測定系を準備することなく、パルスの発生時刻を刻々大容量のメモリーに記録できるのでオンラインで減衰定数 α を容易に解析できる。
- 5 : 一定間隔で未臨界度を算出し提示することが可能である。

これらを総合すると、Feynman- α 法と Rossi- α 法は、臨界安全監視が必要な場所に容易に安価に設置できる安全監視システムを開発する上で、最も有効な未臨界度推定手法であると言える。

5 : 自己パワースペクトル密度 (APSD) 法

中性子検出器システムが1チャンネルでよいが、

- 1 : 統計的精度を高めるための平均プロセスを必要とするため、ある程度長時間のデータを必要とする。
 - 2 : 未臨界度が深くなると中性子束が低下し、検出器出力の白色雑音成分が増加するため未臨界度推定が困難になる。
 - 3 : 既知の未臨界度に対するパワースペクトルを必要とする
 - 4 : ある程度高速の計算機を必要とする。
- など、問題点も多い。

6 : 相互パワースペクトル密度 (CPSD) 法

- 1 : 既知の未臨界度に対する相互パワースペクトルを求めておかななくてはならない。
- 2 : 白色雑音の項を排除することが出来る
- 3 : 2 検出器間の相関を用いるので検出効率は低くなり、信号の観測時間を長くする必要がある。
- 4 : 相互相関関数の計算に相当の時間を必要とする
などが難点である。当然、この手法も自己パワースペクトル法と同じく、計算機機能が飛躍的に発展により、擬似オンラインスペクトル推定が可能であるが、計算されたスペクトルを更に最小二乗フィッティングしなくてはならないのでやはり高速計算機が要求される。

7 : 時系列モデル同定法

- 1 : 理論的に自己回帰パラメータは、原子炉の物理パラメータとサンプリング周波数から成り立っており、観測雑音の影響を受けない。
 - 2 : 逐次型 ARMA モデルパラメータ推定アルゴリズムが開発されており、オンラインで未臨界度の推定が可能である。
 - 3 : 既知の未臨界度に対する ARMA モデルパラメータを推定しておく必要がある
 - 4 : 伝達関数の極と炉物理定数の関係を予め計算して置かなくてはならない
- などの特徴があるが、計算機性能が向上した現在では、容易にオンラインシステム同定法のアルゴリズムを計算機に組み込むことが出来る。

8 : Mihalczó 法

- 1 : 推定に中性子検出系の影響を完全に排除できる
- 2 : 基準の未臨界度の推定が必要ない点である。
- 3 : ^{252}Cf 中性子源を封入した特殊な電流型中性子検出器が必要である。
- 4 : 通常の電流型中性子検出器系を 2 組も用意する必要がある。
など、非常に大きな利点があるが、この方法では、
- 5 : 測定対象が定常状態にあること、
- 6 : 特殊中性子源に比べて、その他の中性子源が無視できること、中性子束分布の高調波に影響されやすいため、測定対象の体系が比較的簡単な形状であること、

7 : 中性子検出器の配置に敏感であること、
 8 : 3種類の相互スペクトルを計算しなくてはならない、
 等問題点も多く、必ずしも臨界安全監視モニタに適用する最適の手法であるとは言い難い。

9 : 時間領域上の Mihalczo 法

1 : スペクトル比の代わりに計数の平均-分散比を利用する方法である、
 2 : この手法では体系内にある固有の中性子源の影響を受けないこと、
 3 : 検出器効率の影響も排除できる、
 4 : パルス信号として中性子信号を計測する時間領域の解析法である
 な等の特徴を持ち、従来の **Mihalczo** 法に比べて測定上大きな改善が見られる。従って、設備費用の面を除けば未臨界度推定手法としては望ましい特徴を有している。

10 : 逆動特性方程式に基づく反応度計

1 : この手法も、体系内の中性子源強度 S と中性子計数率 N との関係をあらかじめ特定しておくことが必要である、
 2 : 中性子観測信号 $N(t)$ の対数の微分を用いるため、ある程度の安定した中性子検出器出力が必要であるが、
 3 : 原理的にオンライン未臨界度推定が可能である。
 4 : 適切なローパスフィルタを用いることにより、中性子観測信号 $N(t)$ の統計的揺らぎの問題はある程度解決できるので、今後の研究が待たれる。

以上、未臨界度推定法の特徴を述べたが、現在の未臨界度測定は基本的に一点炉動特性を仮定する手法がとられており、共通の問題として

1 : 中性子束分布の未臨界度依存性

2 : β_{eff} や Λ の未臨界度依存性

等がある。これらの問題を解決するため、予め核計算による解析を行って計測結果を補正したり、未臨界度に依存するパラメータを計算して於いて、これらの場合に応じて使用方法も提案されているが、このような解析手法を実際の核燃料各施設、あるいは再処理施設の色々な場所に使用とすると、その都度個別に解析計算を行わなくてはならず、準備に相当の手間がかかることも予想される。

深い未臨界の状態ではそれほど正確な未臨界度の推定は必要が無く、臨界に近い状態で初めてある程度正確な未臨界度が必要となることを考えれば、中性子束分布の未臨界度依存性や、 β_{eff} や Λ の未臨界度依存性は臨界安全モニタ開発に大きな支障を来す問題ではない。それよりも、パルス中性子源法、のように中性子検出に関して体系の定常性を必要とする手法は原則的に動的な未臨界度推定を必要とする臨界安全監視モニタには明らかに適していない。また、費用の面からは特殊な中性子源を内蔵して中性子検出器と2チャンネルの中性子検出系を必要とする Mihalczo 法は、安価なシステムの構築という点からは適切な手法であるとは言い難い。

未臨界体系では、強い外部中性子源を用いない限り一般的には中性子密度はかなり低いことが予想される。従って、中性子を電流型検出器で観測するよりは、パルスとして計測する手法が望ましく、必然的に時間領域で未臨界度を測定する手法が臨界安全監視モニタには適していると言える。近年では安価なパルス中性子源（D.T.管）なども比較的容易に入手出来るようになってきたこともあり、この様な密封型の中性子源とパルス計測による手法を用いることにより未臨界度推定の精度は格段に向上するものと考えられる。

従って未臨界度が深い状態では中性子をパルスとして検出し、その統計的性質を用いる Feynman- α 法か、Rossi - α 法を用いて未臨界度を計測し、比較的未臨界度が浅く中性子計数率の高い状態では時系列モデル同定法を利用するようなシステムが未臨界度推定法として望ましい。

なお、以降の章で述べるように、核燃料取り扱い施設では、放射線管理上の観点から、できるだけ中性子やガンマ線が外部に漏れないことが望ましく、将来こういった施設の核燃料処理行程段階では、核燃料溶解槽などの外側で中性子検出を検出することが非常に難しくなるものと予想される。しかし、中性子検出器を溶解槽の内側に設置することも施設の操作上好ましくない。従って、将来は、ガンマ線を対象とした臨界安全監視手法が開発されるべきではないかと思われる。

3 臨界安全監視装置システム概念設計

この章では、過去10年にわたって行ってきた研究成果によって得られた知見を総合することにより、ファイマン α もしくはロッシ α といった放射線計数量の Poisson 過程からの偏りを用いた未臨界度推定法を基本原理とした連続未臨界度測定システムの実プラントへの導入を念頭においた設計コンセプトをまとめ、その概念設計を行う。

まず、第1節では、システムの目的と、そこに適用する理論について述べる。

第2節では、第1節で示した内容を実現化するための概念設計について述べるとともに、その要求仕様を定義する。

3.1 システムの目的と適用理論

本節では、システムを設計するにあたって、その目的を明確にし、その目的を達成するために適用する理論を定義する。

3.1.1 システムの目的

再処理工場では、ウラン・プルトニウムといった核分裂物質の移動が行われる。その各工程における一般的な臨界管理の概要は、表3.1.1-1に示される通りである。

表 3.1.1-1 臨界管理の概要

工程	臨界安全管理方法	補足
受入・貯蔵	形状寸法管理	臨界安全計算の施された燃料ラックとして一体毎に仕切られていることから確度が高い。
せん断	質量管理	被覆管に挿入された燃料の処理であり、物理的な体積を有することから管理の確度が高い。
溶解	形状寸法管理	
分離抽出 ウラン精製・濃縮 プルトニウム精製・濃縮	形状寸法管理 溶液濃度管理	

通常は、上記の臨界安全管理方式により体系の未臨界は維持される。しかし、分離抽出・精製・濃縮の各工程においては、高濃度の核物質溶液が溶液状で滞留することとなり、機器の誤作動の他、運転員の誤操作によって異常事象に進展する可能性は否定できない。

ただし、核物質の蓄積は緩やかと考えられ、異常事象の進展速度は必ずしも速くは無い。従って、事前に異常兆候を把握できた場合、正常状態への復帰は必ずしも困難ではないと考えられる。

そこで、本システムの目的としては、分離抽出並びに精製・濃縮工程における異常兆候の早期検出と、その物理的定量とする。

3.1.2 理論と背景

これまでの研究では、体系における単なる異常兆候の検出にとどまらず、以下の理由から、その物理的定量としての未臨界度の推定の必要性を唱えてきた。

- ・設備の改造・更新の影響が少ない普遍的な指標を指示できるシステムが望ましい。
- ・安全裕度の的確な把握による設備の合理的な運転を可能とする。
- ・1999年7月に発生した敦賀発電所2号機の一次冷却水漏洩事故および、1999年9月に発生したJCO臨界事故において明らかなように、明確な物理的指標の出せない事故は国民のコンセンサスが得られない。

そこで、システムの最終値としては体系の未臨界度を直接表示できるシステムを目指す必要がある。

その際に適用する基礎理論としては、ファインマン α 法、もしくは、ロッシ α 法を用いるものとし、測定系から得られたデータを基に、同理論による解析を行い未臨界度を推定するものとする。再処理工場における臨界安全監視を行うための未臨界度推定手法として、これまでの研究過程で様々な手法を提案してきたが、今回、この理論を選択した理由については、付録Aに示す。

3.2 概念設計

本節では、第1節に示したシステムとして果たす目的を満たし、その適用理論に基づいたシステムを具現化するために必要な全体の概念設計を行うことによって、次章の基本設計へとつなげる。

3.2.1 ブロックダイアグラム

システムのブロックダイアグラムについて図3.2.1-1に示す。

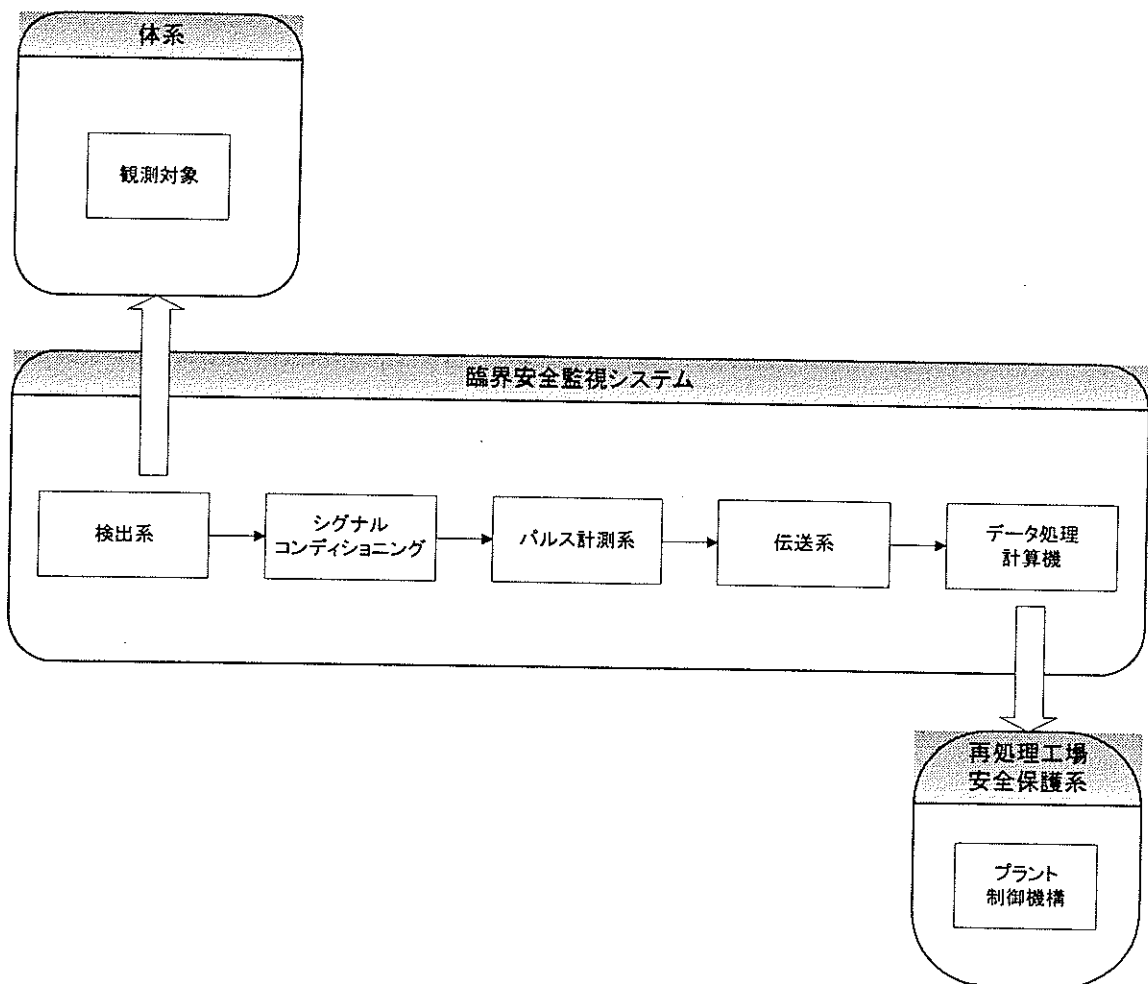


図3.2.1-1 概念設計ブロックダイアグラム

図3.2.1-1に示したダイアグラムの個々の要素についてその概要を表3.2.1-1示す。

表 3.2.1-1 ブロックダイアグラム上の各要素の概要

要素	概要
観測対象	中性子、または、核分裂に起源を発するガンマ線。
検出系	観測対象となる放射線を検出するパルス型検出器。
シグナルコンディショニング	検出器のアウトプットであるパルスを整形し、ロジックパルスとするための波形処理系。
パルス計測系	シグナルコンディショニングされたロジックパルスのパルス間隔を測定する装置。
伝送系	パルス計測器で計数されたパルス間隔を逐次、データ処理計算機へ出力するための装置。
データ処理計算機	伝送器とパルス間隔データの授受を行い、入力されたデータを基礎理論に基づいて処理し、未臨界度推定値を出力するための計算機。
プラント制御機構	データ処理計算機の計算結果に基づいて、必要な警報並びに安全保護動作を司令する機構。

3.2.2 システムに対する要求

本システムが実プラントへの導入を念頭においたものであることを考慮して、要求仕様として満たさなければならない要件について以下に列挙する。

① リアルタイム性

適用する理論が統計的手法によることから、一時点で決まる実際の物理的状態に対して、観測断面は時間的な幅を持たざるを得ず、厳密な意味でのリアルタイム性は望めない。ただし、3.1.1に述べたように、再処理工場における異常事象における反応度変化は急激なものではなく、比較的緩やかなものであると考えられるため、時間遅延を合理的な範囲内に押さえることができればシステムとしての問題は無いと思われる。

図3.2.1-1に示したダイアグラム上の「観測対象」から「データ処理計算機」にいたるまでの過程については、時間遅延の無い実時間で観測が可能であり、時間遅延が発生するのは、「データ処理計算機」内における未臨界度推定に要する過程である。この過程における時間遅延を許容される範囲に押さえるための、計算処理アルゴリズムの改善等を含めた最適な検討が必要である。

② コンパクト性

臨界安全監視システムを設置して監視する場所としては、再処理工場の中でも最も核物質インベントリーが増大する可能性のある分離抽出工程並びに精製工程であることは3.1.1に述べた。ただし、これらの各工程は、設計段階における臨界安全措施として極めて厳しい形状寸法管理が行われており、その特異な空間形状は外部からのセンシングを困難にしている。

その一方で、今回、提案する臨界安全監視システムは、未臨界度状態における極僅かな統計的情報を収集して未臨界度を推定するシステムであることから、効率的なセンシングを必要とする。従って、特に検出系においては、これらの事を考慮したコンパクトなシステム構成を図る必要がある。

③ グローバル性

図3.2.1-1の「パルス計測系」から「伝送系」を経て「データ処理計算機」にいたる過程において、従来は、各メーカーが独自に開発したバスとそのバス制御プロトコルが使用されることが多かったが、高コスト、他システムの非互換性、低スピード、技術の陳腐化など様々な弊害があった。そのような弊害が指摘される中、これからの監視・制御システムは、国際的な統一規格をもつインターフェース下で設計されることが主流となりつつある。また、そうすることで、データ伝送の高速化が図れ、システムの拡張・改良が容易になると考えられ、今回、提案するシステムにおいても、これらの点を考慮したグローバル性を有する設計が必要である。

4 臨界安全監視装置システム基本設計

第3章では、システムの目的と、その目的を遂行するための理論的位置づけを明確に定義した上で、システムが本質的に要求する仕様をまとめ、「概念設計」という形で、ガイドラインを策定してきた。本章では、第3章で示した概念設計に基づき、システムのベースペックを定めるための基本設計を行う。基本設計は、従来、研究用原子炉で行ってきた実証試験の結果や考察に加えて以下の2点を念頭において、図3.2.1-1に示したダイアグラム上の各要素毎に進めるものとする。

- ・再処理工場への導入に対して現実的なものとする。
- ・最新の技術動向に着目した合理的なものとする。

まず、第1節「観測対象」では、観測対象とする信号源として、中性子もしくはガンマ線のいずれを対象とするかについて、実際に導入される設備の状況等も踏まえた考察を交えて設計方針をまとめる。

第2節「検出系」では、第1節で検討した観測対象とする信号源を最も効率よく検出するための仕組みについて検討する。

第3節「シグナルコンディショニング」では、第2節で検討した検出信号に対して、信号と雑音のプロファイルを明確にし、適用理論に最適化するための信号整形について検討する。

第4節「パルス計測系」では、シグナルコンディショニングを経た有意な観測パルスを計数し、時系列化するための機構について、連続リアルタイム監視を視野に入れて検討する。

第5節「伝送系」では、時系列化されたデータを「パルス計測系」から「データ処理計算機」へと伝送するための仕組みについて検討する。

第6節「データ処理計算機」では、得られた時系列データを数値処理する計算プロセス群について構成イメージを提示する。

そして、最終節である第7節では、第1節から第6節において検討した各要素を総合することにより、再処理工場における実際の実装イメージを提示する。

4.1 観測対象

本節では、信号の源である観測対象において考察を行い設計方針をまとめる。概念設計の段界では、表3.2.1-1に観測対象として、「中性子、または、核分裂に起源を発するガンマ線」とした。ちなみに、ここで言う「核分裂に起源を発するガンマ線」とは、核分裂反応もしくは、中性子捕獲反応に伴い放出される即発ガンマ線の他、放出された中性子との核反応等に誘起されて発生する多様なガンマ線」を指す。以後、簡単のために「ガンマ線」と総称する。

まず、「中性子」と「ガンマ線」について物理的なプロファイルから考察を行い、それに加えて、これまでの研究で得られた知見から、そのメリット・デメリットを把握した上で、基本設計を行うものとする。特に、本節での設計が次節の「検出系」における設計に多大な影響を及ぼすため、慎重な検討を要する。

4.1.1 物理的プロファイル

本来、体系における未臨界度推定を行うためだけの信号源として考えるのであれば、中性子を採用するのが常道である。しかし、ガンマ線には、中性子と同様に体系固有の統計的情報を含んでおり、未臨界度推定に適用できることがこれまでの研究により明らかになっている。また、何よりも、再処理工場に対する臨界安全監視システムという観点から観た場合、ガンマ線を信号源にすることは、計り知れないメリットがある。以下に、そのメリットについて考察を行う。

① 空間依存性の低減

概念設計の3.2.2「システムに対する要求」の第2項目において、コンパクト性を求めた。これは、再処理工場における監視ポイントの形状の制約を念頭においたものであったが、中性子を信号源とした場合、その空間依存性と形状の両面から設計への制約が生じる。また、特に、未臨界度を測定する上で避けられない条件として、監視体系へ、一定の強度を有する中性子源を封入する必要があるが、観測対象を中性子とした場合、その空間的な効果についても検討を要する必要がある。

それに比して、ガンマ線を信号源にする場合、空間依存性の考慮が軽減されるため、検出系の設計に対して裕度が生まれる。

② 吸収体に対する不感性

1999年9月に発生した茨城県東海村 JCO での臨界事故以降、核燃料取扱い施設における臨界安全に関する取り組みが強化されるようになった。その結果として、再処理工場においても臨界事故を引き起こす可能性のある部位については、ハフニウム、ホウ素などの中性子吸収体が構造的に装備されるようになってきた。

このような現状を鑑みると、中性子を信号源とした場合、配備された中性子吸収体を逃れて漏れ出てくる僅かな中性子の検出行わなければならない。上記①で述べた以上に厳しい配置上の制約を受けることを考慮しなければならない。その点、ガンマ線を信号源にした場合、通常の臨界安全上の吸収体配備に対しては不感性を有するため、中性子の測定に比べて、検出器の設計に対して遥かに裕度が生まれる。

4.1.2 ガンマ線による未臨界度推定の経験からの考察

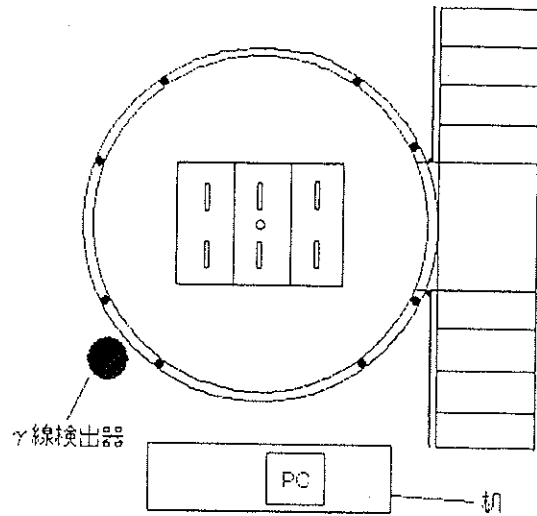
4.1.1で述べたように、実際の再処理工場プラントなどに適応することを考慮した場合、ガンマ線を信号源として利用することに対する工学的見地からの優位性は非常に大きいと言える。

このような視点に立って、ガンマ線を信号源とした未臨界度推定の必要性を強く認識して、平成5年より、近畿大学原子炉(UTR-KINKI)を利用して継続的に研究を行ってきた。これまでに得た実験結果より、ガンマ線を観測対象とすることの問題点の多くは払拭されてきたように考えられる。

さらに現在では、上記原子炉において生体遮蔽外での観測にも着手しており、精度向上の観点から、引き続き検証を加えていく必要があるものの、4.1.1で示したガンマ線を信号源とすることのメリットをメンテナンス容易性・作業員被曝低減等の観点から、一歩進んだ形で実証できつつある。参考として、図4.1.2-1に、現段階における研究成果の一例を示す。

観測体系

検出器 : 3系統 NaI シンチレーション検出器
 ディスクリレベル : 5MeV



Y値測定結果

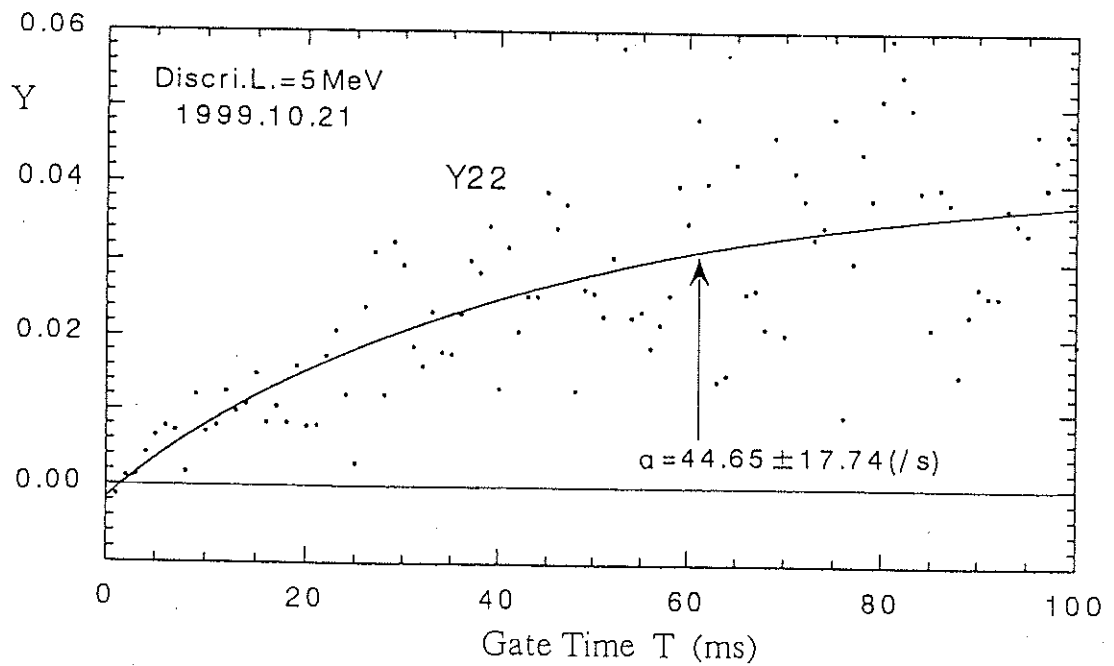


図4.1.2-1 ガンマ線による未臨界度推定に関する研究成果

4.2 検出系

前節の設計より、観測対象としてはガンマ線を選択することとした。本節では、その検出を合理的かつ効率的に行うための検出系に関する設計を行う。

まず、検出系を設計するに当たって、考慮すべきポイントを以下に列挙する。

- ① 中性子源
- ② 検出器の空間配置
- ③ 検出器のタイプ

以下、上記の各ポイントについて検討を行う。

4.2.1 中性子源

元来、未臨界体系は静的な体系であり、そのままでは、物理的に有意な「体系」と認識することすら困難である。従って、この体系から「未臨界度」という情報を引き出すにはプローブを挿入する必要がある、それが中性子の送付である。しかも、その送り込まれた中性子の次世代の情報を統計的に処理することから、時間当たり安定した数量の中性子を送り込む必要がある、自発核分裂等から得られる中性子では不適である。つまり、一定強度の外部中性子源は必要不可欠であり、検出器と一体のものとして考慮しなければならない。

しかし、体系に対して外部中性子源による中性子照射をするに当たって、留意しなければならないのは、体系が未臨界度を超えて、臨界もしくは超臨界に移行した場合に対する想定である。当然の事ながら、体系が臨界以上になる可能性が生じた場合には、外部中性子源の確実な体系からのアイソレーションが要求される。

従って、概念設計で示した図3.2.1-1のブロックダイアグラム上のデータ処理計算機における未臨界度推定値が一定レベルを超えた場合、「プラント制御機構」に対して安全保護動作を司令すると同時に、体系から外部中性子源をアイソレーションするための措置を講じる必要がある。

これらの条件を満たす中性子源として(D,T)反応を利用したD・T管がある。この中性子源は外部電源によって制御出来るので必要なときに中性子を発生することが出来る。また、密封型であるのでトリチウムの問題が発生しない。

4.2.2 検出器の空間配置

4.1.1に示したように観測対象にガンマ線を採用することにより、中性子源との相対位置並びに体系上の空間依存性の制約からは開放される。しかし、その一方で、後述するように未臨界度推定に有意なガンマ線に対するS/N比は必ずしも高くないため、観測体系から放出されるガンマ線を如何に効率的に補足できるかが推定精度を大きく左右する。

従って、検出器の空間配置に対する検討は重要である。基本的には、可能な限り体系に対して立体角を大きくとることが望ましい。しかし、これまで述べてきているように再処理工場における監視ポイントは、臨界安全上の要請より、パルスカラムやミキサセトラに代表されるように、必ずしも体系から放出されるガンマ線の測定に適した構造とはなっていない。このような点を考慮して、検出器タイプを含めた計測感度の向上を図ることが必要である。

4.2.3 検出器のタイプ

これまでの研究では、理論的な検証が主題であったため、その検証実験ではNaIシンチレーション検出器を使用してきた。しかし、NaIシンチレーション検出器は検出感度は高いものの前項4.2.2で説明した、「観測体系に対する立体角を大きくとる」という点では要求を満足するには不十分であると認識している。

そこで、より広範囲なエリアを均等にカバーするために、1990年代より、性能の向上が著しいプラスチックシンチレーティングファイバー検出器の採用を提案することとする。

プラスチックシンチレーティングファイバー検出器は、その柔軟性から比較的複雑な体系形状に対してもフィットしやすく、一つの検出器で体系に対して均等なエリアをカバーできるという本質的な利点があると共に、以下に示すような副次的な利点も考えられる。

- ・複数のファイバーを使用し、多層化することで、より広範なエリアをカバーすることが可能。
- ・検出器自身に高電圧印加が不要。
- ・可搬性が高くメンテナンスが容易である。

プラスチックシンチレーティングファイバーは、開発当初はシンチレータが塗布されたファイバ内での光の減衰が大きく、3メートル程度に有感距離は制限されていたが、最近の技術開発により、20メートル程度の測定は可能となっており、直径6メートル程度のタンク外周であれば、全周をカバーすることが可能であると考えられ、本システムにおいて最も適していると思われる。

具体的な検出器設置イメージを図4.2.3-1に示す。

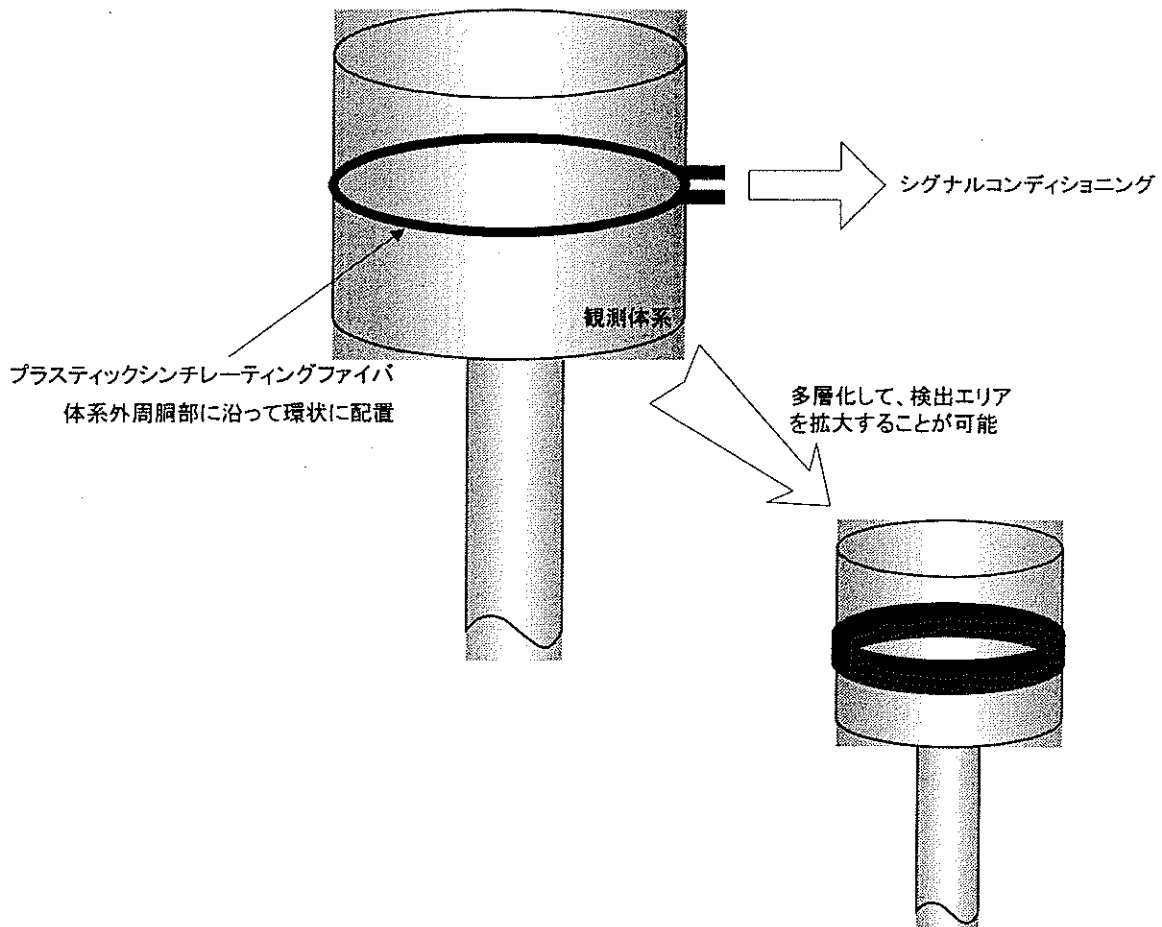


図4.2.3-1 プラスチックシンチレーティングファイバ設置イメージ

4.3 シグナルコンディショニング

前節の設計より、検出系に用いる検出器としてプラスチックシンチレーティングファイバを採用することとした。本節では、プラスチックシンチレーティングファイバ内で得られた光子を図4.3-1に示すフローに沿って処理し、図3.2.1-1に示した「パルス計測系」へ引き渡すための処理について設計を行う。

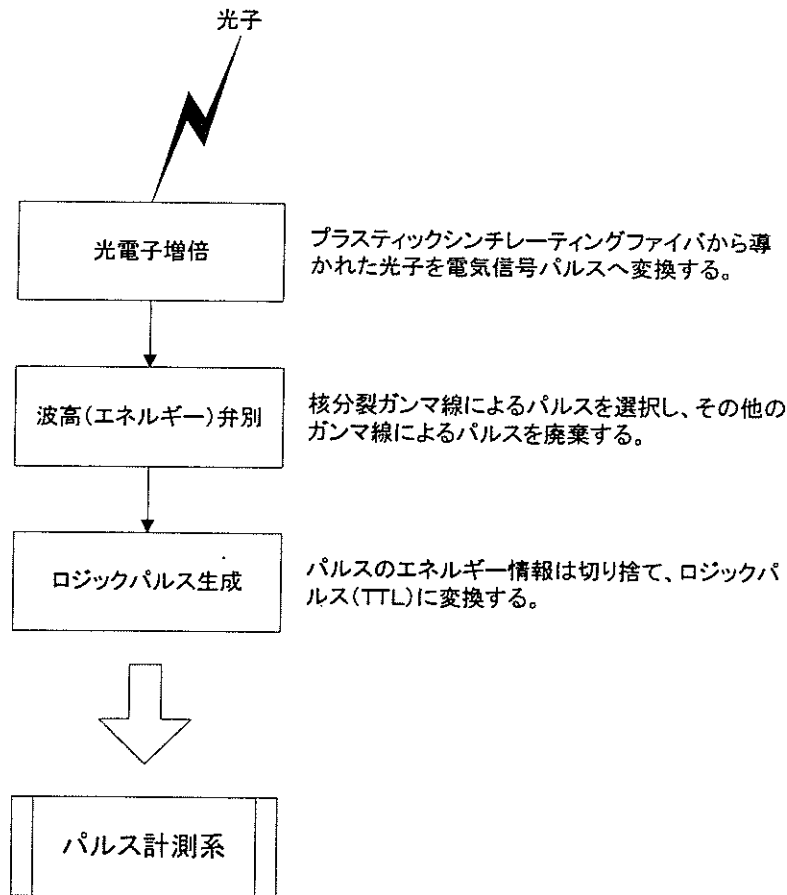


図4.3-1 シグナルコンディショニングフロー

図4.3-1におけるフローにおける各段について簡単に説明する。

第1段である光電子増倍では、通常使用される光電子増倍管を使用であり特筆することはない。ただし、観測体系において、検出エリアを広めるために、複数のプラスチックシンチレーティングファイバを敷設した場合には、マルチアノード型の光電子増倍管を使用するなどの応用が必要になる。

第2段である波高弁別は、本システムにおけるシグナルコンディションとしては最も重要な過程であり、この過程が、信号のS/N比を大きく左右し、ひいては、未臨界度推定の

精度に影響を及ぼす。これまでの研究の成果より得られている考察を4.3.1に詳細に示すものとする。

第3段であるロジックパルス生成は、本システムでの未臨界度推定理論では観測されたガンマ線の波高値（エネルギーレベル）そのものの値は取り扱わないため、計数の取扱いが容易なロジックパルス（TTL）へ変換するための過程である。

なお、通常の観測系においては、光電子増倍管の後段には前置増幅器が配置されることが一般的であるが、本システムでは、これまでの研究成果を踏まえて敢えて前置増幅器を配置していない。その理由については、4.3.2に述べる。

4.3.1 波高（エネルギー）弁別

中性子を測定する場合、中性子源から直接、飛来するものや自発核分裂により放出されるものを除いては、その体系固有の情報を含んだ統計的性質を有していると言える。それに対して、本システムで選択する信号源であるガンマ線については、その発生起源が明らかでないバックグラウンドガンマ線が大半を占め、この存在が統計的精度を低下させる要因となる。特に、再処理過程における抽出分離工程では高濃度の高レベル廃棄物（核分裂生成物）が溶液中に混合されており、崩壊過程で発生してくるガンマ線の影響は大きいものと考えられる。

そこで、本手法の本来の信号源である「核分裂に起源を発するガンマ線」を雑音としてみなされるバックグラウンドガンマ線と弁別することにより、抽出信号のS/N比を向上させることが、誤差の少ない未臨界度推定を行うためのキーであることをこれまでの研究成果により確認している。

「核分裂に起源を発するガンマ線」としては、核分裂直後に励起された核分裂片から放出される即発ガンマ線、遅発中性子先行核の崩壊過程により放出されるガンマ線、中性子捕獲の際に放出されるガンマ線はもとより、高速中性子と構造材との衝突による相互作用により放出される光子などの高エネルギーガンマ線と考えている。一方、高レベル廃棄物から放出されるバックグラウンドガンマ線は、再処理工場で取り扱う使用済燃料が事前に十分冷却された燃料であることを考慮に入れると、その中に含まれる放射性物質は安定した崩壊過程にあるものが殆どであり、それらの崩壊に伴うガンマ線は比較的低エネルギーである。従って、信号と雑音の弁別はガンマ線の単純なエネルギー弁別によることが可能である。

これまでの実験に基づく研究では、波高境界を3MeV以上とする報告をしている。ただし、実験環境が、実験用原子炉であるということと検出器の感度とも関係するため、シス

テム構築時には実体系下での検証が必要不可欠である。

4.3.2 前置増幅器の省略

通常、光電子増倍管の出力信号は、前置増幅器に導入されることが多い。しかし、本システムでは、図4.3-1に示したように、敢えて前置増幅器を省略したシステムを提案する。

その理由は、4.3.1に述べたように、取り扱いたいエネルギーレンジが高域にあることと厳密なチャンネル波高弁別は不要であり、むしろ、急峻な立ち上がりを有するパルスを含めて、数え落としを防止することが理論的に重要なためである。

過去の実験から、測定結果が前置増幅器の飽和に対して非常にセンシティブであり、前置増幅器を経ずに、光電子増倍管出力信号の時系列データを直接収集した結果が良好であることを確認している。

4.3.3 ブロックダイアグラム

上述してきた内容を総合して、検出系とシグナルコンディショニングをまとめたブロックダイアグラムを図4.3.3-1に示す。

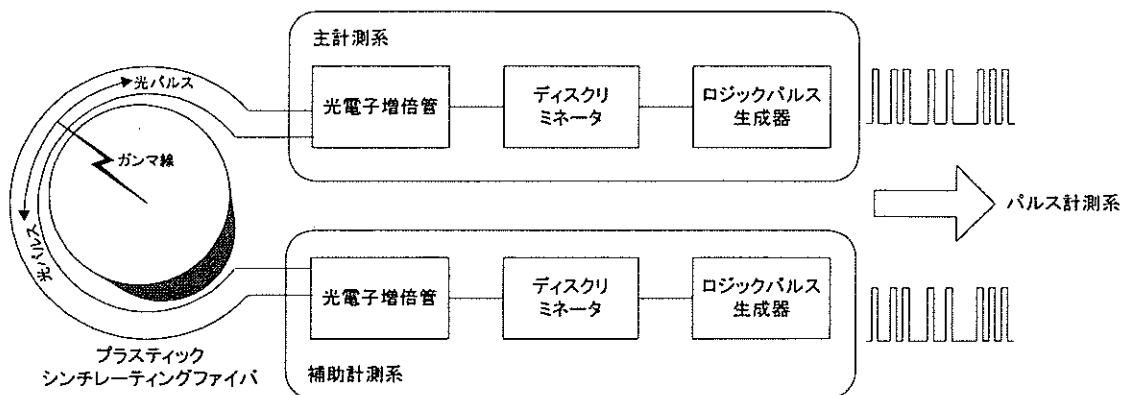


図4.3.3-1 検出系—シグナルコンディショニングブロックダイアグラム

4.4 パルス計測系

前節までで、検出系において観測された光パルスに対してシグナルコンディショニングを施すことによって、信号として有意な数数学的なロジックパルスへと変換する過程についての設計を行ってきた。本節では、図3.2.1-1に示した「パルス計測系」における処理について設計を行う。

「パルス計測系」での基本的な処理は、得られたロジックパルス列に対して、タイムリストを作成することである。本節では、タイムリスト作成処理過程における基本的な設計構想についてまとめるものとする。

4.4.1 タイムラベリング

入力されたロジックパルスに対してタイムラベリングを行う方法は、今日では一般的であり、特殊な技術を要するものでは無くなっている。基本的な原理を図4.4.1-1に示す。

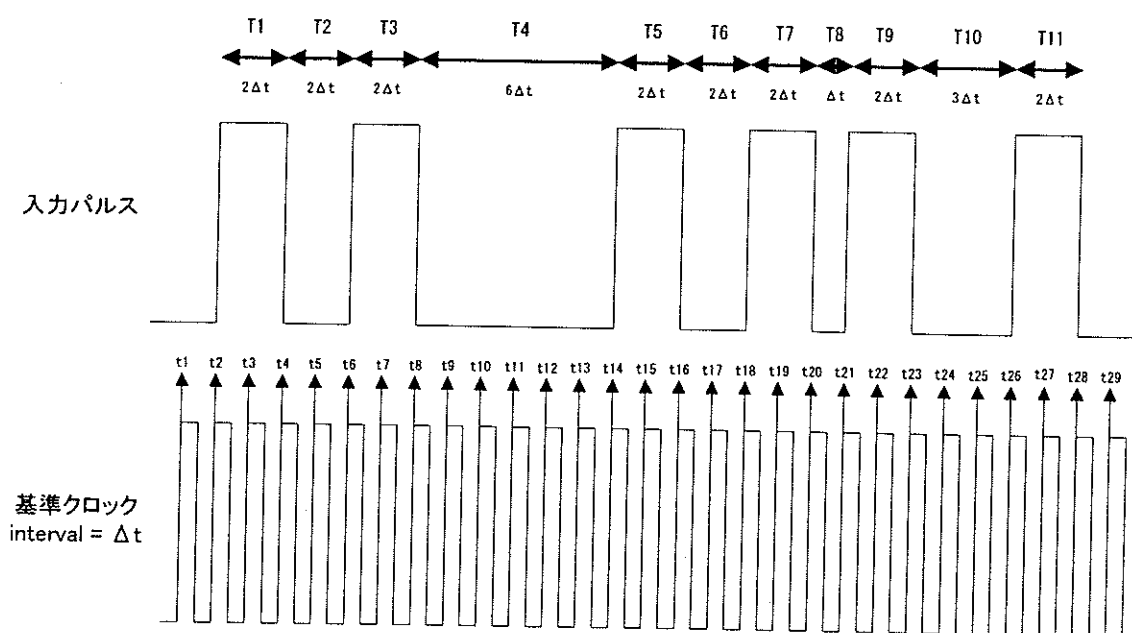


図4.4.1-1 タイムラベリング基本原理

図4.4.1-1に示されるように、パルスを正区間と負区間に分けて、その区間に基準クロックパルス（時間分解能 Δt ）がカウントされる数を積算することにより、正值パルス間隔（ T_{odd} ）及び負値パルス間隔（ T_{even} ）がラベリングされる。

そして、ラベリングされたデータは、図4.4.1-2に示すように時系列方向へリスティングされることにより、図3.2.1-1に示した「データ処理計算機」で処理可能なデータとなる。

パルス	カウント数
正值パルス幅 T1	0x0002
負値パルス幅 T2	0x0002
正值パルス幅 T3	0x0002
負値パルス幅 T4	0x0006
正值パルス幅 T5	0x0002
負値パルス幅 T6	0x0002
正值パルス幅 T7	0x0002
負値パルス幅 T8	0x0001
正值パルス幅 T9	0x0002
負値パルス幅 T10	0x0003
正值パルス幅 T11	0x0002
:	:

図4.4.1-2 リスティング後データ

実際にリスティングされたデータは、図4.4.1-2に示すところのカウント数だけが格納されることになり、バッファとして必要となるメモリは非常に節約され、

カウント数表現長	16ビット (2バイト)
パルス幅時間分解能	100nsec
想定パルスレート	10000cps
バッファメモリ	1MB

という条件を仮定すると、

バッファフル時間	26.2sec
最大パルス幅計測時間	0.0655sec

のスペックが実現できる。

4.4.2 計測処理ブロック

パルス計測系でリスティングされたデータは、後述する「伝送系」を経て「データ処理計算機」へと送られる。

4.4.1に示したように、データはコンパクトにまとめられるものの、10000cpsの体系下において1MBのバッファメモリでは26秒程度でバッファフルとなる。また、本システムを再処理工場など生産現場で使用するには連続的な計測が必要であり、データを逐次伝送しつつバッファメモリを常に解放する仕組みを設けなくてはならない。このような仕組みを実現するためのブロック図を図4.4.2-1に示す。

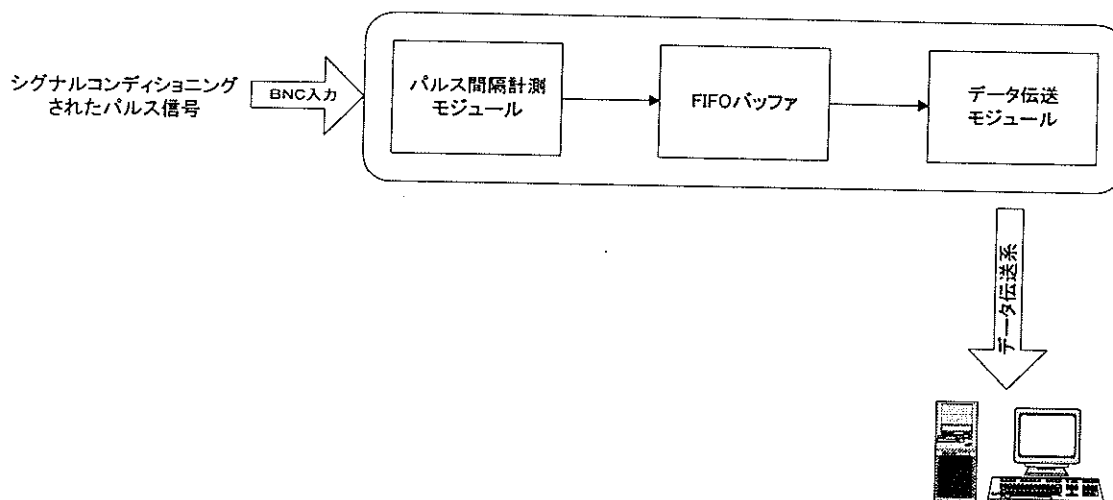


図4.4.2-1 パルス計測処理ブロック図

図4.4.2-1において、4.4.1に説明したタイムリストにあたる時系列データはFIFOバッファに格納し、それにつながれたデータ伝送モジュールから逐次データを取り出すものとする。このような構成にすることで、バッファへのデータ蓄積スピードを超える速さでデータ伝送が実現することにより安定した連続データ計測が可能となる。

4.5 伝送系

伝送系は、「パルス計測系」と、実際の未臨界度推定理論に基づいてデータを処理する「データ処理計算機」を結合させる、データ通信インターフェース・データ通信プロトコルの総称である。

伝送系の仕様に対する要求については、概念設計を解説した3.2.2において、その基本コンセプトを記載した。そこでも示したが、従来、このようなシステムは、特殊なデータバスと特殊なプロトコルで結合された大掛かりな一体型ハードウェアで構成されることが多かった。しかし、昨今では、このような考え方ではなく、汎用のデータウェイを配置し、その上に、規格に基づいたプロトコルで統一的に通信できるコンパクトなモジュールで構築する分散型のシステムが主流になりつつある。

このようなシステムが主流になりつつある背景には、他のシステムとも共有できる資産は共有することにより設備の簡略化とコストの低減を図るねらいがあるものと思われるが、何よりも近年の目覚まし IT 技術の進展が、結果として、データ計測・監視の分野においても、最も望ましい形態として選択されたものである。

また、本システムは、再処理工場のような放射線管理区域で使用されることから、そのメンテナンスの点からも、モジュール分散型のシステムが望ましいと思われる。

このような背景に基づいて、本節では、上述した、データ通信インターフェース・データ通信プロトコルについて以下に記述する。

4.5.1 データ通信インターフェース

データ通信インターフェースを設計する際には、「パルス計測系＝データ処理計算機」という局所的な通信を考慮するのではなく、工場共通のインフラとして検討するべきであるということは、上述した内容から言うまでもない。

このようなネットワークに関する設計は、多種多様であり、あらゆる手段が考えられる。そこで、ここでは、その一例として、今後のネットワーク幹線の主流となるであろうギガビットイーサに着目し、ギガビットイーサネットスイッチをバックボーンに据え、支線で100Mbps を出せるネットワーク上に、「パルス計測系」と「データ処理計算機」を乗せる方法を提案する。この場合、それぞれの要素には、100BASE-T タイプのネットワークインターフェースが搭載されているだけでよく、図4.5.1-1に示すようなシンプルな構成が実現できる。

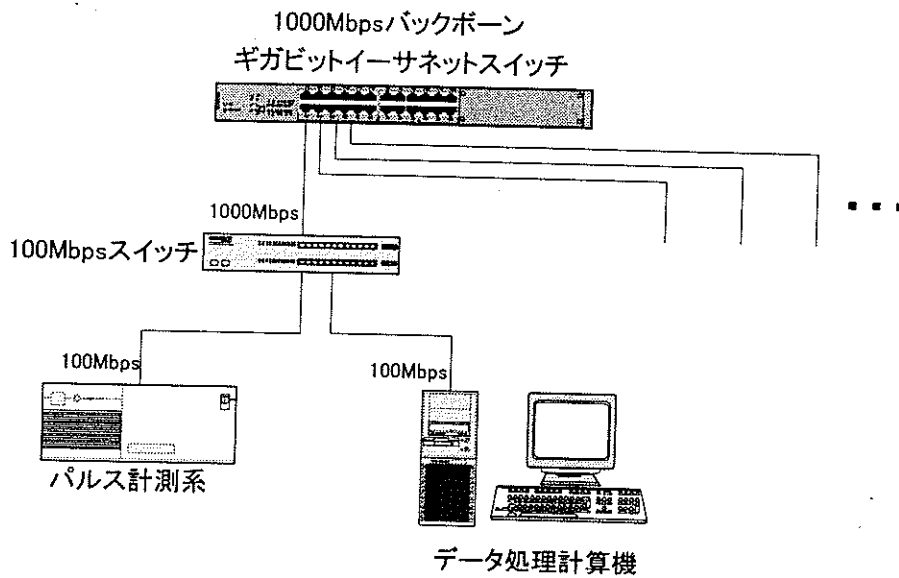


図 4.5.1-1 ギガビットイーサネットスイッチバックボーン型ネットワーク例

4.5.2 データ通信プロトコル

図 4.5.1-1 に示すようなネットワーク構成を採る以上、そのベースプロトコルは、TCP/IP であることは説明するまでもない。そして次に検討を要するのが、実際のデータの伝送手順である。

4.4.2 で説明したように、「パルス計測系」では FIFO バッファを実装しているため、このバッファをフルにしないようにデータを「データ処理計算機」へと引き出せば良い。そこで、「パルス計測系」をサーバ、「データ処理計算機」をクライアントとして、UDP プロトコルを用いたコネクションレス型 socket 通信によるデータの引き出しが適した方法であると考えられる。具体的なイメージを図 4.5.2-1 に示す。

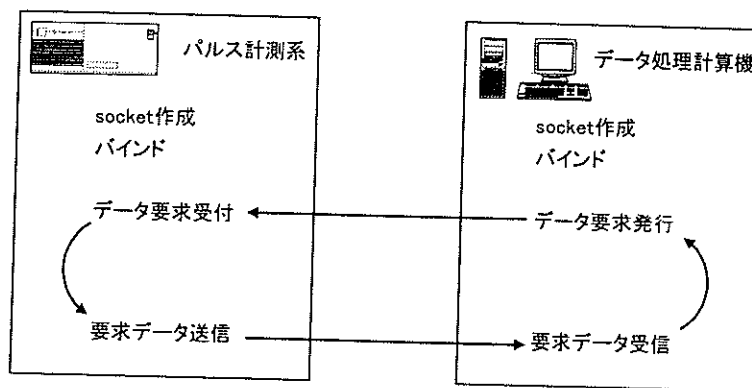


図 4.5.2-1 コネクションレス型 socket 通信イメージ

4.6 データ処理計算機

図4.5.2-1に示したデータ通信イメージが実現できれば、「パルス計測系」のデータバッファからは常にデータが引き出されることによりバッファが解放される。そして、「データ処理計算機」へはデータが、ほぼリアルタイムで蓄積される。

本節では、「データ処理計算機」における処理プロセスについて構成を示す。

4.6.1 プロセス構成

まず、本システムを稼働させるために必要なプロセスを表4.6.1-1に示す。

表4.6.1-1 プロセス構成

No.	プロセス名	プロセスの処理概要
1	メインプロセス	以下に示す各プロセスに関する管理を行うと共に、共有メモリの生成を行う。
2	データ通信プロセス	図4.5.2-1に示した「パルス計測系」とのデータ通信を実行することにより、パルスタイムリストを取得する。そして、一つ一つの正値パルスに対して、絶対的な発生時刻に変換を行った上で、共有メモリ上に復元する。
3	最小ゲートパルスカウントプロセス	「データ通信プロセス」によって共有メモリ上に復元されたパルス発生時刻にアクセスし、最小ゲート幅におけるパルスをカウントし、共有メモリ上に展開する。この際、カウント始点時刻をずらして、複数チャンネルのデータを生成する。
4	未臨界度推定プロセス	「最小ゲートパルスカウントプロセス」によって展開された最小ゲート幅におけるパルスカウント値を基にバンチング処理を行いつつ、適用理論に沿った未臨界度推定計算を実行する。そして、計算された未臨界度推定値は、計算代表時刻と共に磁気ファイルへ出力する。
5	安全保護プロセス	「未臨界度推定プロセス」によって出力された未臨界度推定値をモニタし、設定基準で定められた値よりも未臨界度が浅くなった場合、プラントの安全保護系に対する接点情報を発行すると共に、本システムの「検出系」に設置されている中性子源のアイソレーション動作を行うための接点情報を発行する。

表4.6.1-1から読み取れるように、計算機構は、独立した5つのプロセスモジュールから構成される。それぞれのプロセス間で共有すべき情報に関しては、「メインプロセス」で生成される共有メモリにアタッチすることでやりとりするものとする。

このような構成を採ることにより、「パルス計測系」とのデータ通信に対して、独立性が確保されリアルタイム性が確保される。

4.6.2 ハードウェア構成

「データ処理計算機」に用いるハードウェアとしては、以下に示す観点からEWS（エンジニアリング・ワーク・ステーション）を採用する。

① 信頼性

臨界安全監視システムは24時間連続稼働型システムであり、そのハードウェアに対する信頼性が要求され、多くの実績を有するEWSが望ましいと思われる。

② OS安定性

EWSでは、そのOSにUNIXシステムが搭載されており、その安定性は高い。また、4.5.2に示した通信プロトコルにおいても、元来、UNIXをベースに発展してきたものであり、その完成度の点からもEWSが望ましいと思われる。

③ 高負荷対応性

これまでの説明では、簡単化の為に一つの観測対象に対して、一つの計算機を割り当てるイメージであったが、実際には、一つの計算機で複数の観測対象を担保させることにより設備の簡素化と監視の高度化を図るべきである。従って、計算機は高負荷対応性が求められ、EWSのアドバンテージが高い。

4.7 実装イメージ

第1節から第6節において、それぞれの要素に対する基本設計を行ってきた。本節では、これらを結合した際の実装イメージを図4.7-1に提示する。

図4.7-1から認識されるように、システムとしてメンテナンス性に優れた非常にコンパクトなものが実現できると考えられる。4.6.2にも示したように、一台のデータ処理計算機で複数の観測対象を担保させることが可能であり、データ伝送ラインをネットワーク化したことで統一的監視についても適した構成となっている。

最後に、「安全保護動作」としての異常時における中性子源アイソレーションに関して若干補足しておく。4.2.1では、D・T管の利用による外部電源による制御について示唆した。その他の案として、図4.7-1では、一般的なTRU中性子源の利用について考慮したイメージを策定したので、以下、その点について簡単に触れておく。

図4.7-1では、未臨界度推定を受け持つ「データ処理計算機」から、「未臨界度低警報」が発行された場合に接点情報を発信する仕組みとした。接点情報は、再処理工場の安全保護系に対して発信されると同時に、中性子源の体系からの緊急離脱を行うための信号としても利用される。具体的には、中性子源は、体系近傍において中性子源案内管を通じて、電磁クラッチによって支持される構造とし、「データ処理計算機」から「未臨界度低警報」の接点が発信された際、その接点情報で電磁クラッチの電源リレーを遮断することにより、支持を失った中性子源が重力作用で中性子源案内管を落下することによって体系からの離脱を図るものである。

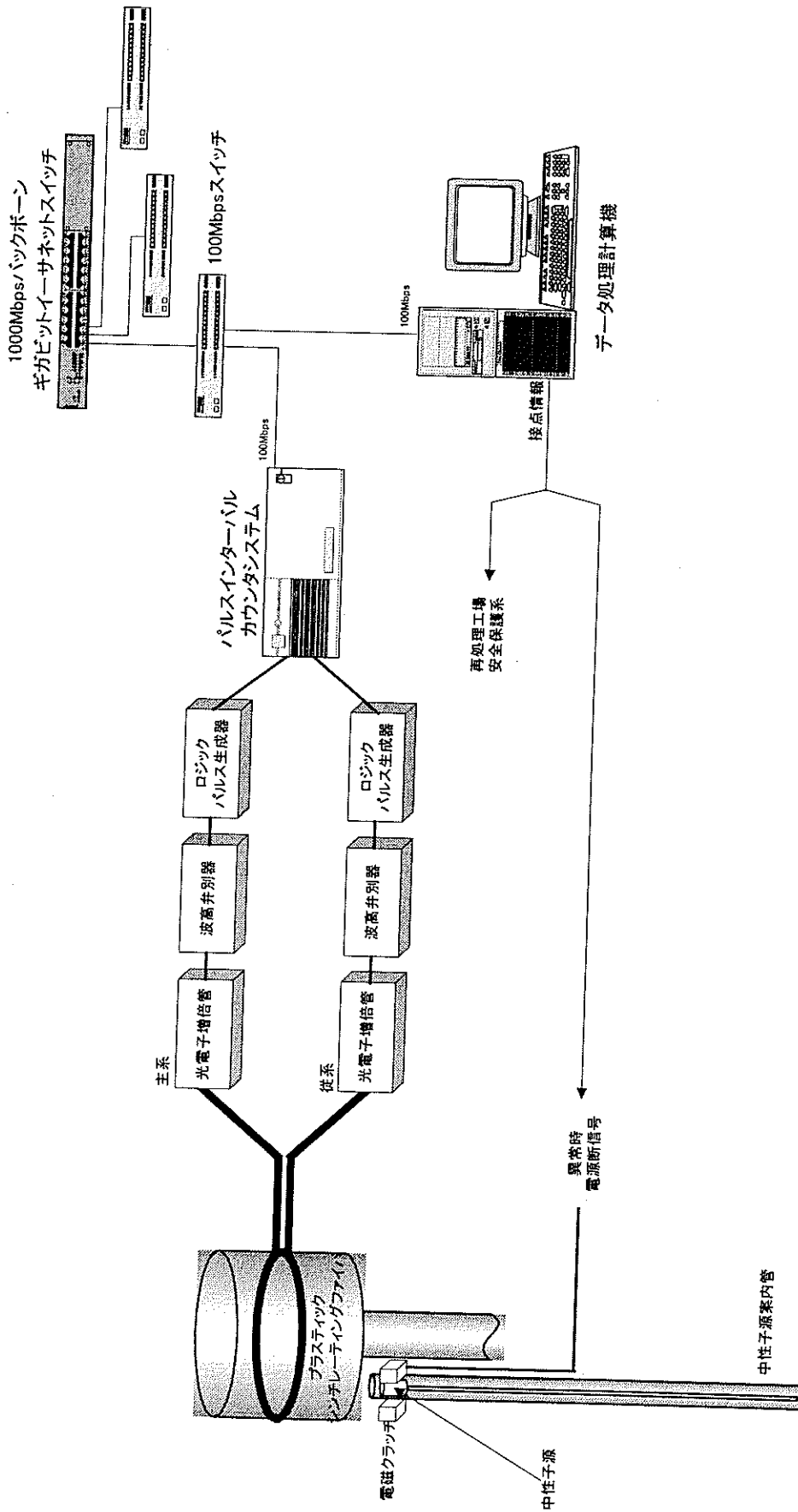


図 4.7-1 基本設計に基づく実装イメージ

参考文献

- [1] M. Ueda et. Al. , Nucl. Technol., 97[1](1992)131.
- [2] M. Ueda et. Al. , J Nucl. Sci. Technol., 30[1](1993)48.
- [3] M. Ueda et. Al. , J Nucl. Sci. Technol., 27[12](1990)1102.
- [4] B. E. Simmons, J. S. King, Nucl. Sci. Eng. 3(1958)595.
- [5] N. G. Sjöstrand, Arkiv. Fysik. 11(1956)233.
- [6] グラストン・エドランド：「原子炉の理論」、みすず書房（1955）、
p 244
- [7] 「炉雑音計測の高度化と新しい応用」研究専門委員会：「ノイズザリ
バイバル」、日本原子力学会（2002）
- [8] 動特性測定手法を用いた未臨界度モニターの開発。平成6年度科学研究
補助金（試験研究(B)(1)）研究成果報告書、代谷 誠治
- [9] K. Nishina, et. al., "Proc. of Supercritical Reactivity Measurements
Workshop, Albuquerque, New Mexico, Aug 26-29, (1985)

付録A

適用理論の選択

適用理論はシステム的设计コンセプトを位置づける上で最も重要な要素である。

今回、適用する理論として選択したものは、ファインマン α もしくはロッシ α といった放射線計数の Poisson 過程からの偏量による未臨界度推定手法である。本付録では、この理由について、これまでの経過を交えて示す。

A.1 提案してきた推定理論

これまでの一連の研究において提案してきた適用理論には以下のものが挙げられる。

- ① RPE (Recursive Prediction Error) 法を利用した ARMA (自己回帰移動平均) モデル同定による未臨界度推定
- ② ADF (Adaptive Digital Filter) を利用した ARMA モデル同定による未臨界度推定
- ③ ファインマン α ・ロッシ α 法を利用した即発中性子減衰定数の推定による未臨界度推定

上記に示した、それぞれの適用理論の特徴について表A-1に示す。

表A-1 推定理論の特徴

	①	②	③
基礎理論	遅発中性子先行核密度の揺らぎを考慮した一点炉近似動特性方程式	遅発中性子先行核密度の揺らぎを考慮した一点炉近似動特性方程式	遅発中性子先行核密度の揺らぎは考慮しない一点炉近似動特性方程式
入力データ	アナログ値	アナログ値	パルス値
基本手法	フィルタリングによるモデル同定	フィルタリングによるモデル同定	パルスのカウントによる統計的手法
最終解の導出	モデルと基礎理論の照合	モデルと基礎理論の照合	複数のゲート幅に対する統計的分布に対するフィッティングによる係数導出

A.2 ファインマン α ・ロッシ α の選択理由

当初は、①、②に基づく方法による未臨界度推定手法の検討を重ねてきた。これらの場合、実際のダイナミクスモデルにより体系の状態が表されるという点でそのプロファイルが明確であり、そのシステムがどういう方向に向かっているかなど付帯的に知り得る情報も多いと言うメリットがあるが、入力データにアナログ値を必要とする点で、本来、フオトンである放射線を観測系にもつシステム下では不利な点が否めず、特に有色雑音の混入は、致命的な精度低下をもたらした。

そこで、今回は、入力データとしてパルス値を、そのまま採用できるファインマン α 並びにロッシ α を基礎理論として適用することとした。

ただし、①・②によるモデル同定手法には、上述したように数々のメリットがあることから、パルスデータ列を、デジタル上でアナログ値に変換することによりノイズフリーな環境を創作した上で適用するなど、今後、検討すべき課題があることを補足しておく。