

# 博士學位論文

核破碎中性子源駆動核変換炉の  
未臨界度監視のための炉雑音解析に関する研究

近畿大学大学院

総合理工学研究科 エレクトロニクス系工学専攻

中嶋 國 弘

## 目次

第1章 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 研究の課題	1
1.3 研究の目的	3
1.4 論文の構成	3
第2章 京都大学臨界集合体実験装置における加速器駆動未臨界炉実験	8
2.1. 京都大学臨界集合体実験装置 KUCA	8
2.2. KUCA における実験炉心体系と実験条件	8
2.3. 参考文献	12
第3章 燃料固有中性子源駆動下の未臨界炉体系に対する炉雑音解析	14
3.1. KUCA 高濃縮ウラン体系における燃料固有中性子源	14
3.2. 計数率の未臨界度依存性	16
3.3. 中性子源増倍法	17
3.4. Feynman- $\alpha$ 法	21
3.5. Rossi- $\alpha$ 法	25
3.6. 即発中性子減衰定数から未臨界度への変換手法	29
3.7. Rossi- $\alpha$ 法による燃料固有中性子源強度の評価	34
3.8. 第3章まとめ	36
3.9. 参考文献	37
第4章 核破砕パルス中性子源駆動下の未臨界炉体系に対する炉雑音解析	40
4.1. 核破砕中性子源駆動下に対する炉雑音解析式の導出	40
4.1.1. Feynman- $\alpha$ 解析式	40
4.1.2. Rossi- $\alpha$ 解析式	44
4.1.3. パワースペクトル解析式	47

4.2.	結果	50
4.2.1.	平均計数率	50
4.2.2.	Feynman- $\alpha$ 解析結果	51
4.2.3.	Rossi- $\alpha$ 解析結果	55
4.2.4.	パワースペクトル解析結果	62
4.3.	核破碎中性子源下とポアソン性中性子源下の相関振幅の比較	67
4.4.	非ポアソン性指標の決定	70
4.4.3.	Rossi- $\alpha$ 法	70
4.4.3.	パワースペクトル法	72
4.5.	第4章のまとめ	73
4.6.	参考文献	74
第5章	結論	76
	謝辞	80

# 第1章 序論

## 1.1. 研究の背景

加速器駆動未臨界原子炉(ADS)は使用済核燃料に含まれるマイナーアクチニド(MA)の核変換処理方法として注目され、世界各国で研究開発が進められている<sup>1-4)</sup>。ADSは陽子加速器による核破砕中性子源と未臨界原子炉を組み合わせたシステムで、核変換処理にとどまらず、エネルギー供給や中性子利用など様々な分野での応用が期待されている<sup>5-9)</sup>。MAとは、プルトニウムを除くアクチニド系列の超ウラン元素の事で、高い化学的毒性と極めて長い半減期を持つ核種が含まれているため、使用済核燃料の地層処分において管理年数増大の主要因となっている。このことからMAを使用済核燃料から分離し、核変換処理を行うことで短半減期化することが望まれる。例えば、MAと長寿命FPを99.5%核変換した場合、天然ウランと同程度の放射能に減衰するまでに要する期間が約1万年から約500年に短縮される解析結果<sup>10-12)</sup>が報告されている。しかし、MAを多量に装荷した炉心は、遅発中性子割合が軽水炉や高速炉と比べて小さく、即発臨界に至るまでの安全裕度が小さいことからADSは未臨界状態の原子炉での運転を前提にしている。未臨界状態の度合いを示す指標として未臨界度があり、ADSにおいて未臨界度は臨界安全性のみならず、加速器ビーム入力に対する炉出力の利得を支配する核特性値であり、安全性と経済性の両観点から重要である。そのためADSの未臨界度を計算でのみ予測するだけでなく、未臨界度を常時監視する必要がある。

## 1.2. 研究の課題

未臨界度を測定する手法は主に決定論的手法と確率論的手法に分けることができる。決定論的手法は定常状態の原子炉体系に対して外乱を与え、外乱投入後の中性子の時間的な振る舞いを観測することで、外乱が投入された原子炉体系の反応度を求める手法である。例としては制御棒落下法やパルス中性子法、ソースジャーク法などが挙げられる。核分裂連鎖反応の挙動は核反応の確率や核分裂から発生する中性子数の確率分布など多様な確率的要因に基づいて振る舞う。定常状態の原子炉においても微視的には確率的な変動があり、確率論的手法は定常状態の原子炉体系において核分裂連鎖反応の確率的な挙動を観察することで未臨界度を求める手法である。この手法は原子炉雑音解析とも呼ばれ、

Feynman- $\alpha$  法<sup>13)</sup>、Rossi- $\alpha$ <sup>14)</sup>、パワースペクトル法<sup>15,16)</sup>が挙げられる。炉雑音解析では定常状態の原子炉体系において中性子計数の確率的な変動を統計解析する。原子炉雑音解析において主に時間領域に対する解析と周波数領域に対する解析で分けることができる。Feynman- $\alpha$  法や Rossi- $\alpha$  法は時間領域に対する解析手法であり、パワースペクトル法は周波数領域に対する解析手法である。決定論的手法は炉心管理において迅速で簡単に未臨界度を求めることができるため、頻繁に用いられているが、運転中の ADS に対しては陽子加速器が低周波数駆動のパルスモードの場合に限り、パルス中性子法<sup>17-19)</sup>などの一部の決定論的手法が適用できる。これに対して確率的手法は反応度などの外乱を投入する必要がなく、定常状態の炉心において中性子検出器信号を解析することで未臨界度を求めることができる。よって確率論的手法は未臨界度の連続監視において有利である。ADS の未臨界度監視に関する先行研究のほとんどは確率論的手法を採用している。ADS の未臨界度監視に関する研究は 1990 年代末から始まり、最初はポアソン性の定常中性子源を前提としていた従来の Feynman- $\alpha$  解析、Rossi- $\alpha$ 、パワースペクトル解析の理論式の改良から着手され、加速器の直流モードにおける核破砕中性子源の非ポアソン性を考慮して改良された理論式を導出し、炉雑音解析で得られる相関振幅が核破砕中性子源によって増加することを理論的に示した<sup>20-23)</sup>。その後、Degweker ら<sup>24-27)</sup>によって加速器のパルスモードにおける核破砕中性子源駆動下の Feynman- $\alpha$  解析、Rossi- $\alpha$  解析、パワースペクトル解析の理論式が導出された。これらの理論式には核破砕反応による非ポアソン性と遅発中性子による寄与も考慮されている。一方で ADS における実験的な研究は 2000 年代以降から始まった。京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA)<sup>28)</sup>では核破砕中性子源を設置する前の予備調査として、Cockcroft-Walton 型加速器を利用した非ポアソン性の D-T パルス中性子源駆動下の未臨界炉体系に対して Feynman- $\alpha$  解析<sup>29-31)</sup>、Rossi- $\alpha$ <sup>32)</sup>、パワースペクトル解析<sup>33)</sup>が実施された。2009 年には世界で初めて陽子ビームによる核破砕中性子を KUCA 炉心に投入された<sup>34)</sup>。

ADS における原子炉雑音解析研究の学術的及び技術的な本質は非ポアソン性の核破砕パルス中性子源に対する適用性である。したがって、ポアソン性の D-T パルス中性子に基づく炉雑音解析を試みることは本質的ではなく、核破砕中性子源による強い非ポアソン性を考慮した解析手法の開発が必要となる。Degweker らによって導出された理論式を用いた非線形最小自乗フィッティングは理論式の複雑さと未知変数の多さから困難であった。さらに、過去に実施されたパルス中性子実験<sup>35-38)</sup>やパワースペクトル解析<sup>39,40)</sup>ではパルス中性子入射による空間高次モードの影響が観察された。Feynman- $\alpha$  法と Rossi- $\alpha$  法の理論式は高次モードの影響が考慮されていないため、この影響についても検討する必要がある。

MA を多量に装荷する ADS 炉心は自発核分裂による燃料固有中性子源を有する。ADS に対する炉雑音解析や中性子源増倍法などの未臨界度測定手法の適用性を評価するためには、この燃料固有中性子源による影響についても考慮する必要がある。一般的に未臨界度測定は中性子源強度の高い Am-Be や Cf などの外部中性子源駆動下で行うことが多いが、これは燃料固有中性子源の線源強度が小さいためである。燃料固有中性子源の線源強度が十分にある低濃縮ウラン炉心では燃料固有中性子源駆動下で Feynman- $\alpha$  解析や中性子源増倍法<sup>41)</sup>などによる未臨界測定が実施されてきた<sup>42-44)</sup>。燃料固有中性子源は燃料に均一に分布しているため、高次モードの励起が抑制され、炉雑音解析において有利となる可能性がある。しかし、燃料固有中性子源下と外部中性子源下の2つの駆動下で比較された例はほとんど報告がなく、燃料固有中性子源の強度を測定するための実験的な試みについてもこれまで行われていない。

### 1.3. 研究の目的

本研究では ADS の核破砕パルス中性子源に対する核破砕反応による非ポアソン性とパルス中性子源による高次モードの影響を考慮した新たな炉雑音解析手法を開発し、その適用性を実験的に確認することを目的とする。また、ADS 炉心が有する燃料固有中性子源の炉雑音解析に対する優位性についても実験的に確認する。

### 1.4. 論文の構成

本論文は全第 5 章で構成される。第 1 章は序論、第 2 章は京都大学臨界集合体実験装置における加速器駆動未臨界炉実験、第 3 章は燃料固有中性子源駆動下の未臨界炉体系に対する炉雑音解析、第 4 章は核破砕パルス中性子源駆動下に対する炉雑音解析、第 5 章は結論である。各章の概要は下記のとおりである。

第 1 章は前述の通り研究の背景、課題、目的について記している。第 2 章では京都大学臨界集合体実験装置(KUCA)において実施した加速器駆動未臨界炉実験の概要、炉心体系、実験条件などについて記している。第 3 章では、最初にポアソン性の定常中性子源について炉雑音解析と中性子源増倍法の観点から燃料固有中性子源と外部中性子源の優位性を比較した。次に、解析で得られた即発中性子減衰定数の未臨界度への変換方法について検討した。最後に、燃料固有中性子源駆動下の炉雑音解析から実効中性子源強度の決定を試みた。第 4 章では、

まず、核破砕パルス中性子源駆動下の炉雑音解析で利用するための解析式を導出する。次に、第 2 章で得られた実験データに対して新たに導出した解析式の適用を試みた。次に、パルス中性子源によって励起される高次モードの影響の考慮手法を提案した。最後に核破砕中性子源の非ポアソン指標の決定を試みた。第 5 章では以上の研究から得られた知見を結論として記す。

## 1.5. 参考文献

- 1) Wakabayashi T, Takahashi K, Yanagisawa T, “Feasibility studies on plutonium and minor actinide burning in fast Reactors”, Nucl. Technol., 118, 14(1997).
- 2) Pyeon C H, Hirano Y, Misawa T, Unesaki H, Ichihara C, Iwasaki T, Shiroya S, “Preliminary experiments on accelerator-driven subcritical reactor with pulsed neutron generator in Kyoto University Critical Assembly”, J. Nucl. Sci. Technol., 44, 1368(2007).
- 3) Aliberti J F, D’Angelo A, Billebaud A, et al., “Global results from deterministic and stochastic analysis of the MUSE-4 experiments on the neutronics of the accelerator-driven systems”, Nucl. Sci. Eng., 158, 49(2008).
- 4) Soule R, Assal W, Chaussonnet P, et al., “Neutronic studies in support of accelerator-driven systems: The MUSE experiments in the MASURCA facility”, Nucl. Sci. Eng., 148, 124(2004).
- 5) sujimoto K, Oigawa H, Ouchi N, Kikuchi K, Kurata Y, Mizumoto M, Sasa T, Saito S, Nishihara K, Umeno M, Tazawa Y, “Research and development program on accelerator driven subcritical system in JAEA”, J. Nucl. Sci. Technol., 44, 483(2007).
- 6) Abderrahim H A, D’hondt P, “MYRRHA: A European experimental ADS for R&D applications”, J. Nucl. Sci. Technol., 44: 491(2007).
- 7) Warin D, “Status of the French research program on partitioning and transmutation”, J. Nucl. Sci. Technol., 44, 410(2007).
- 8) Mishima K, Unesaki H, Misawa T, Tanigaki M, Mori Y, Shiroya S, Inoue M, Ishi Y, Fukumoto S, “Research project on accelerator-driven subcritical system using FFAG accelerator and Kyoto University Critical Assembly”, J. Nucl. Sci. Technol., 44, 499(2007).
- 9) Sasa T, Oigawa H, Tsujimoto K, Nishihara K, et al., “Research and development on accelerator-driven transmutation system at JAERI”, Nucl. Eng. Design., 230, 209(2004).
- 10) 高野秀機, “高レベル廃棄物処分としての加速器駆動核変換技術の現状と展望”, RIST ニュース, 35, 2(2003).

- 11) Takano H, Nishihara K, Tsujimoto K, et al., “Transmutation of long-lived radioactive waste based on double-strata concept”, *Progress in Nucl. Energy*, 37, 371(2000).
- 12) Nishihara K, Takano H, “Transmutation of I-129 using an accelerator-driven system”, *Nucl. Technol.*, 137, 47(2002).
- 13) Feynman RP, de Hoffmann PF, Serber R. Dispersion of the neutron emission in U-235 fission. *J Nucl Energy*. 1956;3:64–69.
- 14) Orndoff JD. Prompt neutron periods of metal critical assemblies. *Nucl Sci Eng*. 1957;2(4):450–460.
- 15) Ricker CW, Hanauer SH, Mann ER. Measurement of reactor fluctuation spectra and subcritical reactivity. Oak Ridge (USA): Oak Ridge National Laboratory; 1965. ((ORNL-TM-1066)).
- 16) Nomura T. Reactivity measurements by reactor noise analysis using two-detector correlation method. *J Nucl Sci Technol*. 1966;3(1):14–19.
- 17) Simmons BE, King JS. A pulsed neutron technique for reactivity determination. *Nucl Sci Eng*. 1958;3(5):595–608.
- 18) Sjostrand NG. Measurements on a subcritical reactor using a pulsed neutron source. *Arkiv Fysik*. 1956;11:233–246.
- 19) Gozani T. A modified procedure for the evaluation of pulsed source experiments in subcritical reactors. *Nukleonik*. 1962;4:348–349.
- 20) Pa'zsit I, Yamane Y. Theory of neutron fluctuations in source-driven subcritical systems. *Nucl Instrum Methods Phys Res A*. 1998;403:431–441.
- 21) Pa'zsit I, Yamane Y. The variance-to-mean ratio in subcritical systems driven by a spallation source. *Ann Nucl Energy*. 1998;25:667–676.
- 22) Behringer K, Wydler P. On the problem of monitoring the neutron parameters of the fast energy amplifier. *Ann Nucl Energy*. 1999;26:1131–1157.
- 23) Kuang ZF, Pa'zsit I. A quantitative analysis of the Feynman- and Rossi-alpha formulas with multiple emission sources. *Nucl Sci Eng*. 2000;136:305–319.
- 24) Degweker SB. Reactor noise in accelerator driven systems. *Ann Nucl Energy*. 2003;30:223–243.
- 25) Degweker SB, Rana YS. Reactor noise in accelerator driven systems - II. *Ann Nucl Energy*. 2007;34:463–482.
- 26) Rana YS, Degweker SB. Feynman-alpha and Rossi-alpha formulas with delayed neutrons for subcritical reactors driven by pulsed non-Poisson sources. *Nucl Sci Eng*. 2009;162:117–133.
- 27) Rana YS, Degweker SB. Feynman-alpha and Rossi-alpha formulas with delayed neutrons for subcritical reactors driven by pulsed non-Poisson sources with



- correlation between different pulses. Nucl Sci Eng. 2011;169:98–109.
- 28) Misawa T, Unesaki H, Pyeon CH. Nuclear reactor physics experiment. Kyoto (Japan): Kyoto University Press; 2010.
  - 29) Kitamura Y, Yamauchi H, Yamane Y, et al. Experimental investigation of variance-to-mean formula for periodic and pulsed neutron source. Ann Nucl Energy. 2004;31(2):163–172.
  - 30) Pa'zsit I, Kitamura Y, Wright J, et al. Calculation of the pulsed Feynman-alpha formulae and their experimental verification. Ann Nucl Energy. 2005;32(9):986–1007.
  - 31) Taninaka H, Miyoshi A, Hashimoto K, et al. Feynman- $\alpha$  analysis for a thermal subcritical reactor system driven by an unstable 14MeV neutron source. J Nucl Sci Technol. 2011;48(9):1272–1280.
  - 32) Kitamura Y, Pa'zsit I, Wright J, et al. Calculation of the stochastic pulsed Rossi-alpha formula and its experimental verification. Prog Nucl Energy. 2006;48(1):37–50.
  - 33) Sakon A, Hashimoto K, Sugiyama W, et al. Power spectral analysis for a thermal subcritical reactor system driven by a pulsed 14 MeV neutron source. J Nucl Sci Technol. 2013;50(5):481–492.
  - 34) Pyeon CH, Misawa T, Lim JY, et al. First injection of spallation neutrons generated by high-energy protons into the Kyoto University Critical Assembly. J Nucl Sci Technol. 2009;46(12):1091–1093.
  - 35) Tonoike K, Miyoshi Y, Kikuchi T, et al. Kinetic parameter  $\beta_{eff}/\ell$  measurement on low enriched uranyl nitrate solution with single unit cores (600 $\phi$ ,280T,800 $\phi$ ) of STACY. J Nucl Sci Technol. 2002;39:1227–1236.
  - 36) Taninaka H, Hashimoto K, Pyeon CH, et al. Determination of lambda-mode eigenvalue separation of a thermal accelerator-driven system from pulsed neutron experiment. J Nucl Sci Technol. 2010;47:376–383.
  - 37) Sakon A, Hashimoto K, Maarof MA, et al. Measurement of large negative reactivity of an accelerator-driven system in the Kyoto University Critical Assembly. J Nucl Sci Technol. 2014;51:116–126.
  - 38) Sakon A, Sano T, Hohara S, et al. An impact of inherent neutron source on subcriticality measurement in a highly enriched uranium core of Kyoto University Critical Assembly. J Nucl Sci Technol. 2019;56:935–944.
  - 39) Sakon A, Hashimoto K, Sugiyama W, et al. Power spectral analysis for a thermal subcritical reactor system driven by a pulsed 14 MeV neutron source. J Nucl Sci Technol. 2013;50(5):481–492.
  - 40) Sakon A, Hashimoto K, Maarof MA, et al. Measurement of large negative reactivity

- of an accelerator-driven system in the Kyoto University Critical Assembly. *J Nucl Sci Technol.* 2014;51(1):116–126.
- 41) Goodman CD. *The science and engineering of nuclear power. Vol. I.* Boston: Addison- Wesley; 1947.
  - 42) Tonoike K, Yamamoto T, Watanabe S, et al. Real time  $\alpha$  value measurement with Feynman- $\alpha$  method utilizing time series data acquisition on low enriched uranium system. *J Nucl Sci Technol.* 2004;41:177–182.
  - 43) Shiozawa T, Endo T, Yamamoto A, et al. Investigation on subcriticality measurement using inherent neutron source in nuclear fuel. In: Suyama K, Sugawara T, Tada K, et al., editors. *Proceedings of the international conference on physics of reactors (PHYSOR 2014); 2014 September 28-October 3; Kyoto, Japan. Tokaimura (JAPAN): Japan Atomic Energy Agency; 2015. (JAEA-Conf-2014-003 and 2014-003-appendix). DOI:10.11484/jaea-conf-2014-003.*
  - 44) Endo T, Yamamoto A, Yagi T, et al. Statistical error estimation of the Feynman- $\alpha$  method using the bootstrap method. *J Nucl Sci Technol.* 2016;53:1447–1453.

## 第2章 京都大学臨界集合体実験装置における 加速器駆動未臨界炉実験

本章では第3章及び第4章の解析で利用するためのデータを収録した実験に関して述べている。本実験は京都大学複合原子力科学研究所に設置されている京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA) のA架台に構築したADS模擬炉心体系において実施した。

### 2.1. 京都大学臨界集合体実験装置 KUCA

KUCAは臨界集合体実験装置であり、定められた核的制限値の範囲内で様々な炉心を構築することが可能な実験装置である。炉心を構築するための架台としてA、B、Cの3つが設置されている。A及びB架台は固体減速架台と呼ばれ、中性子減速材としてポリエチレンや黒鉛を利用した炉心を構築できる。C架台は軽水減速架台と呼ばれ、軽水を減速材として利用し、軽水を満たすことが可能なタンクの中に炉心を構築できる。A架台には加速器からのビームラインが接続されており、KUCA内に敷設されているコッククロフトウォルトン加速器からの重水素ビームを供給可能であり、さらにKUCA棟に隣接する加速器棟に設置されているFFAG加速器<sup>1,2)</sup>から陽子ビームを供給可能である。本実験ではADSを模擬するシステムを構築するため、A架台に炉心を構築した。

### 2.2. KUCAにおける実験炉心体系と実験条件

京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA) において構築したADSR模擬炉心の平面図を図2-1に示す。炉心は主に中央の燃料領域とその周りのポリエチレン反射体領域で構成されている。1つのセルには2”(50.8mm)四方の正方形の燃料板やポリエチレン板などを1.5mmの厚さのアルミニウムさや管に入れた集合体要素が入る。図2-2に1/8”p60EUEUと呼ばれる燃料要素の断面図を示す。燃料要素の炉心部は2枚の高濃縮ウラン燃料板(厚さ1/16インチの金属U-Al合金板)と1枚のポリエチレン板(厚さ1/8インチ)を1つのユニットセルとして60個のユニットセルで構成されている。炉心の有効高さは60個分のユニットセルの高さとなり約38cmとなる。炉心の両側には上部に約57cm、下部に52cmのポリエチレン反射体を装荷した。燃料要素1体あたりに120枚の高濃縮ウラン燃料板を使用し、燃料と減速材の体積比 $V_f/V_m$ は1である。この燃料要素は(J-N,10-14)と(I,12)にかけて26本配置した。ただし、過去の実験炉心<sup>3-5)</sup>では燃料要素25本

で構築されていたが、本実験で構築した燃料要素はポリエチレン板の密度が異なるため、26本となった。

燃料領域に隣接して制御棒が6本配置されている。そのうち停止用としてS4(K,9)、S5(I,15)、S6(N,15)の3本の制御棒が配置され、反応度調整用としてC1(K,15)、C2(N,9)、C3(I,9)の3本の制御棒が配置されている。KUCAの固体減速架台では緊急停止機構として(N-P,11-13)の3×3の領域に中心架台があり、この架台に装荷されている燃料要素および反射体要素は停止機構の作動時に下方向に引き抜かれる。本実験の未臨界面は表1のように制御棒及び中心架台の軸方向位置のパターンを変更することによって設定した。

反射体領域内には炉心内の状態を監視するための核計装が設置されており、起動系の核計装として3本の核分裂計数管(FC1~FC3)、炉出力及び出力上昇周期(ペリオド)を監視するための核計装として非補償型電離箱(UIC1~UIC3)が設置されている。さらに、本実験ではBF<sub>3</sub>中性子検出器(LND-202101, 1" dia., 15.47" len.)を4本利用し、B1(Q,12)、B2(P,8)、B3(L,7)、B4(E,8)の位置に設置した。また、通常的外部中性子源としてAm-Be中性子源の挿入機構を(K,20)に設置し、核破砕中性子源として鉛ビスマスターゲット<sup>6)</sup>を(G,12)の反射体領域の外面に設置した。

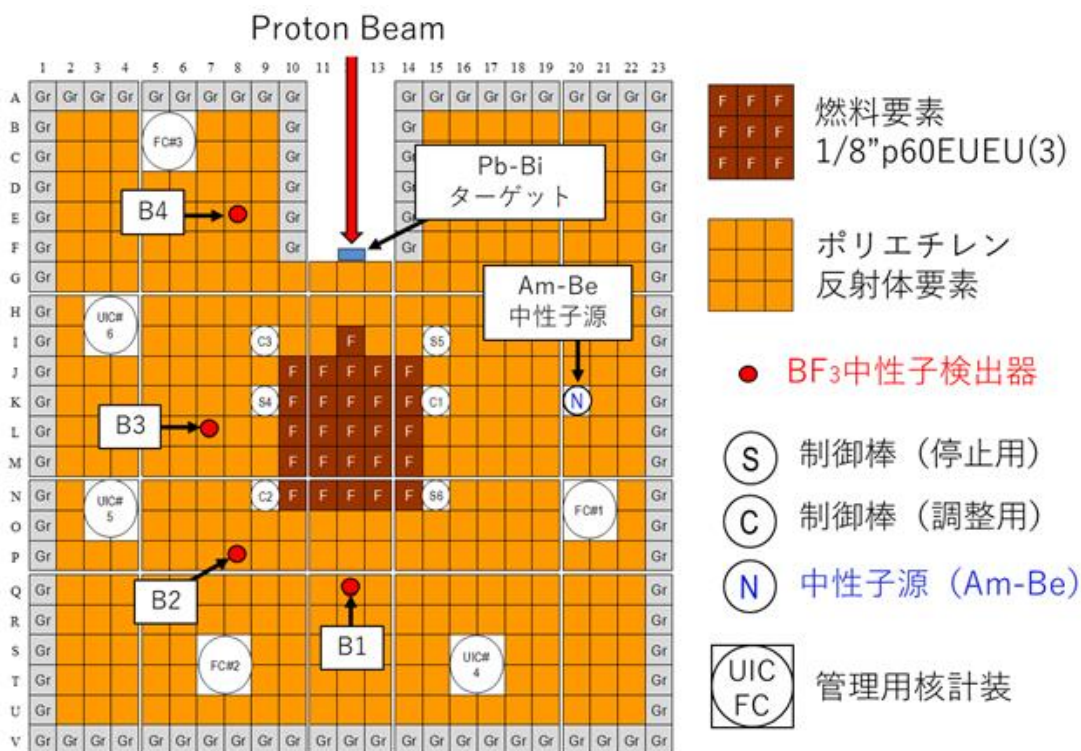


図 2-1 : 実験炉心の平面図

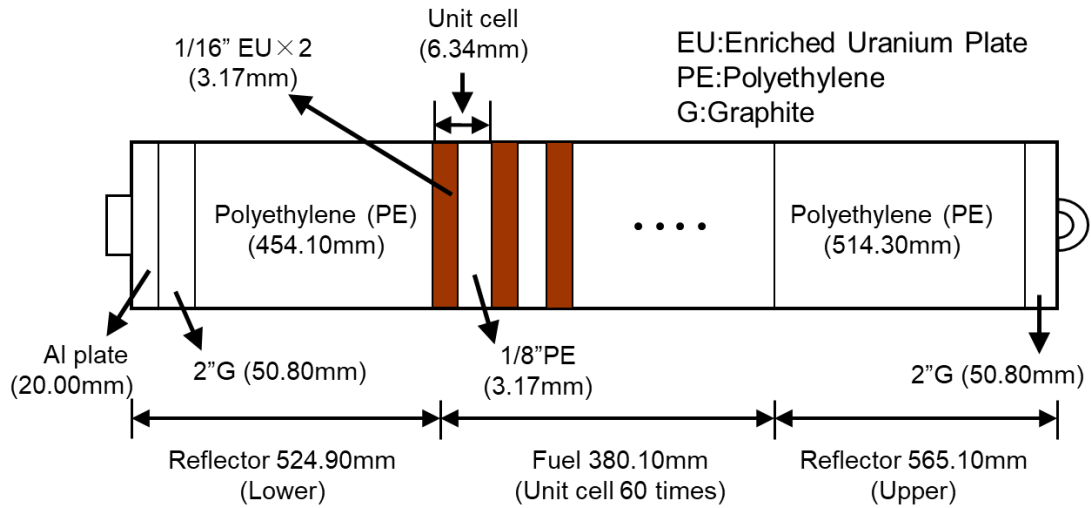


図 2-2 : 燃料要素の断面図

Feynman- $\alpha$  及び Rossi- $\alpha$  解析用の時系列データを取得するために図 2-3 のような検出器信号処理システムを構築した。この処理システムは BF<sub>3</sub> 検出器からの電荷信号を前置増幅器 (PA) で電圧信号に変換し、主増幅器 (SA) で信号波形をガウス形状に成形する。この信号には中性子線とガンマ線に起因するものが含まれているため、SCA において波高弁別を行い、中性子線に起因する信号を抽出し、矩形波のロジックパルス信号として出力する。ロジックパルス信号が MCS に到達すると検出時刻として記録される。Feynman- $\alpha$  及び Rossi- $\alpha$  解析ではこの中性子検出時刻情報を時系列データとして扱う。

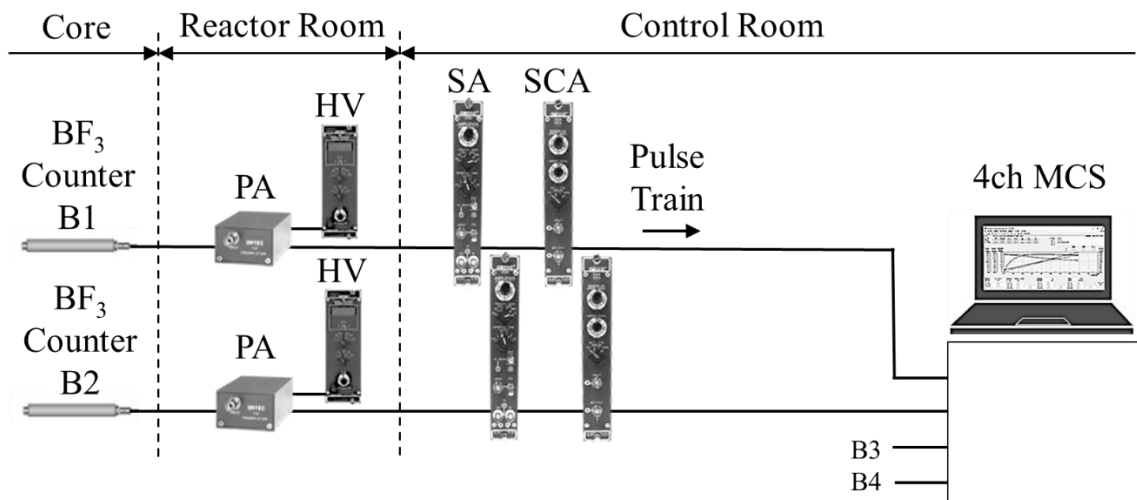


図 2-3 : Feynman- $\alpha$  及び Rossi- $\alpha$  解析の検出器系統

図 2-4 ではパワースペクトル解析の検出器信号処理系統を示している。上記の信号処理系統とは BF<sub>3</sub> 検出器から SCA までの信号処理は同様である。SCA から出力されたロジックパルス信号は特殊なカウンtrateメーター (Oken S-1955) によって計数率に比例したアナログ信号に変換する。高速フーリエ変換器 FFT (Ono DS-3200) では入力されたアナログ信号からオートパワーおよびクロスパワーのスペクトル密度を解析し、さらにアナログ信号をデジタルデータとして記録する。この FFT は、ビット数とダイナミックレンジがそれぞれ 24 ビットと 110dB を超える高分解能のアナログ-デジタル変換器を備えている。カウンtrateメーターは、時定数 3.88ms (遮断周波数 41.0Hz) の回路特性を一次遅れ系の伝達関数としてモデル化が可能であり、原子炉雑音解析においてこの影響は容易に除去できる。周波数解析範囲は 1.25~1000Hz とし、最小周波数 1.25Hz は、Keepin によって与えられた 6 群の遅延中性子データの減衰定数  $3.01\text{s}^{-1}$  (0.48Hz) よりも大きいため、遅延中性子は FFT アナライザから得られるパワースペクトル密度にほとんど寄与しない。

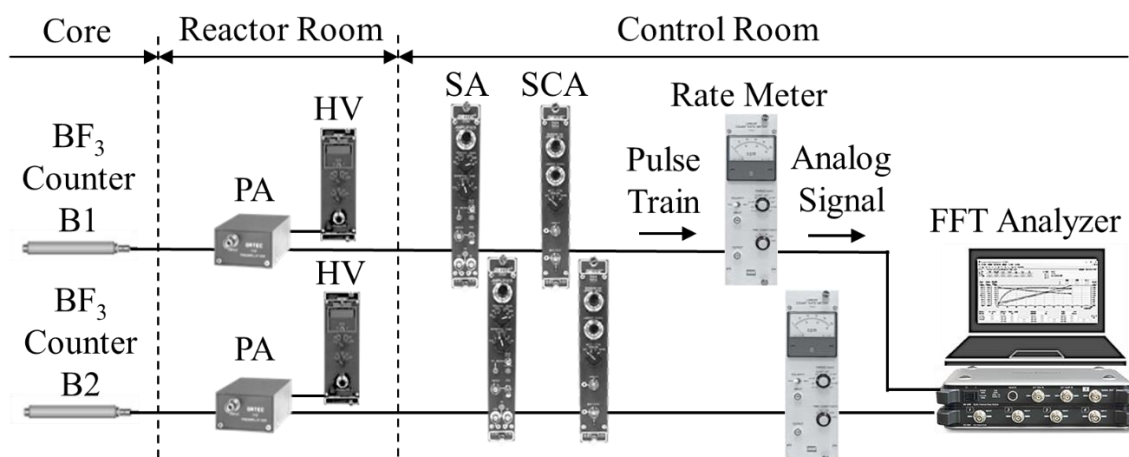


図 2-4 : クロスパワースペクトル解析の検出器系統

本実験で実施した未臨界パターンを表 1 に示す。6 つの未臨界パターンを設定し、パターン A から F にかけて未臨界度の浅いパターンから順番に示している。制御棒または中心架台の位置は上限位置を U.L.、下限位置を L.L. と表記している。未臨界度は連続エネルギーモンテカルロコード MVP3.0<sup>7)</sup>と JENDL4.0<sup>8)</sup>を用いた計算結果を採用している。MVP3.0 による計算はバッチあたりの中性子の発生粒子数を 30000 個、有効バッチ数を 1000 とし、計 3000 万ヒストリーで固有値計算を実施した。なお、MVP2.0<sup>9)</sup>と JENDL4.0 による計算は過去の同様の実験体系

においてその有効性が検証されている<sup>10)</sup>。また、炉心固有の動特性パラメータである実効遅発中性子割合と中性子生成時間についても MVP3.0 による計算値を採用した。

表 2-1 未臨界パターン

Subcritical Pattern	Axial Position of Control and Safety Rods						Central Loading	Subcriticality* [%Δk/k]
	C1	C2	C3	S4	S5	S6		
Critical	U.L.	678.98mm	U.L.	U.L.	U.L.	U.L.	C.I.	----
A	U.L.	L.L.	U.L.	U.L.	U.L.	U.L.	C.I.	0.307 ± 0.008
C	L.L.	L.L.	L.L.	U.L.	U.L.	U.L.	C.I.	1.483 ± 0.040
D	L.L.	L.L.	L.L.	U.L.	U.L.	L.L.	C.I.	2.056 ± 0.054
E	L.L.	L.L.	L.L.	L.L.	L.L.	L.L.	C.I.	3.189 ± 0.083
F	L.L.	L.L.	L.L.	L.L.	L.L.	L.L.	C.W.	13.604 ± 0.381

L.L.: Lower Limit [0mm], U.L.: Upper Limit [1200mm],  
C.I.: Completely Inserted, C.W.: Completely Withdrawn,

\*Calculated by MVP3 code.

Feynman- $\alpha$  及び Rossi- $\alpha$  解析用の時系列データは各未臨界パターンに対して Am-Be 定常中性子源、燃料固有中性子源、核破砕パルス中性子源の 3 種類の中性子源駆動下において取得した。Am-Be 定常中性子源では 30 分間、燃料固有中性子源ではパターン F を除いて 60 分間、核破砕パルス中性子源では 30 分間測定した。パターン F は KUCA の完全停止状態であるため、夜間の停止時間を利用して 15 時間の測定を行った。また、パワースペクトル解析の時系列データは核破砕中性子源駆動下において 10 分間取得した。核破砕中性子源駆動時の加速器はパルス繰り返し周波数を 30Hz、ビーム幅を 100ns、陽子線強度を 30pA に設定した。

## 2.4. 参考文献

- 1) Yonemura Y, Takagi A, Yoshii M, et al. Development of RF acceleration system for 150 MeV FFAG accelerator. Nucl Instrum Methods Phys Res A. 2007;576:294–300.
- 2) Mori Y. Development of FFAG accelerators and their applications for intense secondary particle production. Nucl Instrum Methods Phys Res A. 2006;562:591–595.
- 3) Sakon A, Sano T, Hohara S, et al. An impact of inherent neutron source on subcriticality measurement in a highly enriched uranium core of Kyoto University

- Critical Assembly. *J Nucl Sci Technol.* 2019;56:935–944.
- 4) Sakon A, Hashimoto K, Maarof MA, et al. Measurement of large negative reactivity of an accelerator-driven system in the Kyoto University Critical Assembly. *J Nucl Sci Technol.* 2014;51:116–126.
  - 5) Sakon A, Hashimoto K, Sugiyama W, et al. Determination of prompt-neutron decay constant from phase shift between beam current and neutron detection signals for an accelerator-driven system in the Kyoto University Critical Assembly. *J Nucl Sci Technol.* 2015;52:204–213.
  - 6) Pyeon CH, Yamanaka M, Oizumi A, et al. First nuclear transmutation of  $^{237}\text{Np}$  and  $^{241}\text{Am}$  by accelerator-driven system at Kyoto University Critical Assembly. *J Nucl Sci Technol.* 2019;56 (8):684–689.
  - 7) Nagaya Y, Okumura K, Sakurai T, et al. MVP/GMVP Version3: general purpose Monte Carlo codes for neutron and photon transport calculations based on continuous energy and multigroup methods. Tokai-mura (Japan): Japan Atomic Energy Research Institute; 2016. (JAEA-Data/Code 2016-018).
  - 8) Shibata K, Iwamoto O, Nakagawa T, et al. JENDL-4.0: A new library for nuclear science and engineering. *J Nucl Sci Technol.* 2011;48:1–30.
  - 9) Nagaya Y, Okumura K, Mori T, et al. MVP/GMVP II: general purpose Monte Carlo codes for neutron and photon transport calculations based on continuous energy and multigroup methods. Tokai-mura (Japan): Japan Atomic Energy Research Institute; 2005. (JAERI 1348).
  - 10) Sakon A, Sano T, Hohara S, et al. An impact of inherent neutron source on subcriticality measurement in a highly enriched uranium core of Kyoto University Critical Assembly. *J Nucl Sci Technol.* 2019;56:935–944.



### 第3章 燃料固有中性子源駆動下の未臨界炉体系に対する 炉雑音解析

本章では、中性子源増倍法や炉雑音解析による未臨界度測定のための駆動源として燃料固有中性子源の優位性を定量的に評価し、燃料固有中性子源の実効強度を実験的に求めた。

#### 3.1. KUCA 高濃縮ウラン体系における燃料固有中性子源

KUCA の高濃縮ウラン燃料板は、93%の濃縮ウランとアルミニウム合金でできており、アルミニウムで被覆されている。この濃縮ウラン同位体の組成比を表 3-1 に示す。各ウラン同位体の質量として一般に公開されている公称値<sup>1,2)</sup>ではなく、燃料製造施設から報告された実際の値を使用して燃料に固有な中性子源の線源強度を推定した。燃料にはかなりの量の U-234 が含まれており、これは他のウラン同位体よりもはるかに短い半減期を持つ。本研究で使用した高濃縮ウラン燃料の同位体組成についても表 3-1 に示しめしている。自発核分裂率は、各同位体の  $\alpha$  崩壊あたりの自発核分裂率<sup>3)</sup>を使用して推定した。各同位体の自発核分裂から放出される平均中性子数は  $Ennslin$ <sup>4)</sup>によって与えられた値を採用した。Al-27 の  $(\alpha, n)$  反応率は、各同位体の放射性壊変から放出された  $\alpha$  粒子のエネルギーに対する中性子収率から推定した。Bair ら<sup>5)</sup>によって測定された中性子収率は  $\alpha$  粒子の入射エネルギーとして 0.5 MeV 間隔、3~9 MeV の範囲であり、そのエネルギーに対する中性子収率は Bair らのデータから補間した。ウラン同位体の娘核種は燃料プレート内の  $(\alpha, n)$  反応に寄与する可能性があるが、ウラン同位体の半減期から考えると娘核種に起因する中性子源の寄与は無視できる。表 3 は KUCA の高濃縮燃料に含まれるウラン同位体の中性子源強度を燃料プレート一枚あたりの中性子放出数として示したものである。燃料固有の中性子源は U-234 から放出された  $\alpha$  粒子と Al-27 の  $(\alpha, n)$  反応に起因するものが支配的であることがわかる。U-234 の天然存在比はわずか 0.0054% であるが、濃縮操作を行うと U-235 の存在比だけでなく U-234 の存在比も同時に高めることになる。また、塩沢ら<sup>6)</sup>によって計算された濃縮 U-Al 燃料固有の中性子源強度は  $8.88 \times 10^{-2}$  [n / s / プレート]であった。この強度が正しい場合は未臨界の実験で燃料固有の中性子源を用いることは不可能性である。表 3-2 は第 2 章の実験で構築した炉心の燃料固有中性子源強度を示している。これは次項で測定された中性子源強度と比較する。過去の研究<sup>7)</sup>では燃料固有の中性子源への U-234 の寄与は考慮されておらず、さらに U-235 崩壊によって放出された  $\alpha$  粒子あたりの

( $\alpha$ , n) 反応からの中性子放出数として、永続平衡の U-235 壊変系列に起因する中性子放出数を採用されたのは誤りである。U-234 の寄与を考慮し、中性子源強度の誤りを修正する必要がある。

表 3-1 : 高濃縮ウラン燃料の同位体特性

Isotope	$^{234}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{236}\text{U}$	$^{238}\text{U}$
Abundance of the fuel [wt%]	0.95	93.15	0.42	5.47
Half life [y]	2.450E+05	7.040E+08	2.348E+07	4.468E+09
Q-value of $\alpha$ decay [MeV]	4.858	4.678	4.572	4.270
Spontaneous fission fraction per $\alpha$ decay* [%]	1.64E-09	7.00E-09	9.40E-08	5.45E-05
Number of neutrons emitted from a spontaneous fission**	1.81	1.86	1.91	2.01
Neutron yield from ( $\alpha$ ,n) reaction per $\alpha$ particle*** [ $n/\alpha$ ]	1.94E-07	1.27E-07	9.69E-08	4.17E-08

表 3-2 : 中性子源強度に対するウラン核種の寄与

Isotope	$^{234}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{236}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	Total
Spontaneous fission	2.055E-04	3.038E-05	5.5721E-05	2.330E-03	2.622E-03
( $\alpha$ ,n) reaction	1.340E+00	2.954E-02	3.007E-03	8.871E-05	1.372E+00
Total	1.340E+00	2.957E-02	3.063E-03	2.419E-03	1.375E+00

### 3.2. 計数率の未臨界度依存性

図 3-1 は、燃料固有中性子源駆動下の中性子計数率の未臨界度依存性を示し、各 BF3 中性子計数率は燃料固有中性子源で駆動する未臨界状態の炉心で測定されたものである。中性子計数率は 30 分間にわたって測定された中性子計数の積算値から導き出された平均値であり、中性子計数が十分に多く計数率の統計誤差は 1%(±1σ)程度であり、ほとんど無視できる。次式(3-1)に基づく最小自乗フィッティングを各中性子検出器で得られた計数率 R に対して実施した。

$$R = \frac{C_1}{(-\rho)}, \quad (3-1)$$

ここで

$$C_1 = \varepsilon \lambda_f \Lambda S = \varepsilon S / \bar{\nu}. \quad (3-2)$$

式(3-1)中の S と  $-\rho$  は実効中性子源強度と炉心の未臨界度を示し、式(3-2)中の  $\varepsilon$  は中性子検出器の検出効率、 $\lambda_f$  は単位時間あたりに中性子によって核分裂が起こる確率、 $\bar{\nu}$  は核分裂によって放出される平均中性子数、 $\Lambda$  は中性子生成時間である。また、式 (3-2) 中の  $\Lambda$  は  $\Lambda = 1/(\bar{\nu}\lambda_f)$  で置き換えることができる。上記の式は、1 点炉近似と検出効率  $\varepsilon$  が未臨界度に依存しないことを仮定している。フィッティング結果についても図 3-1 に示している。この図からわかるように検出器から得られた計数率は式(3-1)に従って未臨界度に依存しており、この結果から、検出器 B1 の未臨界パターン F を除いて、未臨界度 15% $\Delta k/k$  までの範囲で 1 点炉近似が成立している。検出器 B1 のパターン F (図 3-1 中の括弧で囲まれたデータ) の計数率は、近似式に比べて高い計数率となっている。これは第 2 章図 2-1 の実験体系図に示すように、位置 (N-P、11-13) の中心架台が引き抜かれることで検出器 B1 と燃料領域の間にあった中性子反射体がなくなり、中性子遮蔽効果が減少し、B1 に到達する中性子の数が増加する。このため、中心架台に近い検出器 B1 の位置に限定して起こる計数率の上昇効果であり、他の検出器ではこの影響はみられない。

次に、Am-Be 外部中性子源を用いた上記と同様の未臨界パターン、検出器で測定した。Am-Be 中性子源駆動下の測定において Am-Be 中性子源の線源強度が高く、燃料固有の中性子源による寄与は無視できる。図 3-2 は図 2-1 の固有中性子源のみのケースと対称的に Am-Be 外部中性子源下で測定した計数率の未臨界度依存性を示している。1 点炉近似に基づく式(3-1)によるフィッティング結果につ

いても図 3-2 に示している。未臨界度の増加に従って計数率は式(3-1)の曲線から離れる傾向があるため、図 3-1 の燃料固有の中性子源下で測定した結果と比較して一点炉近似の仮定は不十分である。パターン F では検出器 B1 の計数率だけでなく、検出器 B4 の計数率も曲線から大きく逸脱している。

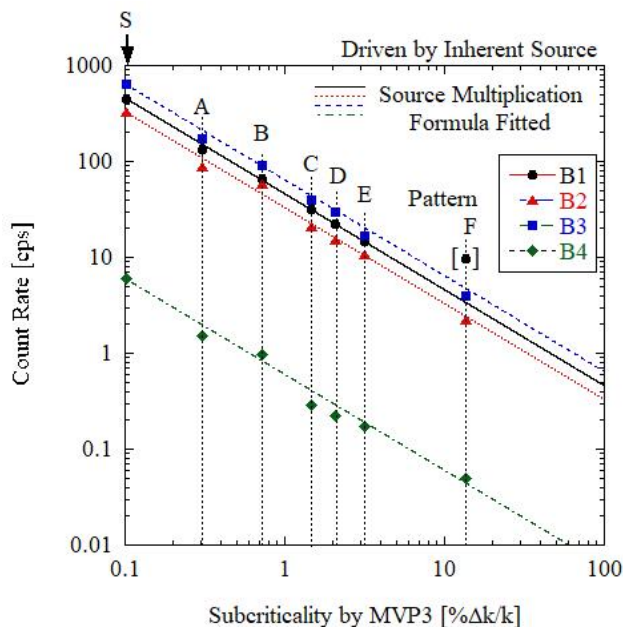


図 3-1：燃料固有中性子源駆動下の中性子計数率の未臨界度依存性

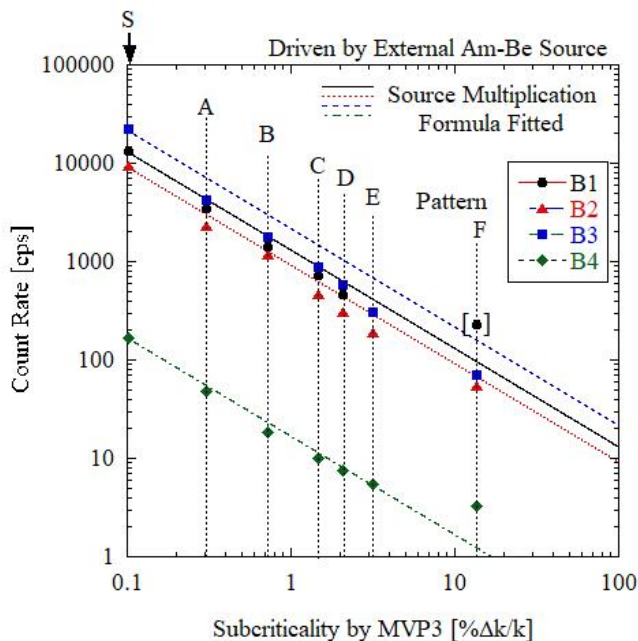


図 3-2：Am-Be 外部中性子源駆動下の中性子計数率の未臨界度依存性

### 3.3. 中性子源増倍法

燃料固有の中性子源の線源は炉心のウラン燃料領域に均一に分布しており、この平坦な線源によって生成される中性子の空間分布は主に炉心の基本モードに従ったものとなる。基本モードが支配的に励起することで高次モードの励起による空間高調波の影響を減らし、計数率の検出器位置依存性を低減させることができた。外部中性子源を用いる場合は浅い未臨界状態の炉心に対しては比較的良好な測定が可能であるが、非常に深い未臨界状態の炉心に対しては炉心の外側に配置された外部中性子源は高次モードを強く励起させ、基本モードの中性子空間分布を前提とする 1 点炉近似から逸脱する。過去の外部中性子源下で実施された中性子源増倍法による未臨界度測定<sup>8)</sup>では未臨界度の検出器位置に対する明らかな空間依存性を示している。本節では燃料固有中性子源の外部中性子源に対する優位性を中性子源増倍法の観点から考える。中性子源増倍 (NSM) 法<sup>9)</sup>は未臨界状態の原子炉に対する中性子増倍に基づく単純な未臨界度測定手法である。1 点炉近似を仮定すると前節の式 (3-1) からわかるように中性子計数率のカウント率  $R$  は未臨界度に反比例し、中性子源の実効強度  $S$  に比例する。ある既知の未臨界度  $(-\rho)_{ref}$  の基準炉心があり、この炉心で測定された計数率  $R_{ref}$  があるとする。つぎに燃料装荷などによって未知の未臨界度  $(-\rho)$  の炉心に変更し、この炉心で測定された計数率を  $R$  とする。このとき炉心変更によって検出効率が変化せずに測定可能であると仮定すると NSM 法は次のように参照となる基準炉心から未知炉心の未臨界度  $(-\rho)$  を求めることができる。

$$(-\rho) = (-\rho)_{ref} \times \frac{R_{ref}}{R}. \quad (3-3)$$

本検討ではパターン S の炉心を基準炉心とし、このときの未臨界度を求めるために中性子源引抜法による実験<sup>10-14)</sup>を実施し、最小自乗逆動特性法 (LSIKM) を用いて未臨界度  $0.0923 \pm 0.0025$  [% $\Delta k/k$ ] を決定した。

図 3-1 と図 3-2 の計数率とパターン S の未臨界度を式(3-3)に代入すると S 以外の未臨界パターンの未臨界度を各検出器に対して求めることができる。

図 3-3 では燃料固有の中性子源下の検出器 B1 で得られた計数率を NSM 法によって求めた未臨界度と MVP3 による未臨界度の計算値との比較を示している。パターン F のケースは中心架台が引き抜かれている為、この検討から除外して

いる。図 3-1 の計数率の結果から予想できる通り、燃料固有の中性子源下の測定で得られた未臨界度は計算で得られたものと良く一致している。また、測定によって得られた未臨界度の観測値と計算によって得られた未臨界度の期待値との差から求めたカイ二乗値は 1.15 となった。このカイ二乗値はカイ二乗検定で用いられるものと同じ定義であり、カイ二乗値が小さいほどよく一致していることを示している。図 3-4 では Am-Be 中性子源下において図 3-3 同様に検出器 B1 で得られた計数率を NSM 法によって求めた未臨界度と MVP3 による未臨界度の計算値との比較を示している。Am-Be 外部中性子源下の測定で得られた未臨界度は計算で得られたものと一致せず、検出器間の差も大きくなっている。未臨界度の測定値と計算値に対するカイ二乗値も 31.99 となり、燃料固有中性子源下で得られたカイ二乗値(1.15)よりもはるかに大きな値となった。特に検出器 B3 は計算値に対して過大評価となっており、第 2 章の図 2-1 の通り、検出器 B3 は燃料領域を挟んで Am-Be 中性子源の反対側にあり、最も励起される対称方向の高調波に強く影響される位置である。

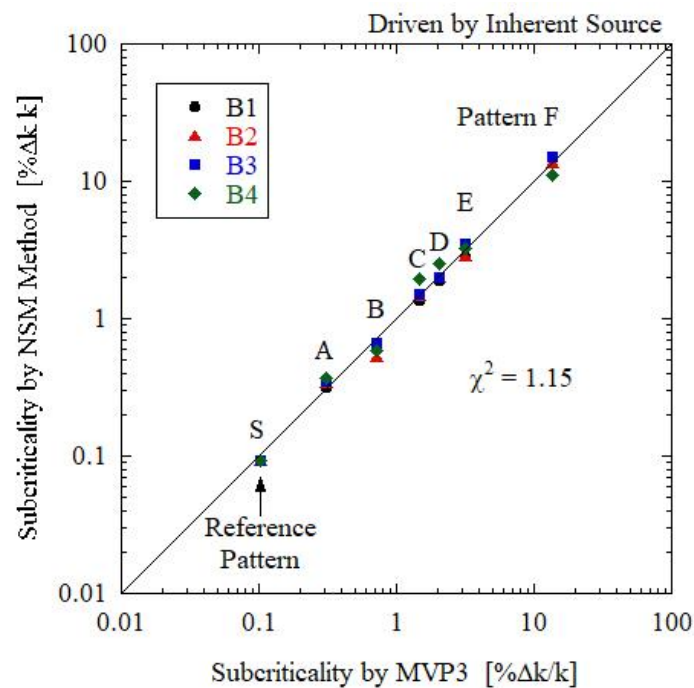


図 3-3 : 燃料固有中性子源下の NSM 法によって求めた未臨界度と計算値の比較

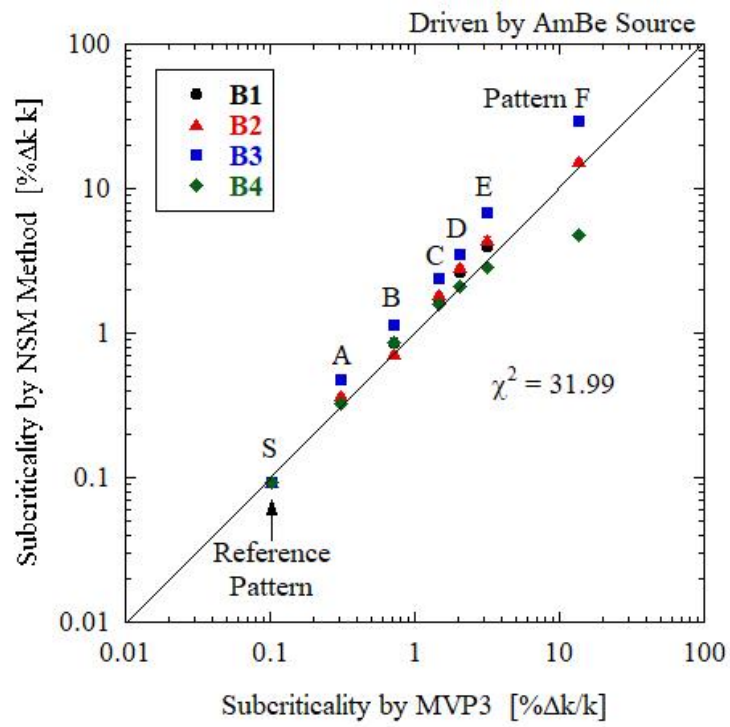


図 3-4 : Am-Be 中性子源駆動下の NSM 法によって求めた未臨界度と計算値の比較

### 3.4. Feynman- $\alpha$ 法

第 2 章で測定された中性子計数の時系列データには中性子検出の時刻が記録されている。Feynman- $\alpha$ 解析では、まずこの時刻データから 1msec の時間間隔(ゲート時間)内の時系列計数データを生成する。つぎに 2msec 以降の長いゲート時間の時系列データを移動バンチング法<sup>15)</sup>に基づいて 1msec の計数データを合成することで生成した。各ゲート時間の時系列データ毎に中性子計数の平均と分散を求め、分散体平均比から 1 を引いたものとして定義される相関振幅 Y を計算した。なお、Y の統計的ばらつきを低減するために従来のバンチング法<sup>16)</sup>の代わりに移動バンチング法を採用した。

図 3-5 は固有中性子源下の各未臨界パターンにおいて検出器 B1 で取得した時系列データに対する Feynman- $\alpha$  解析結果であり、Y 値のゲート時間 T に対する依存性を示している。Y の振幅は未臨界度の減少とともに増加し、振幅の飽和は未臨界度の減少とともに長いゲート時間幅を要する。これは浅い未臨界状態であるほど即発中性子による核分裂連鎖反応が持続し、即発中性子の減衰に時間を要するためである。Y 値に対して次式(3-4)による最小自乗フィッティングを行った。

$$Y(T) = Y_{\infty} \left[ 1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right] + C_2 + C_3 T. \quad (3-4)$$

式(3-4)は 1 点炉零出力動特性モデルに基づいている。第一項は核分裂中性子の多重性(multiplicity)に由来する相関成分であり、第 2 項の C2 は中性子計数管の不感時間効果を補正するための負の定数項<sup>17)</sup>である。第 3 項は Y 値の遅発中性子の寄与<sup>18)</sup>を考慮するための比例項であり、遅発中性子は Y 値の増加に寄与するため、C3 は正の値をとる。フィッティング曲線は Y 値と非常によく一致しており、適合の指標である相関係数は 0.999 以上であった。中性子検出器 B2 及び B3 で得られた結果は図 3-5 の B1 の結果と同様に良好であった。しかし、炉心から離れている検出器 B4 では全く異なる傾向がみられた。図 3-6 では検出器 B4 の非物理的な Y 値の傾向を示している。Y 値はゲート時間の増加とともに単調に減少し、この傾向は Am-Be 中性子源駆動下においても同様であった。当然ながら式(3-4)によるフィッティングは不可能であった。この傾向は中性子検出器の核分裂中性子に対する検出効率が非常に低い場合に見られ、この種の見かけ上のトレンド(疑似トレンド)<sup>19)</sup>はバンチング法に起因する。各ゲート時間の時系列データの生成に同一の時系列データを利用するため、異なるゲート時間の Y 値どうしで見かけ上の相関をもつためである。検出器 B4 の位置では炉心から



遠く、Feynman- $\alpha$  解析は破綻する。

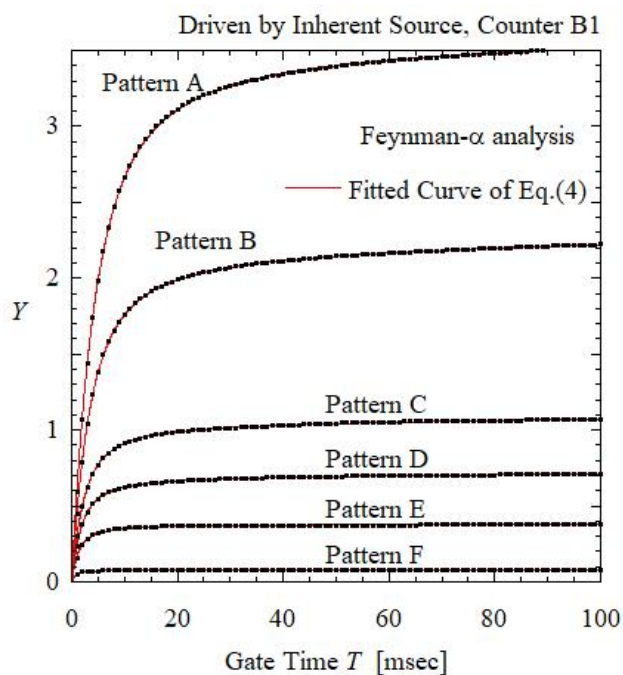


図 3-5 : 燃料固有中性子源駆動下の Feynman- $\alpha$  解析で得られた  
相関振幅  $Y$  のゲート時間  $T$  と未臨界度に対する依存性

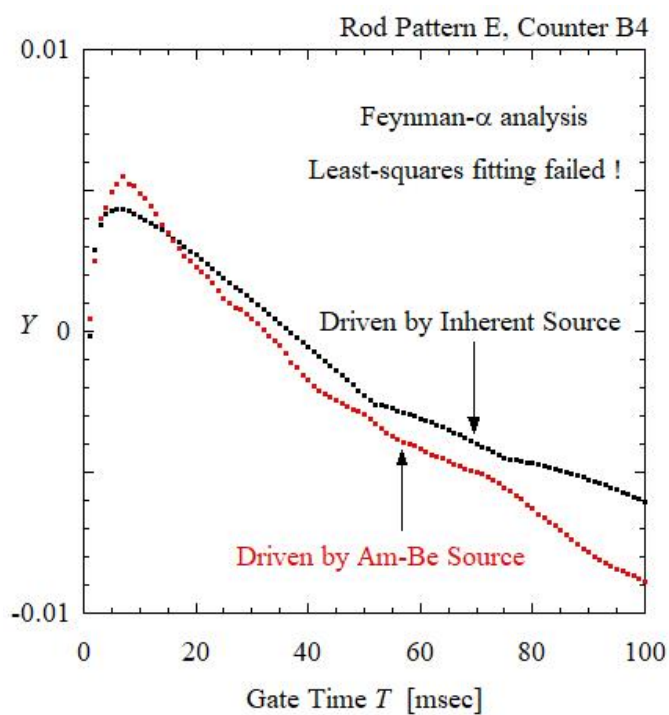


図 3-6 : 検出器 B4 で得られた  
相関振幅  $Y$  のゲート時間  $T$  と未臨界度に対する依存性

図 3-7 は燃料固有中性子源下での Feynman- $\alpha$  解析で得られた即発中性子減衰定数を示している。図 3-7 中のエラーバーは信頼区間 ( $\pm 1\sigma$ ) の不確かさを示し、減衰定数の誤差は非線形最小自乗法から求められた統計誤差を表し、未臨界度の誤差は MVP 計算による統計誤差である。3 つの検出器で得られた即発中性子減衰定数は最小自乗フィッティングの統計誤差範囲内で一致した。未臨界度パターン S から E までの範囲で減衰定数と未臨界度の線形性を確認できるが、パターン F のように中心架台が引き抜かれているケースではこの線形性は破綻する。図 3-8 は Am-Be 中性子源下での Feynman- $\alpha$  解析で得られた即発中性子減衰定数を示している。燃料固有の中性子源の結果と異なり、未臨界度の増加とともに減衰定数に優位な位置依存性がみられる。この依存性は中性子源増倍法で確認された位置依存性と同様である。Feynman- $\alpha$  解析においても Am-Be 外部中性子源に対する燃料固有の中性子源を利用する方が優位である。

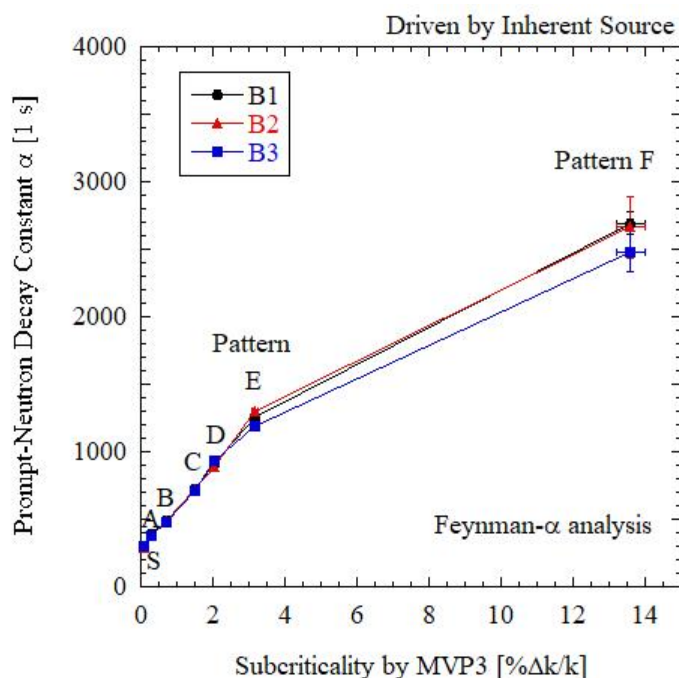


図 3-7 : 燃料固有中性子源下での Feynman- $\alpha$  解析で得られた即発中性子減衰定数

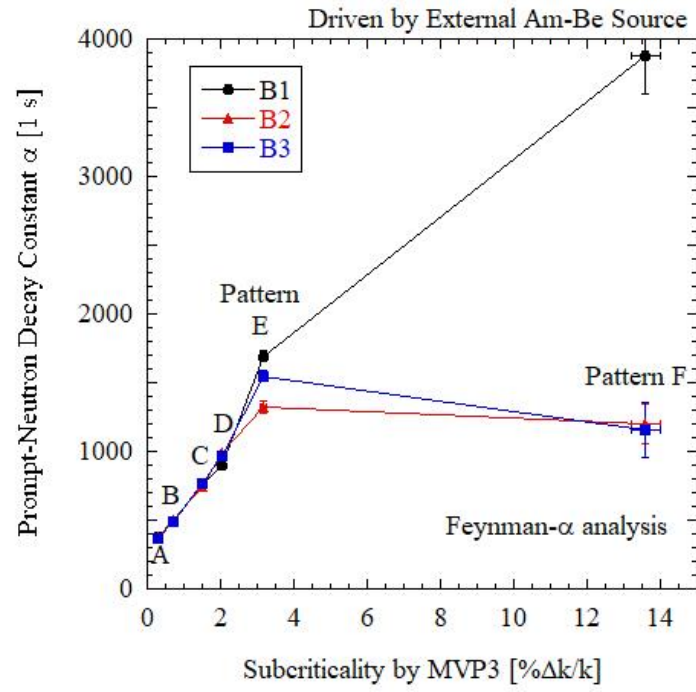


図 3-8 : Am-Be 中性子源下での Feynman- $\alpha$  解析で得られた即発中性子減衰定数

### 3.5. Rossi- $\alpha$ 法

図 3-9 は固有中性子源下の各未臨界パターンにおいて検出器 B1 で取得した時系列データに対する Rossi- $\alpha$  解析結果であり、中性子検出の時間間隔 $\tau$ に対する条件付き計数確率分布 $P(\tau)\Delta\tau$ を示している。ここで、時間間隔ビンの幅 $\Delta\tau$ は  $20\ \mu\text{sec}$  であり、条件付き確率 $P(\tau)$ は中性子検出があった場合、時間 $\tau$ の前後の $\Delta\tau$ で後続の中性子が検出される確率を表す。 $P(\tau)\Delta\tau$ に対して次式(3-5)<sup>20)</sup>による最小自乗フィッティングを実施した。

$$P(\tau)\Delta\tau = C_4 e^{-\alpha\tau} + C_5, \quad (3-5)$$

ここで

$$C_4 = \frac{\overline{\epsilon\nu(\nu-1)\lambda_f^2}}{(2\alpha)\Delta\tau}, \quad C_5 = R\Delta\tau = \epsilon\lambda_f\Lambda S/(-\rho)\Delta\tau. \quad (3-6)$$

式(3-5)についても 1 点炉零出力動特性モデルに基づいており、第 1 項は核分裂中性子の多重性(multiplicity)に由来する相関成分であり、第 2 項の無相関成分  $C_5$  は平均中性子計数率  $R$  に依存する正の定数である。フィッティング曲線は  $P(\tau)\Delta\tau$  と非常によく一致しており、相関係数は 0.99 以上であった。この図からわかるとおり、相関成分は未臨界度の減少とともに減衰が緩やかとなり、無相関成分は未臨界度の減少とともに増加する。図 3-10 は燃料固有の中性子源と Am-Be 外部中性子源の Rossi- $\alpha$  解析結果の比較を示している。ここで、未臨界パターンは C、検出器は B1 である。結果を駆動条件で比較すると相関成分の振幅  $C_4$  はほとんど同じであるが、Am-Be 中性子源駆動の非相関成分  $C_5$  は燃料固有の中性子源と比較して増加している。これにより、Am-Be 中性子源駆動下では相関成分が非相関成分に埋もれる時間間隔範囲が広くなり、最小自乗フィッティングの不確かさが増加する。極めて強力な外部中性子源が炉心に近い位置に配置されている場合、相関成分が非相関成分に完全に重なり、Rossi- $\alpha$  法による解析は完全に破綻する。図 3-11 は燃料固有中性子源下での Rossi- $\alpha$  解析で得られた即発中性子減衰定数を示している。未臨界パターン F を除いて 3 つの検出器の減衰定数は最小二乗フィッティングの統計誤差範囲内でよく一致している。ただし、未臨界パターン F では減衰定数の位置依存性がみられた。

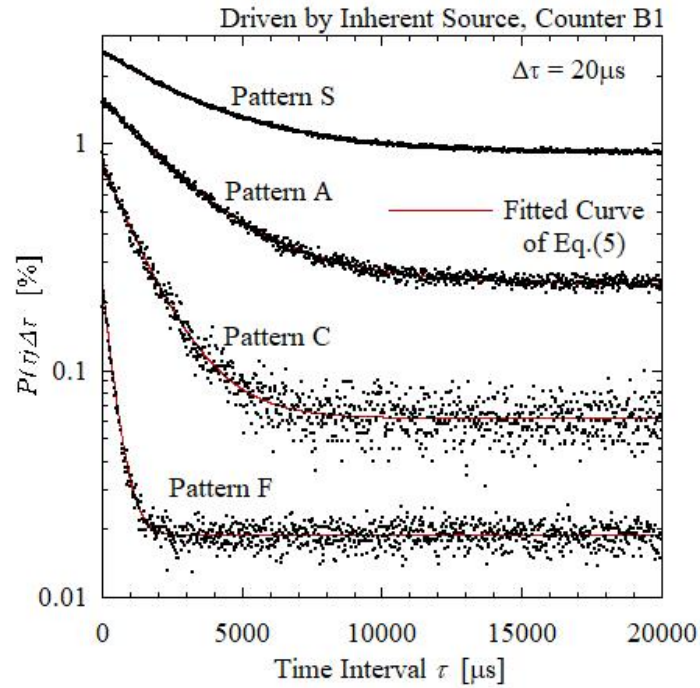


図 3-9：燃料固有中性子源駆動下の Rossi- $\alpha$  解析で得られた条件付き計数確率の未臨界度依存性

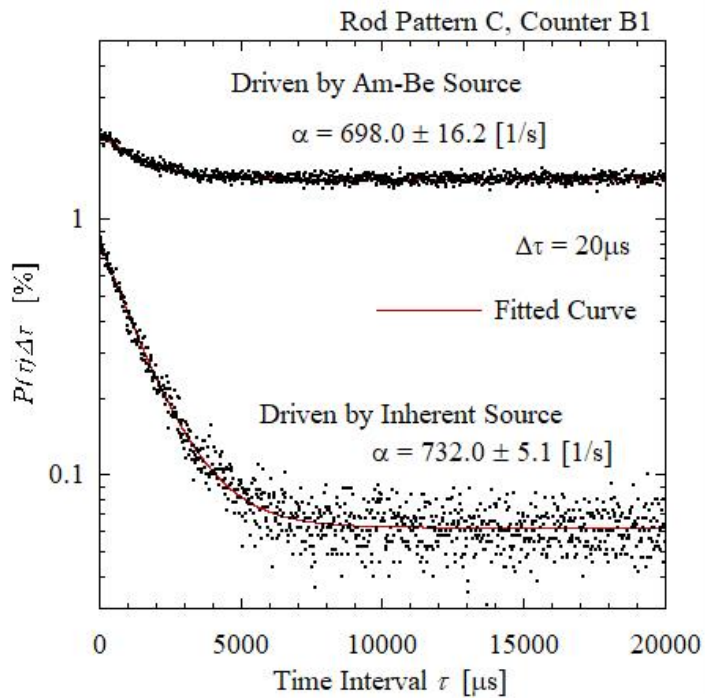


図 3-10：燃料固有中性子源駆動下と Am-Be 中性子源駆動下の Rossi- $\alpha$  解析で得られた条件付き計数確率分布の比較

図 3-12 は Am-Be 外部中性子源での Rossi- $\alpha$  解析で得られた即発中性子減衰定数を示している。減衰定数の検出器位置の依存性は未臨界パターン C から現れ、燃料固有中性子源と比べて強く依存している。ただし、図 3-8 と図 3-12 の比較から、Rossi- $\alpha$  解析の検出器位置の依存性は Feynman- $\alpha$  解析と比べて小さい。即発中性子減衰定数の検出器位置依存性の指標として B1、B2、B3 の 3 つの検出器から得られた減衰定数の平均に対する標準偏差の比率を定義する。図 3-13 は燃料固有中性子源及び Am-Be 中性子源駆動下の Feynman- $\alpha$  解析によって得られた減衰定数の平均に対する標準偏差の比を示している。パターン A から C までの浅い未臨界範囲ではどちらの駆動下においても平均対標準偏差の比が小さく、減衰定数の空間依存性も小さい。しかし、パターン D から F の非常に深い未臨界範囲において Am-Be 中性子源駆動下の平均対標準偏差の比は未臨界度が深くなるにしたがって単調に増加している。この平均対標準偏差の比の増加は Feynman- $\alpha$  解析の空間依存性を増大させることを表している。また、燃料固有の中性子源で得られた平均対標準偏差の比は未臨界度の深い範囲においても小さく、Feynman- $\alpha$  解析の空間依存性の低減の観点からも優位である。

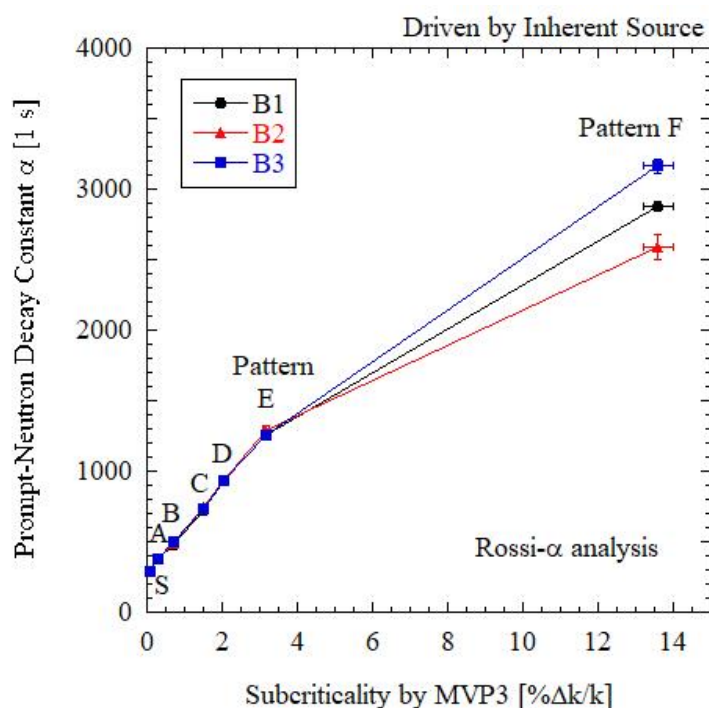


図 3-11：燃料固有中性子源下での Rossi- $\alpha$  解析で得られた即発中性子減衰定数

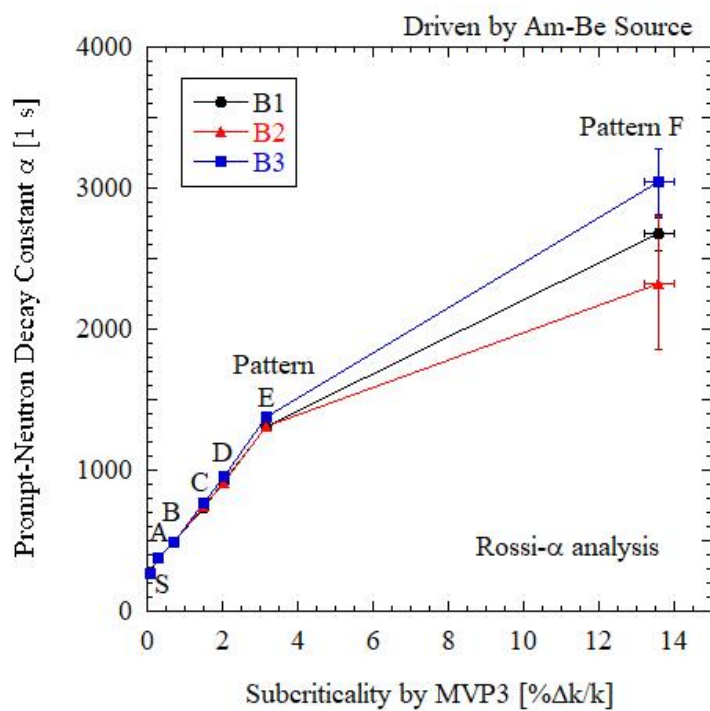


図 3-12 : Am-Be 中性子源下での Rossi- $\alpha$  解析で得られた即発中性子減衰定数

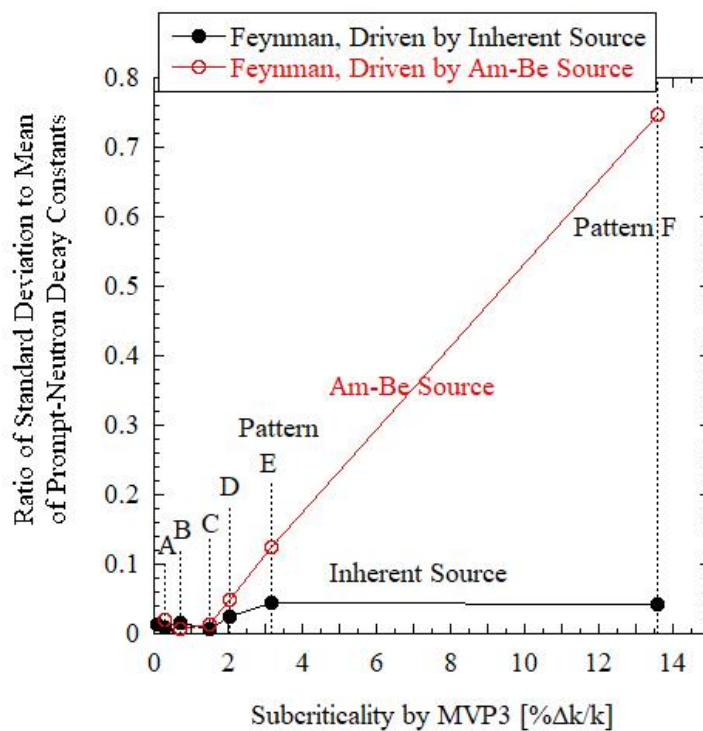


図 3-13 : 燃料固有中性子源下と Am-Be 中性子源下における統計誤差の比較



### 3.6. 即発中性子減衰定数から未臨界度への変換手法

1950年代から1960年代にかけてパルス中性子実験から得られる即発中性子減衰定数 $\alpha$ を未臨界度( $-\rho$ )に変換するための手法が数多く開発された。1点炉近似を仮定すると即発中性子減衰定数は次式のように表すことができる。

$$\alpha = \frac{\beta_{eff} - \rho}{\Lambda}, \quad (3-7)$$

ここで、 $\beta_{eff}$ は実効中性子割合、 $\Lambda$ は中性子生成時間である。また、式(3-7)は次の通り書き直すことができる。

$$\alpha = \alpha_c \left( 1 - \frac{\rho}{\beta_{eff}} \right), \quad (3-8)$$

ここで

$$\alpha_c = \frac{\beta_{eff}}{\Lambda}. \quad (3-9)$$

臨界状態において即発中性子崩壊定数 $\alpha_c$ を事前に測定する場合、Simmons & King 法<sup>21)</sup>は式(3-8)に基づいて減衰定数からドル単位の未臨界度( $-\rho$ を $\beta_{eff}$ で割ったもの)を求めることができる。近年は $\alpha_c$ を測定する代わりに臨界状態の炉心動特性パラメータ $\beta_{eff}$ 及び $\Lambda$ を計算し、 $\Delta k/k$ 単位の未臨界度を求める手法が頻繁に採用されている。ただし、この手法では動特性パラメータの未臨界度依存性を考慮されていないことに注意すべきである。この仮定は即発中性子減衰定数と未臨界度の線形性に影響を与える可能性がある。図3-18は燃料固有の中性子源のFeynman- $\alpha$ 解析で得られた即発中性子減衰定数をSimmons & King法で未臨界度に変換し、炉心計算コードMVP3による未臨界度の計算値とを比較したものである。Simmons & King法の適用においてはMVP3で得られた動特性パラメータの計算値を用いて未臨界度を求めた。この図では縦軸に即発中性子減衰定数から求めた未臨界度の観測値、横軸に未臨界度の計算値を示し、図中のプロットが実線に沿っている場合は両者が一致していることを表している。未臨界パターンFを除いて即発中性子減衰定数から求められた未臨界度はMVP3によって計算された未臨界度と良く一致している。パターンFにおいてはMVP3による計算値と比較して大幅な過小評価であった。深い未臨界状態における未臨界度の過小評価は頻繁に報告されており、動特性パラメータの未臨界度依存性が過小評価の原因ではないことが説明されてきた<sup>6,22-24)</sup>。



図 3-15 は MVP3 による計算から得られた動特性パラメータ $\beta_{eff}$ 及び $\Lambda$ の未臨界度依存性を示している。エラーバーの範囲は MVP 計算の統計的不確かさ( $\pm 1\sigma$ )を示している。実効遅発中性子割合はほとんど未臨界度に依存しないが、中性子生成時間は明らかに未臨界度に依存していることがわかる。表 1 の未臨界パターンから分かる通り、パターン S から E までの範囲では制御棒及び安全棒の挿入本数が増加する。炉心に中性子吸収体が挿入されると主に熱中性子が吸収されて高速中性子が残るため、中性子のエネルギースペクトルが硬化する。この吸収硬化によって制御棒の挿入本数の増加に従って中性子生成時間は短くなる。ただし、パターン F では中心架台が炉心から引き抜かれているケースであり、燃料領域の近くに大きな空孔を設けると高速中性子が漏れやすく中性子スペクトルは軟化する。この拡散冷却によって中性子生成時間は長くなる。未臨界度の決定には中性子生成時間の未臨界度依存性を考慮する必要がある。逆時間法と呼ばれる中性子生成時間の未臨界度依存性を考慮する手法はパルス中性子源で測定された即発中性子減衰定数の未臨界度変換にはほとんど採用されていない<sup>23,24)</sup>。これは当時、中性子生成時間を正確に計算することが困難であったためである。現在は中性子生成時間を計算することが可能となったが、逆時間法は忘れられてきた。図 3-16 は式(3-7)に基づいて即発中性子減衰定数から求めた未臨界度を示している。ただし、式(3-7)の $\beta_{eff}$ と $\Lambda$ は未臨界パターンに対応した計算値を使用することで動特性パラメータの未臨界度依存性を考慮している。この手法は *Inhour method* とも呼ばれ、*Simmons&King* 法との違いは式(3-7)に含まれている動特性パラメータの未臨界度依存性を考慮していることだけである。図 3-16 と図 3-14 を比較すると逆時間法では、未臨界度が深くなるに従って計算で得られた未臨界度に対して過小評価する傾向がみられ、パターン F についても改善されていない。JENDL-4.0 を使用した MVP コードの信頼性は、本実験で構築した炉心と同様の KUCA 未臨界炉心の未臨界度測定実験<sup>13,14)</sup>において既に検証されている。逆時間法では動的な中性子束とそれに対応する随伴中性子束はそれぞれ静的なものと同じ空間分布であると仮定している。図 3-16 で観測された過小評価はこの仮定に起因する「Kinetic distortion」<sup>25-27)</sup>が原因であると考えられる。

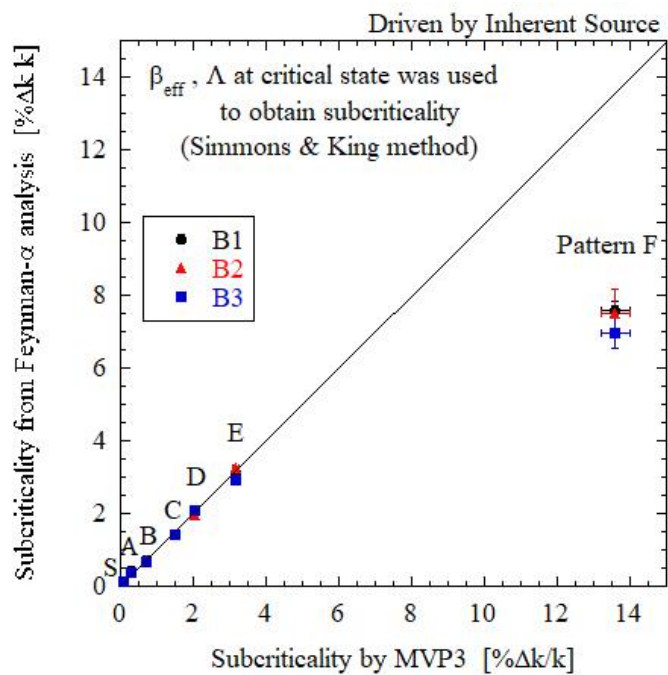


図 3-14 : Simmons & King 法によって変換した未臨界度と計算値の比較

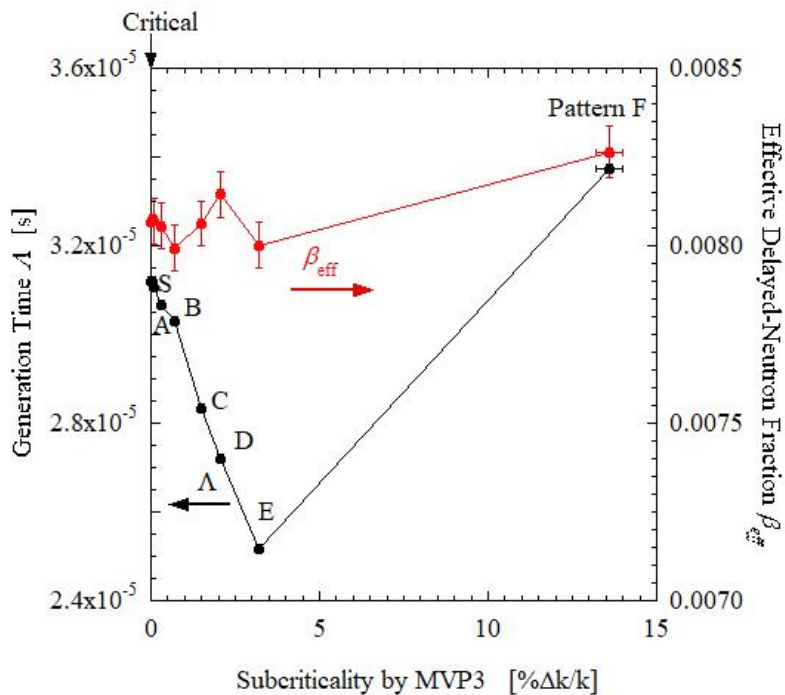


図 3-15 : 動特性パラメータ  $\beta_{eff}$  及び  $\Lambda$  の未臨界度依存性

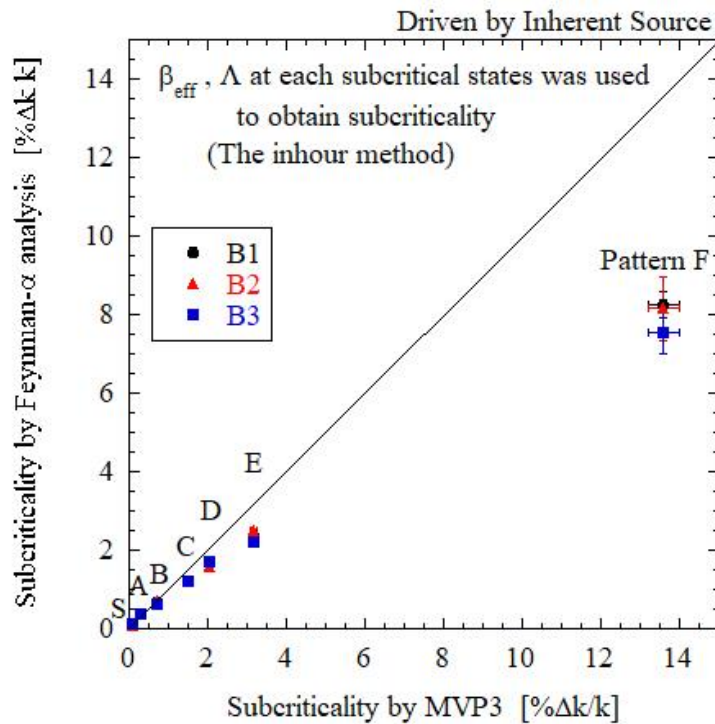


図 3-16：逆時間法によって変換した未臨界度と計算値の比較

原子炉雑音解析やパルス中性子法などの即発中性子減衰定数を測定する手法から未臨界度を求める際には次の3つの影響を考慮する必要がある。

- 1) 測定された即発中性子減衰定数に対する空間的高次モードの影響
- 2) 未臨界度を決定する際の中性子生成時間の未臨界依存性。
- 3) Kinetic distortion

空間高次モードの影響は燃料固有の中性子源を利用することで大幅に低減可能である。中性子生成時間の未臨界依存性は計算によって得られた動特性パラメータを用いることで考慮できる。Kinetic distortion に関する先行研究<sup>23-25)</sup>は理論的解釈に限定されており、図 3-16 のような実験データはほとんど報告されていない。また、図 3-14 において中性子生成時間の未臨界度依存性を考慮していないにもかかわらず良好な結果に見えるのは中性子生成時間の影響と Kinetic distortion の影響が相殺しているためである。パルス中性子実験などの原子炉動特性実験において静的及び動的な即発中性子束分布の違いによる影響は Kinetic distortion と呼ばれる。静的中性子速（固有関数） $\phi$ は次の静的（ $\lambda$ ）モードの固有値問題で定義される。

$$L(r, E)\phi(r, E) = \frac{1}{\lambda}M(r, E)\phi(r, E), \quad (3-10)$$

ここで、 $L$ は中性子消滅演算子、 $M$ は中性子生成演算子、固有値 $\lambda$ は実効増倍率を表す。臨界状態を除いてこの固有値問題は架空のものとなり、式(3-10)の方程式を満たすように固有値を調整される。一方、動的即発中性子束 $\varphi$ は次の動的（ $\alpha$ または $\omega_p$ ）モード固有値問題によって定義される。

$$L(r, E)\varphi(r, E) - (1 - \beta_{eff})M(r, E)\varphi(r, E) = \frac{\alpha}{v(E)}\varphi(r, E), \quad (3-11)$$

または

$$\left[ L(r, E) - \frac{\alpha}{V(E)} \right] \varphi(r, E) = (1 - \beta_{eff})M(r, E)\varphi(r, E), \quad (3-12)$$

$V(E)$ は運動エネルギー $E$ を持つ中性子の速度を表している。この固有値問題は静的モード固有値と異なり、物理的アプローチから導出されたものであり、架空のものではない。 $\alpha$ は炉雑音解析やパルス中性子実験などで直接測定可能な即発中性子減衰定数を表す。式(3-12)の左辺には $1/V(E)$ の負の項があり、原子炉体系の未臨界度が深い場合、つまり $\alpha$ が大きい場合、熱中性子束 $\varphi$ （低エネルギーの中性子束）は吸収断面積が比較的小さい反射体領域において高くなる。物理的には炉心から拡散した即発中性子が反射体領域に蓄積する挙動を表している。ただし、式(3-10)から分かる通り、固有値 $\lambda$ は燃料領域の中性子（核分裂）演算子のみを変更するため、反射体領域において静的中性子束は変化しない。その結果、動的即発中性子束は静的即発中性子束と比べて歪んだ空間分布を持つ。中性子検出器は一般的に熱中性子に対して感度が高く、炉心の反射体領域に配置されるため、この動的即発中性子束空間分布の歪み（Kinetic distortion）の影響を受けることになる。図3-16において縦軸は動的反応度、横軸は静的反応度と呼ばれることがあり、Kinetic distortionはこの2つの未臨界度の違いとして影響する。測定で得られた即発中性子から静的反応度を求めるためには動的即発中性子の基本モード及び高次モードだけでなく、対応する随伴モードについても正確に計算する必要があるため、Kinetic distortionの問題を克服することは困難と考えられている<sup>25)</sup>。ただし、Kinetic distortionは反射体を持つ炉心体系においてのみ影響し、反射体を持たない熱中性子炉及び高速炉体系においてKinetic distortionによる影響はほとんどみられない<sup>24,28)</sup>。

### 3.7. Rossi- $\alpha$ 法による燃料固有中性子源強度の評価

式 (3-5) の $C_4$ と $C_5$ の比を Rossi- $\alpha$  法の S/N 比と呼ばれることがある<sup>29)</sup>。この S/N は電気信号で良く用いられる信号対雑音比と同じ考え方であり、炉雑音解析において S/N 比は核分裂の多重性に起因する相関成分 $C_4$ と白色雑音による無相関成分の比に置き換えることができる。また、Rossi- $\alpha$  法による解析の可否を判断する際に S/N 比から考えることができる。S/N 比が 1 より非常に小さい場合、相関成分が白色雑音に埋もれ、Rossi- $\alpha$  法は適用できず、S/N 比は 1 より十分に高いことが望ましい。図 3-17 は燃料固有の中性子源駆動下と Am-Be 外部中性子源駆動下の Rossi- $\alpha$  解析において得られた S/N 比を示している。 $C_4$ と $C_5$ の値はそれぞれ Rossi- $\alpha$  解析結果の $P(\tau)\Delta\tau$ 分布に対して式 (3-5) によるフィッティングから得られたものである。

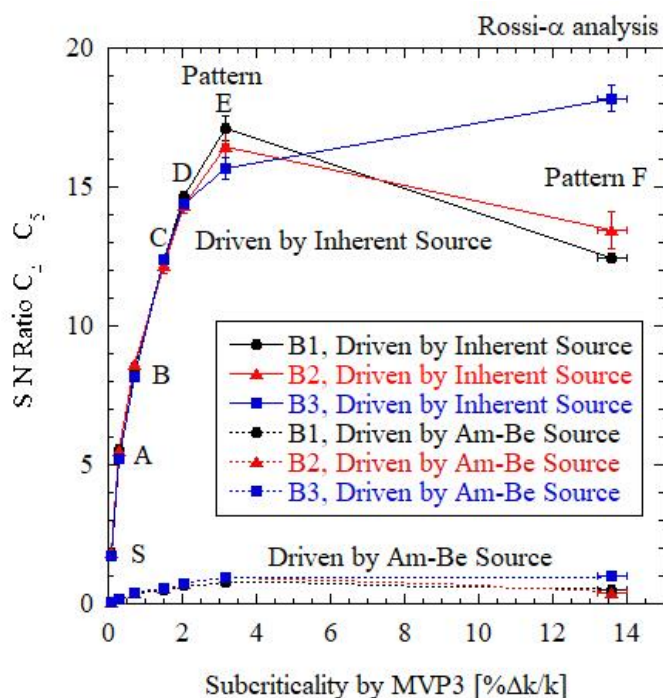


図 3-17 : 燃料固有中性子源下と Am-Be 中性子源下における S/N 比の比較

S/N 比は未臨界度が深くなるにつれて増加する傾向にあり、Rossi- $\alpha$  法は S/N 比の観点からは未臨界度の深い測定で有利となる。一方で高計数率となる臨界状態または非常に浅い未臨界状態では Rossi- $\alpha$  法を適用することは困難である。図 3-17 に示すように燃料固有の中性子源駆動下の S/N 比は Am-Be 外部中性子源駆動下のものと比較して非常に高くなっている。この傾向は Rossi- $\alpha$  解析において

燃料固有中性子源を用いることの優位点である。次に、 $S/N$  比から燃料固有中性子源の実効強度を導出する。式 (3-6) と  $\Lambda = 1/(\bar{\nu}\lambda_f)$  を用いて  $S/N$  比は次のように記述できる。

$$C_4/C_5 = \overline{\nu(\nu-1)}(-\rho)/(2\bar{\nu}\alpha\Lambda^2 S). \quad (3-13)$$

式 (3-13) の  $S/N$  比  $C_4/C_5$  と即発中性子減衰定数  $\alpha$  は本実験において測定した値を使用し、核分裂によって放出される中性子数分布の 1 次および 2 次の階乗モーメント  $\bar{\nu}$ 、 $\overline{\nu(\nu-1)}$  として、Holden と Zucker<sup>30)</sup> が推奨するデータを使用した。ここから未臨界度  $(-\rho)$  と MVP3 コードで得られた生成時間  $\Lambda$  を用いることで燃料固有中性子源の実効線源強度  $S$  を求めることができる。ただし、式 (3-13) は 1 点炉動特性近似に基づいていることに注意すべきである。図 3-18 は式(3-13)によって評価した燃料固有中性子源の実効線源強度を示している。

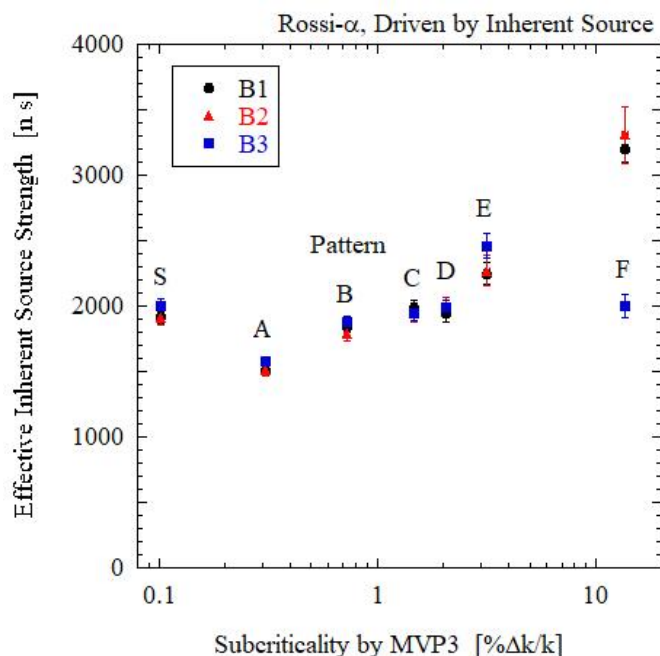


図 3-18 : Rossi- $\alpha$  解析から得られた燃料固有中性子源の実効中性子源強度

A から E までの未臨界パターン範囲では、実効強度は約 2000n / s であり、表 4 に示されている炉心体系全体の線源強度の約半分であった。未臨界パターン F では実効線源強度の位置依存性が確認できる。この原因は中心架台が引き抜かれることで空間高次モードを励起し、中心架台の近くに配置されている B1 及び B2 で測定された  $S/N$  比や  $\alpha$  が検出器位置に依存することに起因する。求めた線源強度は実際の燃料固有中性子源からの放出中性子率ではなく、正確に評価す

るためには核分裂源の空間補正係数<sup>31)</sup>と核分裂中性子と燃料から放出される中性子数の比<sup>32)</sup>を評価する必要がある。さらに空間高次モードの影響についても考慮する必要がある。

### 3.8. 第3章まとめ

KUCA の高濃縮ウラン燃料炉心において燃料固有の中性子源駆動下と Am-Be 外部中性子源駆動下で中性子源増倍法及び炉雑音解析を実施し、これらの未臨界実験において燃料固有中性子源を用いることの優位性を確認した。

Am-Be 外部中性子源駆動下で取得した計数率は Am-Be 中性子源による 1 点炉近似の中性子源増倍式からの逸脱がみられ、中性子源増倍法(NSM)により得られた未臨界度は検出器位置に依存する結果となった。これは炉心の反射体領域に配置されている Am-Be 外部中性子源による空間高次モードの励起によって 1 点炉近似で仮定されている基本モードから逸脱することが原因である。NSM 法による未臨界度の観測値と連続エネルギーモンテカルロ計算コード MVP3 で得られた未臨界度の計算値との比較し、整合性の指標としてカイ二乗値 31.99 となった。燃料固有中性子源駆動下で得られた計数率は 1 点炉近似の中性子源増倍式と一致し、NSM 法による未臨界度は Am-Be 外部中性子源駆動下でみられた検出器位置の依存性は解消された。さらに、MVP3 で得られた未臨界度とのカイ二乗値は 1.15 となり大きく改善した。燃料固有中性子源の線源は燃料領域に均一に分布しているため、基本モードの励起が支配的となり、空間高次モードの励起を抑えることができる。これらは中性子源増倍法の適用において燃料固有中性子源を用いることの優位性である。

炉雑音解析において Am-Be 外部中性子源駆動下での Feynman- $\alpha$  解析で得られた即発中性子減衰定数は検出器位置に大きく依存した。一方、燃料固有中性子源駆動下で得られた即発中性子減衰定数は検出器位置の依存性が大幅に減少した。Rossi- $\alpha$  解析では Am-Be 中性子源駆動下で得られた即発中性子減衰定数の位置依存性は Feynman- $\alpha$  解析と比べて小さいが、S/N 比が非常に低くなった。燃料固有中性子源駆動下では Rossi- $\alpha$  の S/N 比を大幅に向上した。KUCA において燃料固有中性子源は Feynman- $\alpha$  法及び Rossi- $\alpha$  法の両方に有利である。

次に即発中性子減衰定数から未臨界度を求め MVP による計算値と比較した。即発中性子減衰定数を Simmons and King 法によって未臨界に変換した場合、中心架台が引き抜かれている未臨界パターン F を除いて未臨界度は MVP3 による計算値とよく一致した。ただし、Simmons and King 法は動特性パラメータの未臨界度依存性を考慮していないことに注意すべきである。そこで、動特性パラメ

ーターである生成時間と実効遅発中性子割合の未臨界依存性を考慮した **inhour method** によって即発中性子減衰定数を未臨界度に変換した。結果、未臨界度が深くなるに従って未臨界度の計算値に対して過小評価する傾向がみられた。この傾向は 1960 年代のパルス中性子実験の解析において活発に議論されていた **Kinetic distortion** に起因している。**Simmons and King** 法において中性子生成時間の未臨界度依存性を考慮していないにもかかわらず良好な結果にみえるのは中性子生成時間の影響と **Kinetic distortion** の影響が相殺しているためである。

最後に **Rossi- $\alpha$**  解析から得られた S/N 比から求めた燃料固有中性子源の実効線源強度は約 2000n/s となり、計算によって評価された炉心全体の中性子源強度の約半分となった。ただし、実効線源強度の評価式は 1 点炉近似に基づいていることに注意すべきである。

### 3.9. 参考文献

- 1) Pyeon CH. Experimental benchmarks of neutronics on solid Pb-Bi in accelerator-driven system with 100 MeV protons at Kyoto University Critical Assembly. Kumatori-cho (Japan): Research Reactor Institute of Kyoto University; 2017, (KURRI-TR-447) .
- 2) NEA Nuclear Science Committee. International handbook of evaluated criticality safety benchmark experiments. Paris (France): Organization of Economic Cooperation and Development / Nuclear Energy Agency; 1995, (NEA/NSC/DOC(95)03/II) .
- 3) Chart of Nuclides [Internet]. Austria: IAEA Nuclear Data Section; [cited 2018 Nov 1]. Available from: <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
- 4) Ensslin N. The origin of neutron radiation. In: Reilly TD, Ensslin N, Smith HA, editors. Passive nondestructive assay of nuclear materials. Washington DC (USA): US Nuclear Regulatory Commission; 1991, (NUREG/CR-5550).
- 5) Bair JK, Gomez del Campo J. Neutron yields from alpha-particle bombardment. Nucl Sci Eng. 1979;71:18–28.
- 6) Shiozawa T, Endo T, Yamamoto A, Pyeon CH, Yagi T. Investigation on subcriticality measurement using inherent neutron source in nuclear fuel. In: Suyama K, Sugawara T, Tada K, Chiba G, Yamamoto A, editors. Proceedings of the international conference on physics of reactors (PHYSOR 2014) September 28-October 3, 2014, Kyoto, Japan. Tokai-mura (JAPAN): Japan Atomic Energy Agency; 2015. (JAEA-Conf-2014-003 and 2014-003-appendix). Available from:



<http://dx.doi.org/10.11484/jaea-conf-2014-003>.

- 7) Sakon A, Nakajima K, Hohara S, Hashimoto K. Experimental study of neutron counting in a zero-power reactor driven by a neutron source inherent in highly-enriched uranium fuels. *J Nucl Sci Technol*. 2019; 56: 254-259.
- 8) Hashimoto K, Miki R. Space-dependent effect observed in subcriticality measurements for loosely coupled-core system. *J. Nucl. Sci. Technol*. 1995; 32: 1054-1060.
- 9) Serber R. The definitions of neutron multiplication. Los Alamos (USA): Los Alamos National Laboratory; 1945, (LA-335).
- 10) Hoogenboom JE, van der Sluijs AR. Neutron source strength determination for on-line reactivity measurements. *Ann Nucl Energy*. 1988; 15:553-559.
- 11) Tamura S. Signal fluctuation and neutron source in inverse kinetics method for reactivity measurement in the sub-critical domain. *J Nucl Sci Technol*. 2003; 40:153-157.
- 12) Taninaka H, Hashimoto K, Ohsawa T. An extended rod drop method applicable to subcritical reactor system driven by neutron source. *J Nucl Sci Technol*. 2010; 47:351-356.
- 13) Sakon A, Sano T, Hohara S, Pyeon CH, Hashimoto K. An impact of inherent neutron source on subcriticality measurement in a highly enriched uranium core of Kyoto University Critical Assembly. *J Nucl Sci Technol*. 2019;56:935-944.
- 14) Sakon A, Sano T, Takahashi K, Nakajima K, Hohara S, Pyeon CH, Hashimoto K. Measurement of a very large negative reactivity inserted by rapid withdrawal of a partial fuel loading in Kyoto University Critical Assembly. *J Nucl Sci Technol*. Published online <https://doi.org/10.1080/00223131.2019.1661307>.
- 15) Okuda R, Sakon A, Hohara S, Sugiyama W, Taninaka H, Hashimoto K. An improved Feynman- $\alpha$  analysis with a moving-bunching technique. *J Nucl Sci Technol*. 2016; 53:1647-1652.
- 16) Misawa T, Shiroya S, Kanda K. Measurement of prompt-neutron decay constant and large subcriticality by the Feynman-alpha method. *Nucl Sci Eng*. 1990;104:53–65.
- 17) Hashimoto K, Ohya K, Yamane Y. Experimental investigations of dead-time effect on Feynman- $\alpha$  method. *Ann Nucl Energy*. 1996; 23:1099-1104.
- 18) Hashimoto K, Mouri T, Ohtani N. Reduction of delayed-neutron contribution to variance-to-mean ratio by application of difference filter technique. *J Nucl Sci Technol*. 1999;36:555–559.
- 19) Hohara S, Nakajima K, Sakon A, Hashimoto K. An applied limit of the bunching method for the Feynman- $\alpha$  analysis. *J Nucl Sci Technol*. 2018;55:1309–1316.

- 20) Williams MMR. Random processes in nuclear reactors. Oxford: Pergamon Press; 1974. p.37-41.
- 21) Simmons BE, King JS. A pulsed neutron technique for reactivity determination. Nucl Sci Eng. 1958;3:595–608.
- 22) Husimi K, editor. Nuclear reactors[Genshiro]. Tokyo (Japan): Kyoritsu Shuppan Co., Ltd.; 1972. p.202-209, [in Japanese].
- 23) Preskitt CA, Nephew EA, Brown JR, Van Howe KR. Interpretation of pulsed-source experiments in the Peach Bottom HTGR. Nucl Sci Eng. 1967;29:283–295.
- 24) Fieno D, Fox TA, Mueller RA, Ford CH. Analysis and Experiments with a pulsed neutron source for an unreflected solution reactor up to \$50 shutdown. Cleveland (USA):Lewis Research Center, National Aeronautics and Space Administration; 1969, (NASA TN D-5487).
- 25) Gozani T. The concept of reactivity and its application to kinetic measurement. Nukleonik. 1963;5:55–62.
- 26) Amano F, Sunako K. A method of transforming the prompt decay constants  $\alpha_i$  into the static reactivity  $\rho_s$ . J Nucl Sci Technol. 1968;5:65–73.
- 27) Amano F. Interpretation of pulsed-neutron-source experiments in a multiregion reactor. J Nucl Sci Technol. 1969;6:689–697.
- 28) Hashimoto K, Nishina K, Tatematsu A, Sanda T, Yamamoto T. Theoretical analysis of two-detector coherence functions in large fast reactor assemblies. J Nucl Sci Technol. 1991;28:1019–1028.
- 29) Yamamuro N, Inaba G. SN ratio in the Rossi- $\alpha$  experiment. J Nucl Sci Technol. 1968;5:140–141.
- 30) Holden NE, Zucker MS. Prompt neutron emission multiplicity distribution and average values ( $\bar{\nu}$ ) at 2200m/s for the fissile nuclides. Nucl Sci Eng. 1988;98:174–181.
- 31) Otsuka M, Iijima T. Space-dependent formula for Rossi- $\alpha$  measurements. Nukleonik. 1965;7:488–491.
- 32) Yamane Y, Watanabe S, Nishina K, Miyoshi Y, Suzuki T, Kobayashi I. [Subcriticality determination of nuclear fuel assembly by Mihalczo method]. J At Energy Soc Jpn. 1986; 28:850–858 [in Japanese].

## 第4章 核破砕パルス中性子源駆動下の未臨界炉体系に対する 炉雑音解析

### 4.1 核破砕中性子源駆動下に対する炉雑音解析式の導出

#### 4.1.1 Feynman- $\alpha$ 解析式

Rana と Degweker<sup>1)</sup>による理論研究では非ポアソン性パルス中性子源に対する Feynman- $\alpha$  法及び Rossi- $\alpha$  法の解析式が導き出された。この解析式では遅発中性子の寄与が考慮され、パルス形状はデルタ関数であると仮定している。加速器のパルス幅は 100nsec であり、炉雑音解析の時間スケールに比べてはるかに短いため、パルス形状をデルタ関数とみなすことが可能である。理論研究で提唱された Feynman- $\alpha$  解析式について即発中性子と遅発中性子の寄与を分離して次式の通り書き直すことができる。

$$\begin{aligned}
 Y(T) = & \frac{\bar{v}^2 \lambda_d}{m_1} Y_p \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha_p T}}{\alpha_p T} \right) \left[ m_1 \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{v(v-1)\Lambda} \right] \\
 & + \frac{\bar{v}^2 \lambda_d m_1 (-\rho)}{v(v-1)\Lambda} Y_p \left[ \frac{e^{-\alpha_p(T-\frac{[fT]}{f})} + e^{-\alpha_p/f} e^{\alpha_p(T-\frac{[fT]}{f})} - 1 - e^{-\alpha_p/f}}{T \alpha_p (1 - e^{-\alpha_p/f})} \right] \\
 & + \frac{\lambda_d m_1 \Lambda}{(-\rho)} \left[ 1 + 2[fT] - \frac{[fT]}{fT} ([fT] + 1) - fT \right] \\
 & + \frac{\bar{v}^2 \lambda_d}{m_1} \sum_{i=1}^{imax} Y_i \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha_i T}}{\alpha_i T} \right) \left[ m_1 \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{v(v-1)\Lambda} \right] \\
 & + \frac{\bar{v}^2 \lambda_d m_1 (-\rho)}{v(v-1)\Lambda} \sum_{i=1}^{imax} Y_i \left[ \frac{e^{-\alpha_i(T-\frac{[fT]}{f})} + e^{-\alpha_i/f} e^{\alpha_i(T-\frac{[fT]}{f})} - 1 - e^{-\alpha_i/f}}{T \alpha_i (1 - e^{-\alpha_i/f})} \right], \quad (4-1)
 \end{aligned}$$

ここで、 $[fT]$ は $fT$ 以下の最大整数値、相関振幅  $Y$  及び減衰定数  $\alpha$  の添字について  $Y_p$  及び  $\alpha_p$  はそれぞれ即発中性子による相関振幅、減衰定数を示し、 $Y_i$  及び  $\alpha_i$  はそれぞれ遅発中性子の群数  $i$  による相関振幅、減衰定数を示している。

$m_1$ と $m_2$ は次の通り定義される。

$$m_1 = \bar{N} \overline{v_{sp}}, \quad (4-2)$$

$$m_2 = \overline{N(N-1)} \overline{v_{sp}^2} + \bar{N} \overline{v_{sp}(v_{sp}-1)}, \quad (4-3)$$

ここで、 $N$ は陽子ビームのパルスあたりの陽子数、 $v_{sp}$ は核破砕反応あたりに放出する中性子数を表している。 $m_1$ と $m_2$ はそれぞれ陽子ビームのパルスあたりの核破砕反応から放出される中性子数の1次及び2次の階乗モーメントを表している。式(4-2)と(4-3)を用いて次式のような指標を定義できる。

$$m_2 - m_1^2 = [\overline{N^2} - \bar{N} - \bar{N}^2] \overline{v_{sp}^2} + \bar{N} \overline{v_{sp}(v_{sp}-1)}. \quad (4-4)$$

この指標は核破砕中性子源の非ポアソン性を表し、式(4-1)の第1項及び第4項に含まれている。陽子ビームのパルス束に含まれている陽子数 $N$ はポアソン分布に従う為、式(4-4)の第1項を消去することができる。核破砕反応によって発生する中性子数は陽子ビームのエネルギーの増加に従って多くなるため、第2項は陽子エネルギーに依存して増加することが予想できる。ただし、KUCAに供給される陽子ビームのエネルギーは100MeVであるため、第2項は小さな正の値となる可能性がある<sup>2)</sup>。

Rana と Degweker<sup>1)</sup> は中性子検出器で観測される平均中性子計数率 $R$ についても導出し、最終的に次式のように導き出された。

$$R = \frac{\lambda_d \Lambda (f m_1)}{(-\rho)}. \quad (4-5)$$

$(f m_1)$ を外部中性子源と見なす場合、式(4-5)は従来の中性子源増倍式に対応できる。式(4-1)の遅発中性子項は複雑であり、未知変数が多数含まれているため、Feynman- $\alpha$ 解析においてこの式を用いて最小自乗フィッティングを行うことは困難である。ここでは厳密な式(4-1)を単純化し、実用的な実験解析式を導出する。遅発中性子の時間スケールを考慮してFeynman- $\alpha$ 解析のゲート時間 $T$ の範囲に対して次式の制限をかけることができる<sup>3)</sup>。

$$T \ll \frac{1}{\alpha_i}, \quad i = 1, 2, \dots, imax. \quad (4-6)$$

この範囲においては次の通り、マクローリン展開が可能である。

$$e^{-\alpha_i T} \simeq 1 - \alpha_i T + \frac{(-\alpha_i T)^2}{2}. \quad (4-7)$$

式 (4-1) の第 4 項の遅発中性子の相関項にこの展開式を代入すると、第 4 項は次のように減らすことができる。

$$\begin{aligned} & \frac{\bar{v}^2 \lambda_d}{m_1} \sum_{i=1}^{imax} Y_i \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha_i T}}{\alpha_i T} \right) \left[ m_1 \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{v(v-1)\Lambda} \right] \\ &= \frac{\bar{v}^2 \lambda_d}{m_1} \sum_{i=1}^{imax} \frac{Y_i \alpha_i}{2} \left[ m_1 \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{v(v-1)\Lambda} \right] T. \end{aligned} \quad (4-8)$$

さらに、次のようなマクローリン展開を行う。

$$e^{\pm \alpha_i (T - [fT]/f)} \simeq 1 \pm \alpha_i \left( T - \frac{[fT]}{f} \right) + \frac{1}{2} \alpha_i^2 \left( T - \frac{[fT]}{f} \right)^2. \quad (4-9)$$

陽子加速器のパルス周波数  $f$  が次の関係を満たす場合、

$$f \gg \alpha_i, \quad (4-10)$$

マクローリン展開を一次項で打ち切ることができる。

$$e^{-\frac{\alpha_i}{f}} \simeq 1 - \frac{\alpha_i}{f}. \quad (4-11)$$

式 (4-9) と (4-11) を式 (4-1) の第 5 項の遅発中性子の非相関項に代入すると、第 5 項は次のように減らすことができる。

$$\begin{aligned}
& \frac{\bar{v}^2 \lambda_d m_1(-\rho)}{\bar{v}(\bar{v}-1)\Lambda} \sum_{i=1}^{imax} Y_i \left[ \frac{e^{-\alpha_i(T-\frac{[fT]}{f})} + e^{-\alpha_i/f} e^{\alpha_i(T-\frac{[fT]}{f})} - 1 - e^{-\alpha_i/f}}{T\alpha_i(1 - e^{-\alpha_i/f})} \right] \\
&= -\frac{\bar{v}^2 \lambda_d m_1(-\rho)}{\bar{v}(\bar{v}-1)\Lambda} \sum_{i=1}^{imax} Y_i \left[ 1 + 2[fT] - \frac{[fT]}{fT} ([fT] + 1) - fT \right]. \quad (4-12)
\end{aligned}$$

式 (4-8) と (4-12) を式 (4-1) に代入し、最終的な Feynman- $\alpha$  解析式を導出した。

$$\begin{aligned}
Y(T) &= C_1 \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha_p T}}{\alpha_p T} \right) + C_2 \left[ \frac{e^{-\alpha_p(T-\frac{[fT]}{f})} + e^{-\alpha_p/f} e^{\alpha_p(T-\frac{[fT]}{f})} - 1 - e^{-\alpha_p/f}}{T\alpha_p(1 - e^{-\alpha_p/f})} \right] \\
&+ C_3 \left[ 1 + 2[fT] - \frac{[fT]}{fT} ([fT] + 1) - fT \right] + C_4 T, \quad (4-13)
\end{aligned}$$

ここで

$$C_1 = \bar{v}^2 \lambda_d Y_p \left[ \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{m_1 \bar{v}(\bar{v}-1)\Lambda} \right], \quad (4-14)$$

$$C_2 = \frac{\bar{v}^2 \lambda_d m_1(-\rho)}{\bar{v}(\bar{v}-1)\Lambda} Y_p, \quad (4-15)$$

$$C_2 = \frac{\bar{v}^2 \lambda_d m_1(-\rho)}{\bar{v}(\bar{v}-1)\Lambda} Y_p, \quad (4-15)$$

$$C_4 = \bar{v}^2 \lambda_d \sum_{i=1}^{imax} \frac{Y_i \alpha_i}{2} \left[ \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{m_1 \bar{v}(\bar{v}-1)\Lambda} \right]. \quad (4-17)$$

核破砕中性子源駆動下の Feynman- $\alpha$  解析では式(4-13)による最小自乗フィッティングから即発中性子減衰定数 $\alpha_p$ と4つの係数 ( $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$ ,  $C_4$ ) を取得した。

#### 4.1.2. Rossi- $\alpha$ 解析式

Rana と Degweker による理論研究<sup>1)</sup>で提唱された Rossi- $\alpha$  解析式について即発中性子と遅発中性子の寄与を分離して次式の通り書き直すことができる。

$$\begin{aligned}
 p(\tau) = & \frac{\lambda_d \bar{v}^2}{2} \alpha_p Y_p e^{-\alpha_p \tau} \left[ \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{m_1 \bar{v}(\bar{v} - 1)\Lambda} \right] \\
 & + \frac{\lambda_d m_1 \bar{v}^2 (-\rho)}{2\bar{v}(\bar{v} - 1)\Lambda} \alpha_p Y_p \left[ \frac{e^{-\alpha_p(\tau - \lfloor f\tau \rfloor)} + e^{\alpha_p(\tau - \lfloor f\tau \rfloor + 1)}}{(1 - e^{-\alpha_p/f})} \right] \\
 & + \frac{\lambda_d \bar{v}^2}{2} \sum_{i=1}^{imax} \alpha_i Y_i e^{-\alpha_i \tau} \left[ \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{m_1 \bar{v}(\bar{v} - 1)\Lambda} \right] \\
 & + \frac{\lambda_d m_1 \bar{v}^2 (-\rho)}{2\bar{v}(\bar{v} - 1)\Lambda} \sum_{i=1}^{imax} \alpha_i Y_i \left[ \frac{e^{-\alpha_i(\tau - \lfloor f\tau \rfloor)} + e^{-\alpha_i/f} e^{\alpha_i(\tau - \lfloor f\tau \rfloor)}}{(1 - e^{-\alpha_i/f})} \right]. \tag{4-18}
 \end{aligned}$$

$p(\tau)$ は条件付き計数確率であり、中性子検出があった場合、時間 $\tau$ の前後の $\Delta\tau$ で後続の中性子が検出される確率を表す。

まず、Rossi- $\alpha$  解析の時間間隔 $\tau$ の範囲に対して次式の制限をかける。

$$\tau \ll \frac{1}{\alpha_i}, \quad i = 1, 2, \dots, imax. \tag{4-19}$$

この範囲においては次の通り、マクローリン展開が可能である。

$$e^{-\alpha_i \tau} \simeq 1 - \alpha_i \tau, \tag{4-20}$$

$$e^{\pm \alpha_i(\tau - \lfloor f\tau \rfloor/f)} \simeq 1 \pm \alpha_i \left( \tau - \frac{\lfloor f\tau \rfloor}{f} \right) + \frac{1}{2} \alpha_i^2 \left( \tau - \frac{\lfloor f\tau \rfloor}{f} \right)^2. \tag{4-21}$$

Feynman- $\alpha$  法と Rossi- $\alpha$  法で取り扱う時間スケールは異なるため、マクローリン展開の打ち切り次数が異なる。式(4-20)の展開式は1次で打ち切ることができるが、Feynman- $\alpha$  解析式の式(4-7)は2次で打ち切っている。

Rossi- $\alpha$  解析では遅発中性子の高次項は無視でき、式 (4-18) の第 3 項の遅発中性子の相関項に式 (4-20) を代入すると、第 3 項は次のように減らすことができる。

$$\begin{aligned}
& \frac{\lambda_d \bar{v}^2}{2} \sum_{i=1}^{imax} \alpha_i Y_i e^{-\alpha_i \tau} \left[ \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{m_1 \bar{v}(\bar{v} - 1)\Lambda} \right] \\
&= \frac{\lambda_d \bar{v}^2}{2} \sum_{i=1}^{imax} \alpha_i Y_i \left[ \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{m_1 \bar{v}(\bar{v} - 1)\Lambda} \right] \\
&- \frac{\lambda_d \bar{v}^2}{2} \sum_{i=1}^{imax} \alpha_i^2 Y_i \tau \left[ \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{m_1 \bar{v}(\bar{v} - 1)\Lambda} \right]. \tag{4-22}
\end{aligned}$$

式 (4-11) と (4-21) を式 (4-18) の第 4 項の遅発中性子の非相関項に代入すると、第 4 項は次のように減らすことができる。

$$\begin{aligned}
& \frac{\lambda_d m_1 \bar{v}^2 (-\rho)}{2\bar{v}(\bar{v} - 1)\Lambda} \sum_{i=1}^{imax} \alpha_i Y_i \left[ \frac{e^{-\alpha_i(\tau - \frac{[f\tau]}{f})} + e^{-\alpha_i/f} e^{\alpha_i(\tau - \frac{[f\tau]}{f})}}{(1 - e^{-\alpha_i/f})} \right] \\
&= \frac{\lambda_d m_1 \bar{v}^2 (-\rho)}{2\bar{v}(\bar{v} - 1)\Lambda} \sum_{i=1}^{imax} Y_i \times 2f. \tag{4-23}
\end{aligned}$$

式 (4-22) と (4-23) を式 (4-18) に代入し、最終的な Rossi- $\alpha$  解析式を導出した。

$$p(\tau)\Delta\tau = C_5 e^{-\alpha_p \tau} + C_6 \left[ \frac{e^{-\alpha_p(\tau - \frac{[f\tau]}{f})} + e^{\alpha_p(\tau - \frac{[f\tau]}{f} + 1)}}{(1 - e^{-\frac{\alpha_p}{f}})} \right] + C_7 - C_8 \tau. \tag{4-24}$$

ここで

$$C_5 = \frac{\lambda_d \bar{v}^2}{2} \alpha_p Y_p \left[ \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{m_1 \bar{v}(\bar{v} - 1)\Lambda} \right] \Delta\tau, \tag{4-25}$$



$$C_6 = \frac{\lambda_d m_1 \bar{v}^2 (-\rho)}{2\nu(\nu-1)\Lambda} \alpha_p Y_p \Delta\tau, \quad (4-26)$$

$$C_7 = \frac{\lambda_d \bar{v}^2}{2} \sum_{i=1}^{imax} \alpha_i Y_i \left[ \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{m_1 \nu(\nu-1)\Lambda} \right] \Delta\tau + \frac{f \lambda_d m_1 \bar{v}^2 (-\rho)}{\nu(\nu-1)\Lambda} \sum_{i=1}^{imax} Y_i \Delta\tau, \quad (4-27)$$

$$C_8 = \frac{\lambda_d \bar{v}^2}{2} \sum_{i=1}^{imax} \alpha_i^2 Y_i \left[ \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{m_1 \nu(\nu-1)\Lambda} \right] \Delta\tau. \quad (4-28)$$

核破砕中性子源駆動下の Rossi- $\alpha$  解析では式(4-24)による最小自乗フィッティングから即発中性子減衰定数 $\alpha_p$ と4つの係数 ( $C_1$ 、 $C_2$ 、 $C_3$ 、 $C_4$ ) を取得する。

### 4.1.3. パワースペクトル解析式

Rana と Degweker による理論研究<sup>4)</sup>ではオートパワースペクトル及びクロスパワースペクトル密度についても導出している。パワースペクトル解析においては遅発中性子の寄与を無視できる周波数範囲を選択するため、Feynman- $\alpha$  法や Rossi- $\alpha$  法で存在した遅発中性子項はパワースペクトル解析式には導入されていない。ここでは、角周波数 $\omega$  [s<sup>-1</sup>]ではなく周波数  $f$  [Hz]の関数として導出していく。中性子検出器 1 と 2 の間のクロスパワースペクトル密度は次のように記述できる。

$$\Phi_{12}(f) = \frac{C_1(f)}{(2\pi f)^2 + \alpha^2} + C_2(f) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\delta(f - nf_R)}{(2\pi f)^2 + \alpha^2}, \quad (4-29)$$

ここで

$$C_1(f) = H(f)\langle q \rangle^2 f_R \lambda_{d1} \lambda_{d2} (m_2 - m_1^2 + 2m_1 Y_1), \quad (4-30)$$

$$C_2(f) = H(f)\langle q \rangle^2 f_R^2 \lambda_{d1} \lambda_{d2} m_1^2, \quad (4-31)$$

$$Y_1 = \lambda_f \frac{\overline{v(v-1)}}{2\alpha}. \quad (4-32)$$

また、中性子検出器 1 のオートパワースペクトル密度は次のように表すことができる。

$$\Phi_{11}(f) = C_3(f) + \frac{C_4(f)}{(2\pi f)^2 + \alpha^2} + C_5(f) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\delta(f - nf_R)}{(2\pi f)^2 + \alpha^2}, \quad (4-33)$$

ここで

$$C_3(f) = \frac{H(f)\langle q^2 \rangle f_R \lambda_{d1} m_1}{\alpha}, \quad (4-34)$$

$$C_4(f) = H(f)\langle q \rangle^2 f_R \lambda_{d1}^2 (m_2 - m_1^2 + 2m_1 Y_1), \quad (4-35)$$

$$C_5(f) = H(f)\langle q \rangle^2 f_R^2 \lambda_{d1}^2 m_1^2, \quad (4-36)$$

ここで、 $\alpha$ は即発中性子減衰定数、 $f_R$ は加速器のパルス周波数である。 $H(f)$ は検出器と処理回路系のインパルス応答のパワースペクトル密度を示している。

オートパワースペクトル密度には式(4-33)の第1項は検出器雑音の白色雑音成分に由来する非相関項である。第2項は核分裂中性子の多重性に起因する相関成分であり、パワースペクトル解析では第2項から即発中性子減衰定数を推定される。第1項の非相関成分が卓越する場合、第2項の相関成分が白色雑音に埋もれ、即発中性子減衰定数を推定することが困難となる<sup>5,6)</sup>。

野村<sup>7)</sup>による先行研究では定常中性子源駆動下の炉雑音解析において白色雑音を低減するために独立した電子回路を備えた2つの中性子検出器の使用を提案し、その有効性を示している。この手法は2検出器法と呼ばれ、信号処理分野でよく知られているクロスパワースペクトル解析と同じである。

実際、クロスパワースペクトル密度の式(4-29)には白色雑音を考慮した非相関項は存在しない。本研究では白色雑音のないクロスパワースペクトル密度を主に解析対象とする。式(4-30)と(4-31)で定義される2つの係数には $H(f)$ が含まれ、周波数 $f$ に依存する。ただし、回路系に含まれているカウンtrateメータの周波数応答を補正することで、周波数の依存性は無視できる。よって $C_1$ 及び $C_2$ を定数として記述し、式(4-29)を次の通り書き直すことができる。

$$\Phi_{12}(f) = \frac{C_1}{(2\pi f)^2 + \alpha^2} + C_2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\delta(f - nf_R)}{(2\pi f)^2 + \alpha^2}. \quad (4-37)$$

第2項はパルス周波数 $f_R$ の整数倍位置に発生する非相関のデルタ関数状のピークを表す。パワースペクトル解析をパルス周波数の整数倍位置に限定すると、式(4-37)は次のように減らすことができる。

$$\Phi_{12}(nf_R) = \frac{C_1}{(2\pi nf_R)^2 + \alpha^2} + \frac{C_2}{(2\pi nf_R)^2 + \alpha^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4-38)$$

第 2 項の非相関項は第 1 項の非関項と比べ、はるかに大きくなることが報告されている<sup>5,6)</sup>。従って式 (13) は次のように簡略化できる。

$$\Phi_{12}(nf_R) \simeq \frac{C_2}{(2\pi nf_R)^2 + \alpha^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4-39)$$

パルス周波数 $f_R$ の整数倍位置のパワースペクトル密度に対して式 (14) による最小自乗フィッティングから即発中性子減衰定数 $\alpha$ と $C_2$ を決定できる。

次に、パルス中性子によって励起される高次モードの影響<sup>6,8,9)</sup>を検討する必要がある。左近ら<sup>7)</sup>は次式を用いることで高次モードの影響を考慮した。

$$\Phi_{12}(nf_R) \simeq \frac{C_2}{(2\pi nf_R)^2 + \alpha^2} + \frac{C_{2H}}{(2\pi nf_R)^2 + \alpha_H^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4-40)$$

式 (4-40) は式 (4-39) の基本モード式に第 2 項として高次モード項を追加している<sup>10-12)</sup>。 $\alpha_H$ は高次モードの即発中性子減衰定数を表し、 $C_{2H}$ には即発中性子の高次モードの固有関数と随伴固有関数が含まれている。

また、クロスパワースペクトル密度の非相関ピークをマスクする場合、式(4-37) は次のように表すことができる。

$$\Phi_{12}(f) = \frac{C_1}{(2\pi f)^2 + \alpha^2}. \quad (4-41)$$

パルス周波数 $f_R$ の整数倍位置にある非相関ピーク以外のパワースペクトル密度に対して式 (4-41) の最小自乗フィッティングから即発中性子減衰定数 $\alpha$ と $C_2$ を決定できる。この式は定常中性子源駆動下のパワースペクトル解析で用いられている解析式と同じである。

## 4.2. 結果

### 4.2.1. 平均計数率

核破砕パルス中性子源駆動下の表 1 の未臨界パターンにおいて平均中性子計数率を測定した。図 4-1 は各中性子計数管で得られた中性子計数率の未臨界度依存性を示している。この計数率に対しては検出器の不感時間による中性子検出の補正は行っていない。未臨界パターン A において観測される計数率の低下は陽子ビーム強の低下に起因する。他のパターンでは未臨界度が深くなるに従って検出器 B1 及び B2 の計数率が低下するが、パターン F においては B1 の計数率が増加する。これは中心架台が引き抜かれることで検出器 B1 と燃料領域の間にあった中性子反射体がなくなり、中性子遮蔽効果が減少し、B1 に到達する中性子の数が増加するためである。また、炉心から最も遠く、中性子源の近くに配置された検出器 B4 は他の検出器と比べて未臨界度依存性が低い。

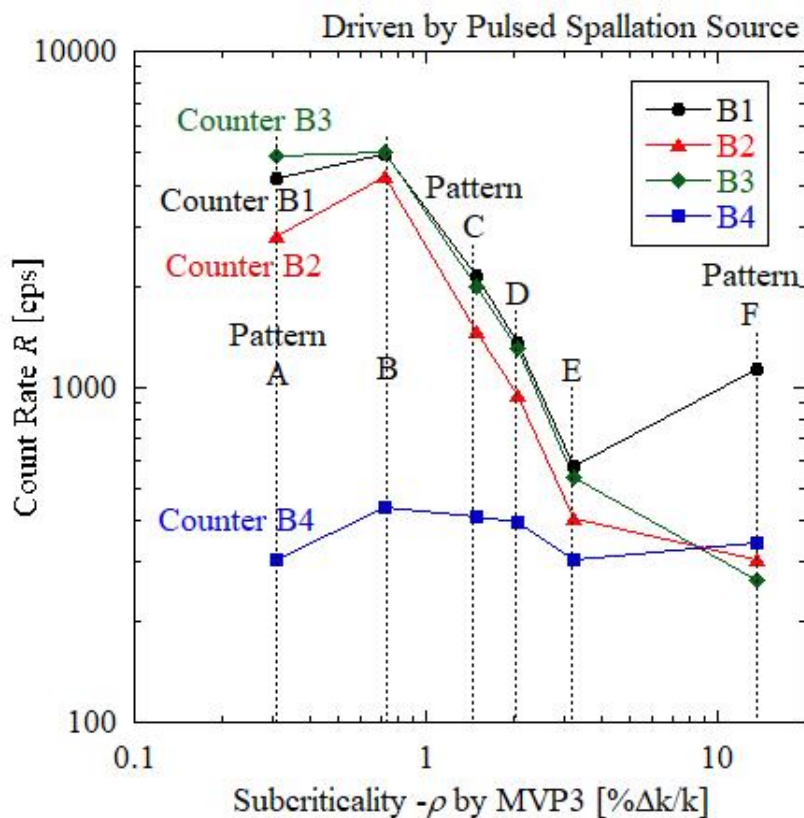


図 4-1 : 中性子計数率の未臨界度依存性

## 4.2.2. Feynman- $\alpha$ 解析結果

図 4-2 は検出器 B1 について核破砕パルス中性子源駆動下の Feynman- $\alpha$  解析で得られた相関振幅  $Y$  のゲート時間  $T$  と未臨界度に対する依存性を示している。 $Y$  のゲート時間に対する依存性はパルス中性子源の周期性に従って振動する。また、浅い未臨界状態のパターン B の  $Y$  値はゲート時間の拡大に従って増加する傾向がみられるが、パターン C 以降の深い未臨界パターンでは  $Y$  値の増加傾向はほとんどなく、パルス中性子源による振幅も減少している。式 (4-13) による最小自乗フィッティング曲線は観測された  $Y$  値に一致した。

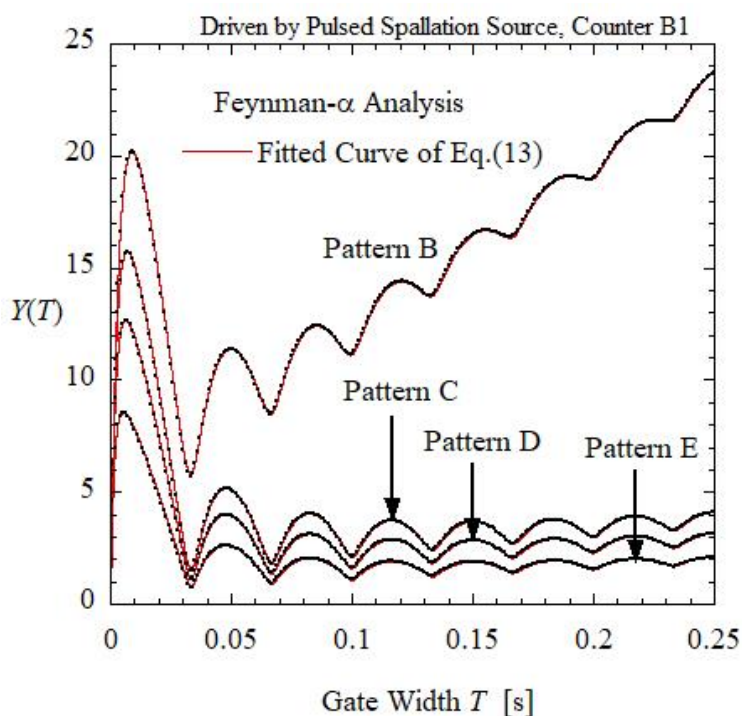


図 4-2 : 核破砕パルス中性子源駆動下の Feynman- $\alpha$  解析で得られた相関振幅  $Y$  のゲート時間  $T$  と未臨界度に対する依存性

検出器 B2 及び B3 では B1 と同様な結果となったが、B4 からは他の検出器と異なる結果が得られた。図 4-3 は検出器 B4 における Feynman- $\alpha$  解析で得られた  $Y$  値のゲート時間  $T$  と未臨界度に対する依存性を示している。約 0.03 秒より短いゲート時間では未臨界パターン間の  $Y$  値に僅かな違いが観測できるが、以降の  $Y$  値に未臨界度依存性はほとんど確認できなかった。この特徴は検出器 B4 が未臨界度情報を有する核分裂中性子をほとんど検出せず、核破砕中性子源から検出器に直接到達した核破砕中性子の検出が支配的であることを示唆している。

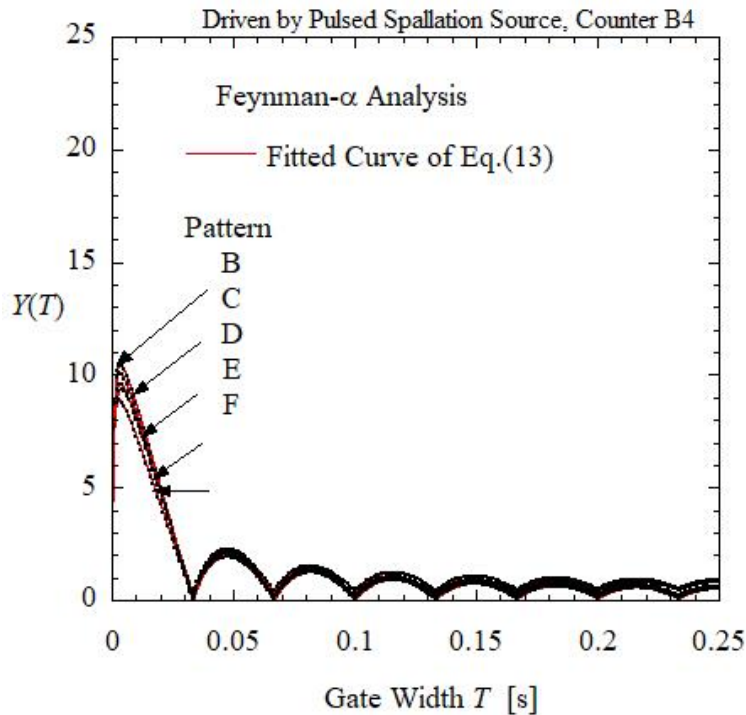


図 4-3：検出器 B4 における Feynman- $\alpha$  解析で得られた Y 値のゲート時間 T と未臨界度に対する依存性

図 4-4 では核破砕パルス中性子源駆動下の Feynman- $\alpha$  解析から得られた即発中性子と第 3 章で決定した即発中性子減衰定数の参照値との比較を示している。参照値は燃料固有中性子源駆動下の 3 つの中性子検出器 (B1、B2、B3) で得られた即発中性子減衰定数を平均して、平均値と標準偏差を取得した。また、即発中性子減衰定数の誤差は非線形最小自乗法に基づいて得られた統計的不確かさ ( $\pm 1\sigma$ ) を示している。検出器 B1、B2、B3 の即発中性減衰定数は燃料固有中性子源駆動下の参照値と統計誤差の範囲で一致している。しかし、検出器 B4 は炉心から遠く中性子源に近い位置のため、燃料固有中性子源駆動下の即発中性子減衰定数に対して過大評価となった。この特徴は検出器 B4 において核分裂連鎖反応の相関情報を有する核分裂中性子の検出効率が非常に低く、核破砕中性子源から直接検出器に到達した核破砕中性子の検出が支配的であることを強く示唆している。この比較から燃料領域の近傍に配置されている検出器 B1、B2、B3 では核分裂中性子の検出効率は十分高いと考える。

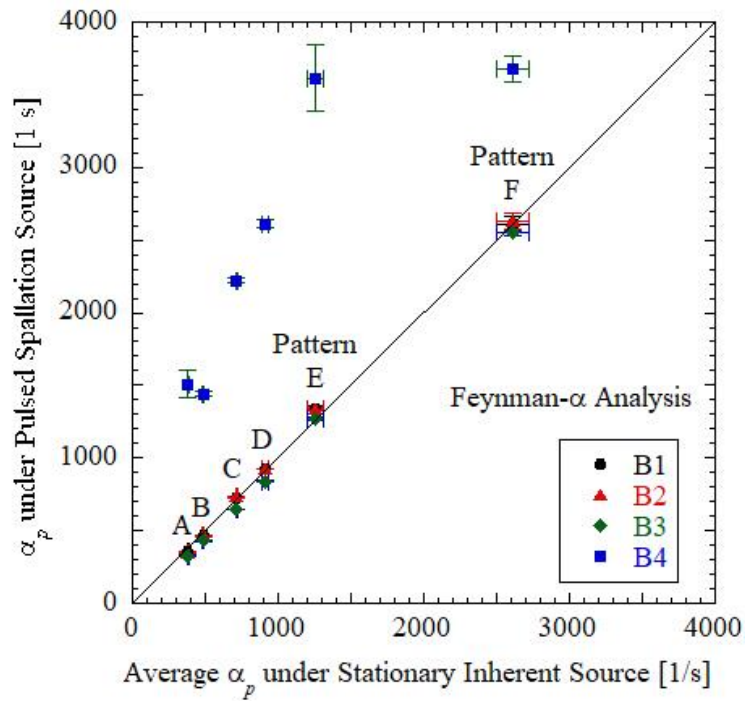


図 4.4 : 核破砕パルス中性子源駆動下の Feynman- $\alpha$  解析から得られた即発中性子と参照値の比較

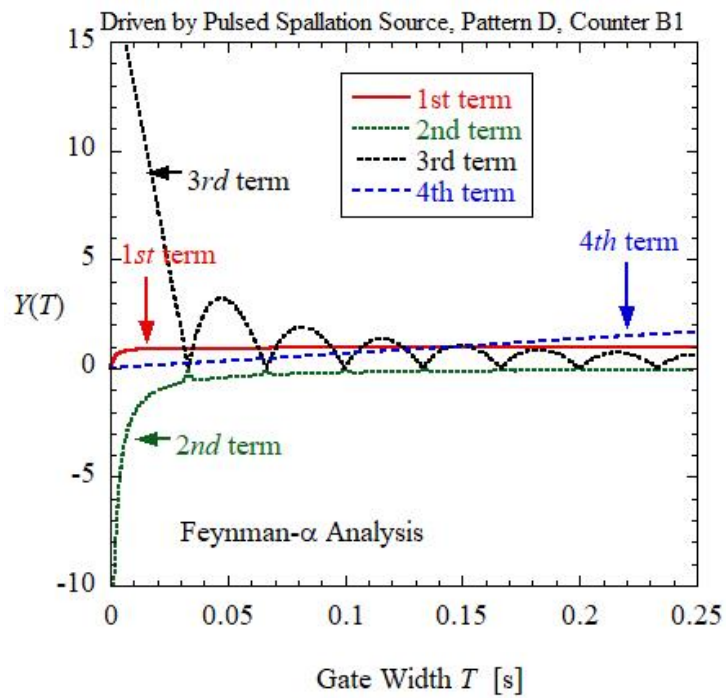


図 4.5 : 各成分項のゲート時間依存性



図 4-5 は未臨界パターン D の検出器 B1 において式(4-13)の最小自乗フィッティングから得られた各成分項のゲート時間依存性を示している。検出器 B1 は核破砕ターゲットから最も遠く、炉心の反対側に位置するため、核破砕中性子の直接検出による影響はほとんどない。第 1 項は核分裂連鎖反応に由来する非ポアソン性の相関成分、第 2 項及び第 3 項はパルスの周期性に由来する非相関成分、第 4 項は遅発中性子及びビーム強度の変動による非相関成分を示している。第 1 項のゲート時間依存性は燃料固有中性子源駆動下のものと似た形状をもつ。パルスの周期性により、第 2 項及び第 3 項はゲート時間の拡大に従って振動する。また、第 2 項の頂点と第 3 項の谷においてゲート時間とパルス周期が同期するため、小さく鋭いピークが観察できるが、合成曲線において負と正の鋭いピークは相殺され、パルス周期の整数倍位置でなだらかな凹状の谷となる。

### 4.2.3. Rossi- $\alpha$ 解析結果

図 4-6 には検出器 B1 の Rossi- $\alpha$  解析で得られた条件付き計数確率 $p(\tau)$ の時間間隔と未臨界度に対する依存性を示している。式 (4-24) による最小自乗フィッティングでは $p(\tau)$ の確率分布に一致しているように見える。しかし、図 4-6 の 0.03sec に位置するピーク部分を拡大した図 4-7 では、ピークの頂点付近においてフィッティング曲線が $p(\tau)$ から逸脱している。計数確率分布 $p(\tau)$ はパルス周期の整数倍に位置するピークの頂点付近は滑らかな凸形状となっている。一方、式 (4-24)のフィッティング曲線は入力パルスの形状をデルタ関数と仮定しており、ピーク頂点は鋭い凸形状となっている。加速器のパルス幅 100nsec は Rossi- $\alpha$  法で取り扱う時間スケールに対して十分に短いため、デルタ関数の入力パルス仮定は成立するはずである。ここでは、確率分布 $p(\tau)$ のパルスピーク位置に観察される滑らかな凸形状のピークについて検討する。

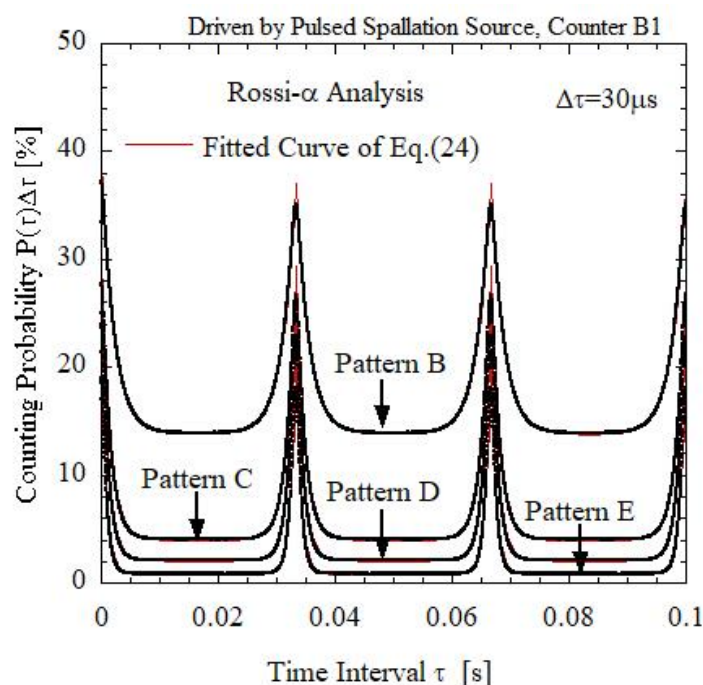


図 4-6 : Rossi- $\alpha$  解析で得られた条件付き計数確率 $p(\tau)$ の時間間隔と未臨界度に対する依存性

過去のパルス中性子実験<sup>6,8,9,13)</sup>では核破碎パルス中性子の発生に対する検出器応答の遅延が観察された。この遅延は高速中性子が熱中性子に減速されるまでの減速または熱化時間と炉心及び検出器に到達するまでの熱中性子拡散時間に

起因すると考えられてきた。また、検出器応答の遅延を高次モードの励起による空間高調波の影響としても解釈することができる<sup>14,15)</sup>。

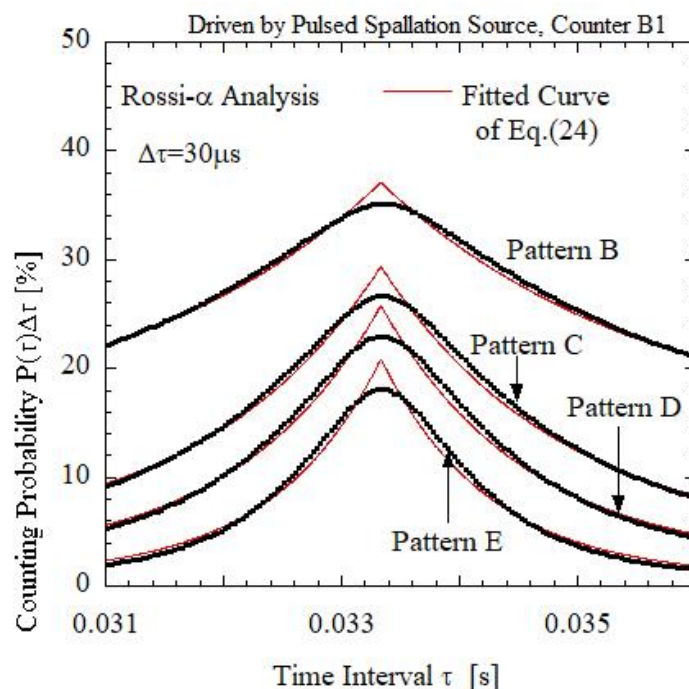


図 4-7 : 図 4-6 のピーク付近の拡大図

図 4-8 は本実験で測定された中性子発生直後の中性子計数の振る舞いを示している。横軸はターゲットでの中性子発生後の経過時間、縦軸はパルスあたりの中性子計数率 $[n/100\mu]$ である。パルス発生後の中性子計数率の減衰は 1 点炉動特性近似を仮定すると単純な指数関数に従う。しかし、1msec より短い時間間隔領域において計数率の減衰は 1 点炉近似に基づいた指数関数曲線から逸脱し、検出器応答の遅延により滑らかな凸形状となっている。また、他の検出器においても同様の傾向が観察された。パルス中性子法で得られる中性子計数率の減衰と Rossi- $\alpha$  法で得られる確率分布 $p(\tau)$ の違いは時間間隔の基準となるトリガーのみであり、パルス中性子法では中性子発生時刻、Rossi- $\alpha$  法では中性子検出時刻が基準となる。両手法はトリガー時刻からの中性子計数率の減衰を観察するため、高調波による検出器応答遅延の解釈は Rossi- $\alpha$  法においても同様である。結局、Rossi- $\alpha$  解析におけるフィッティング式(4-24)は 1 点炉動特性近似に基づいているため、確率分布 $p(\tau)$ に対する解析式としてそのまま適用することは妥当ではない。過去のパルス中性子実験<sup>6,9)</sup>では、一点炉近似に基づく指数関数曲線から逸脱した計数率データに対してマスキング手法が適用され、従来式による最小自乗フィッティングから基本モードの即発中性子減衰定数が決定された。これは

高次モードによる空間高調波は時間の経過に従って減衰し、最終的に計数率の減衰は基本モードに従う。つまり、マスクング手法は高調波の影響する時間間隔領域の計数率データを無視することで、残った計数率データは基本モードに従った減衰となり、従来の一点炉近似に基づく指数関数曲線による最小自乗フィッティングを可能とする。このマスクング手法を本研究では Rossi- $\alpha$  解析に適用した。

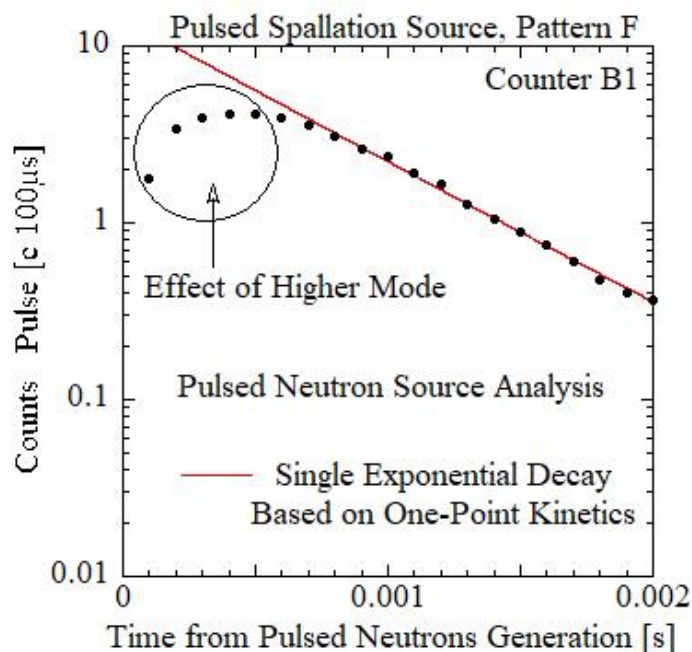


図 4-8：中性子発生直後のパルスあたりの中性子計数率

図 4-9 は Rossi- $\alpha$  法の計数確率分布に対してマスクング手法を適用した結果を示している。各パルスピークの頂点付近にある計数確率データをマスクングによって消去し、残った計数確率分布に対して式 (4-24) による最小自乗フィッティングを行った。図 4-6 のフィッティング結果と比較すると、フィッティング式 (4-24) の確率分布に対する逸脱は解消された。また、マスクング手法の適用範囲は次のように決定した。マスクング手法を適用する前の計数確率データとマスクング手法で得られたフィッティング曲線間の相関係数を求め、相関係数が最大となるマスクング適用時間幅を採用した。図 4-10 は検出器 B1 の未臨界パターン B から E において得られた相関係数のマスクング適用時間間隔の依存性を示している。相関係数は最小自乗フィッティング曲線と確率分布の整合性を示す指標である。相関係数はマスクング適用幅の拡大に従って増加し、1680～1860 $\mu$ sec の範囲において最大値が現れた。本研究ではすべての検出器、未臨界

パターンに対して上述の手順に従って最適なマスクング適用幅を決定した。

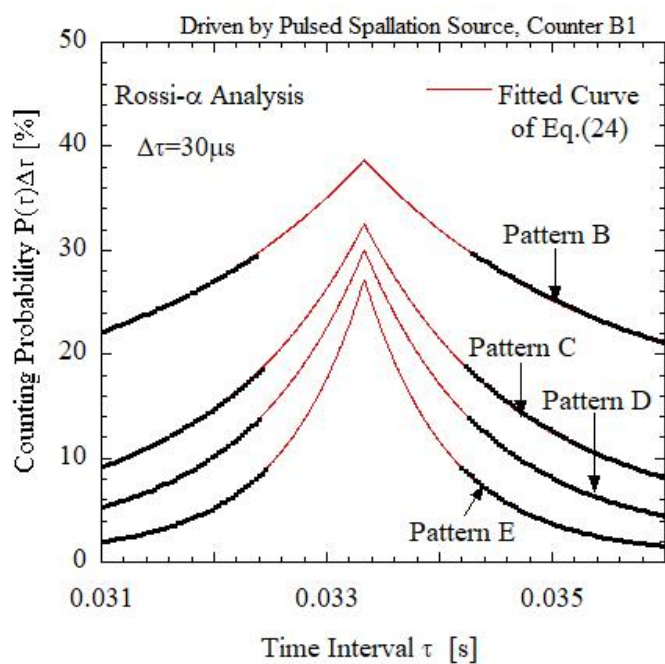


図 4-9 : 図 4-7 に対するマスクング手法の適用結果

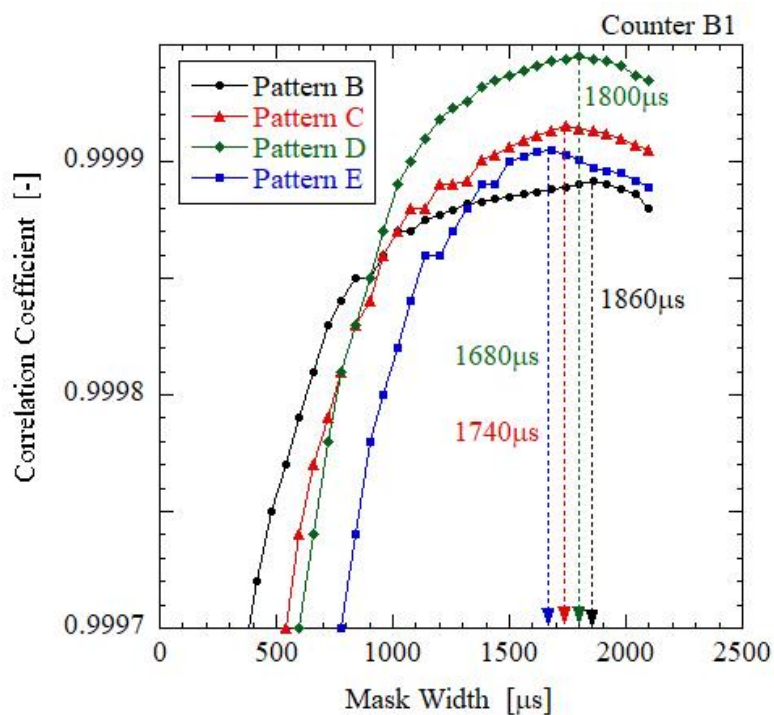


図 4-10 : 相関係数のマスクング適用範囲に対する依存性

図 4-11 は核破砕パルス中性子源駆動下の Rossi- $\alpha$  解析で得られた即発中性子減衰定数 $\alpha_p$ と燃料固有中性子源駆動下で得られた参照値との比較を示している。なお、この結果はマスクング手法を適用していないケースである。マスクング手法未適用の Rossi- $\alpha$  法で得られた即発中性子減衰定数は参照値に対して過小評価となった。マスクング手法を適用することで図 4-12 のように図 4-11 で見られた即発中性子減衰定数の過小評価は解消された。検出器 B4 を除いて、マスクング手法を適用した即発中性子減衰定数は参照値と統計誤差の範囲で一致した。燃料領域から遠く、中性子源の近くに配置された検出器 B4 では非増倍系の反射体領域においてパルス中性子の減衰が極めて速いため、即発中性子減衰定数は大きな値となった。前述の Feynman- $\alpha$  解析においては高次モードの影響を考慮していないが、図 4-3 のように得られた即発中性子減衰定数は参照値と一致した。図 4-4 に示すように式 (4-13) の無相関項には第 2 項と第 3 項の負と正の鋭いピークがあり、高次モードの影響はこの負と正両方のピーク形状に作用すると考える。Feynman- $\alpha$  解析における良好な結果は高次モードの影響も含めて、これらピークの相殺が要因であると考えられる。

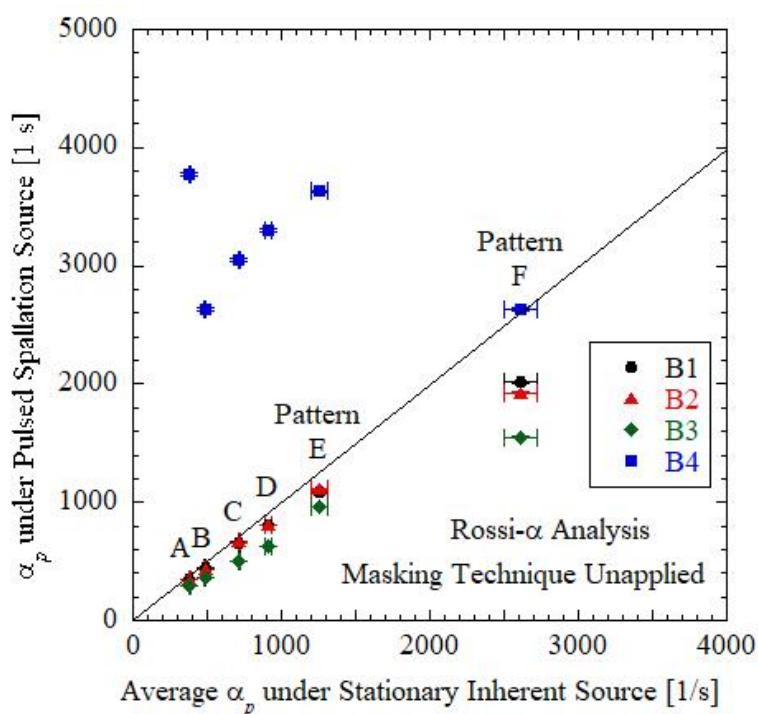


図 4-11：核破砕パルス中性子源駆動下の Rossi- $\alpha$  解析で得られた即発中性子減衰定数と参照値の比較（マスクング法非適用）



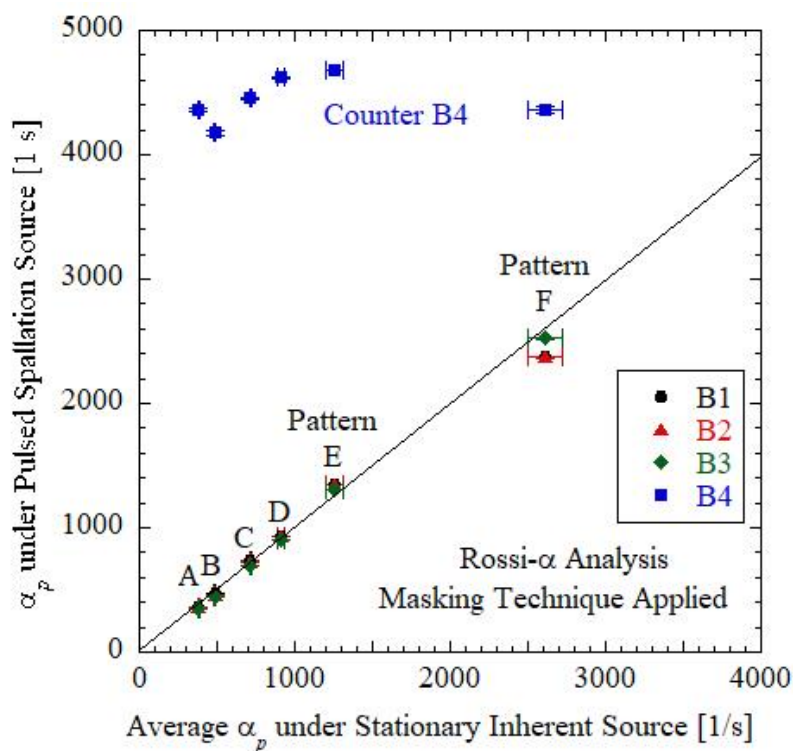


図 4-12：核破砕パルス中性子源駆動下の Rossi- $\alpha$  解析で得られた即発中性子減衰定数と参照値の比較（マスクング法適用）

図 4-13 は未臨界パターン D の検出器 B1 においてマスクング手法を適用した Rossi- $\alpha$  解析の式 (4-13) による最小自乗フィッティングから得られた各項の時間間隔依存性を示している。第 1 項は核破砕連鎖反応に由来する相関成分であり、この時間間隔依存性は燃料固有中性子源駆動下のものと似た形状をもつ。第 4 項の比例項は遅発中性子の相関成分であるが、図 4-13 から分かる通り、ほとんど寄与しない。また、式(4-20)のマクローリン展開では打ち切り次数を一次としたが、Rossi- $\alpha$  法では遅発中性子の高次項とマクローリン展開の 1 次項は無視できると考える。

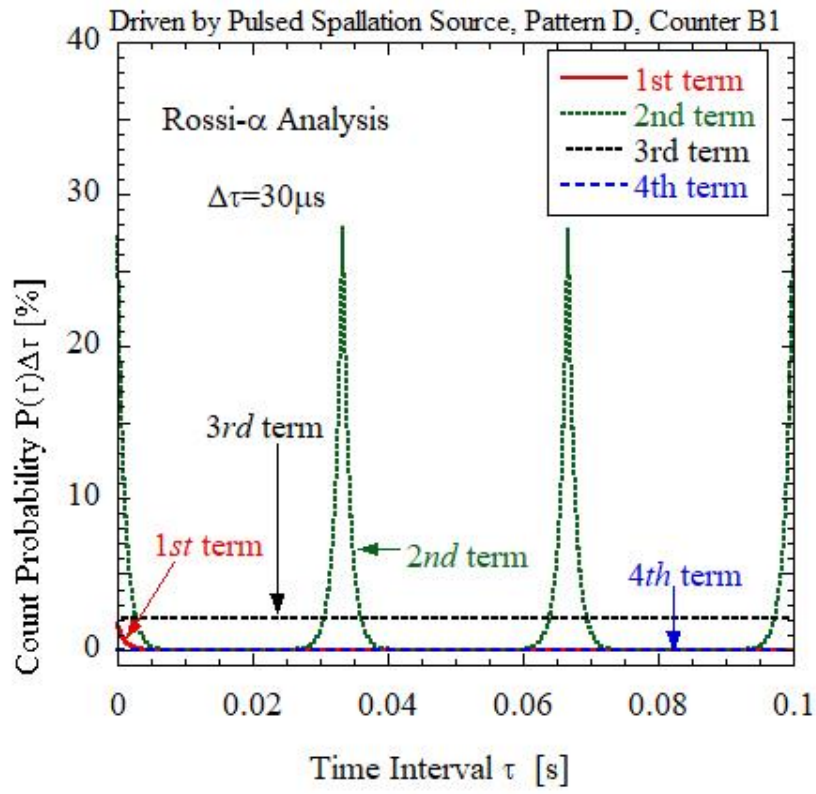


図 4-13 : 各成分項の時間間隔依存性



#### 4.2.4. パワースペクトル解析

図 4-14 (a) と (b) は未臨界パターン F における検出器 B1 で測定されたオートパワースペクトル密度と、中性子検出器 B1 と B2 間のクロスパワースペクトル密度をそれぞれ示している。オートパワースペクトル密度の解析式 (4-33) は第 1 項の検出器雑音の白色雑音成分に由来する非相関項と第 2 項の核分裂連鎖反応に由来する連続相関成分、第 3 項のデルタ関数状のパルスの周期性に由来する非相関成分で構成され、第 1 項の非相関成分が卓越する場合、第 2 項の相関成分が白色雑音に埋もれ、即発中性子減衰定数を推定することが困難となる。

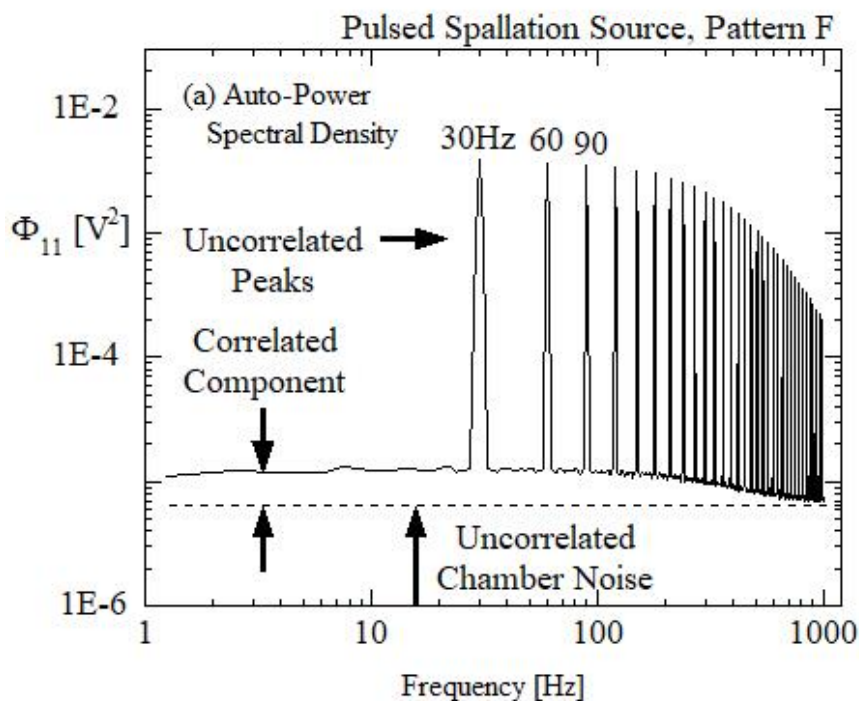


図 4-14 (a) : 未臨界パターン F で測定されたオートパワースペクトル密度

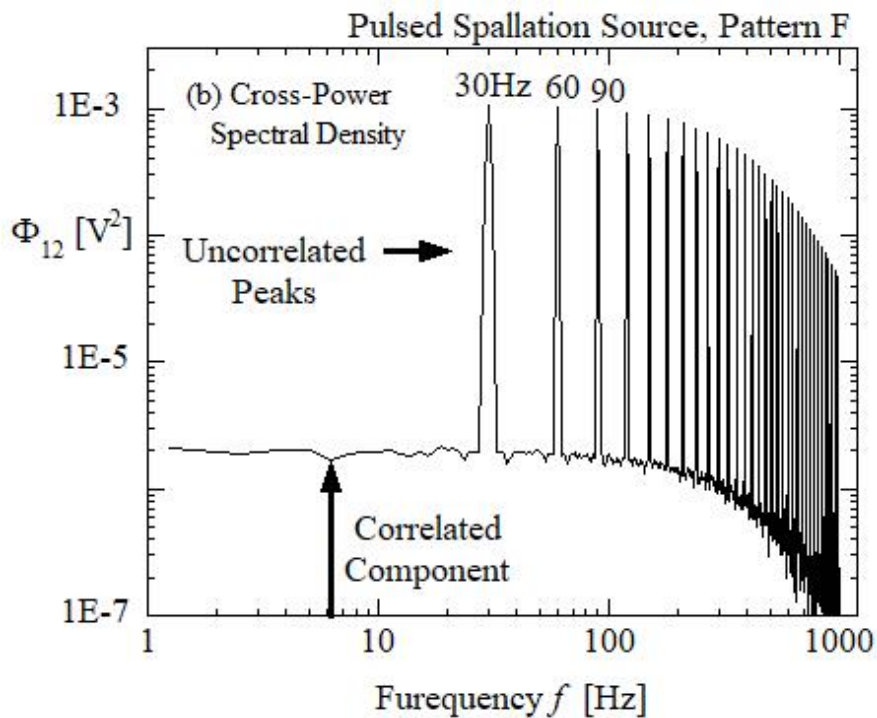


図 4-14 (b) : 未臨界パターン F で測定されたクロスパワースペクトル密度

一方、クロスパワースペクトル密度の解析式 (4-39) では独立した処理回路を持つ 2 検出器間の相関解析を行うため、検出器由来の白色雑音による非相関項は存在しない。オートパワースペクトル密度と比べてクロスパワースペクトル密度の相関成分は 10 倍 (20dB) を超え、即発中性子減衰定数の推定にクロスパワースペクトル解析が適しているのは明らかである。過去の研究<sup>6)</sup>では本研究と同様の未臨界炉体系においてポアソン性の D-T パルス中性子源駆動下のパワースペクトル解析が実施された。

図 4-15 (a) および (b) は D-T パルス中性子源駆動下で測定されたクロスパワースペクトル密度を示している。D-T 加速器の駆動周波数はそれぞれ 20 及び 500 Hz であり、MVP3 コードによって計算された未臨界度は 13.59% $\Delta k/k$  は本研究のパターン F に相当する。しかし、クロスパワースペクトル密度では相関成分は観察できず、式 (4-39) の最小自乗フィッティングによる発中性子減衰定数の決定は不可能であった。当然ながらオートパワースペクトル密度においても相関成分は観察できなかった。本研究の核破砕パルス中性子源駆動下の測定では D-T パルス中性子源駆動下の測定と対称的に図 4-14 のような相関成分が観察できる。

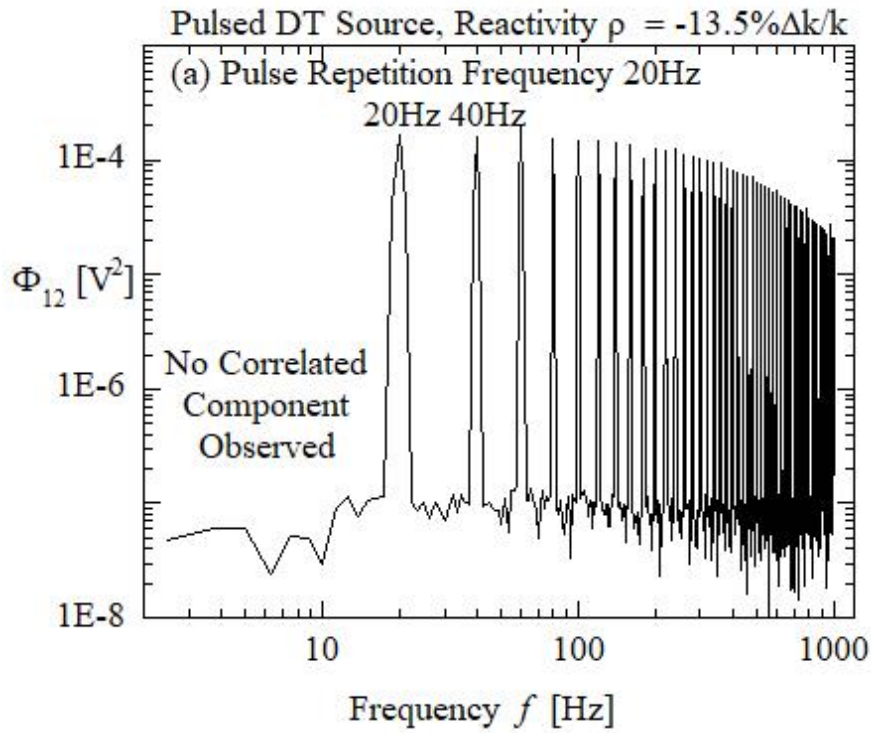


図 4-13 (a) : D-T パルス中性子源駆動下で測定された  
クロスパワースペクトル密度

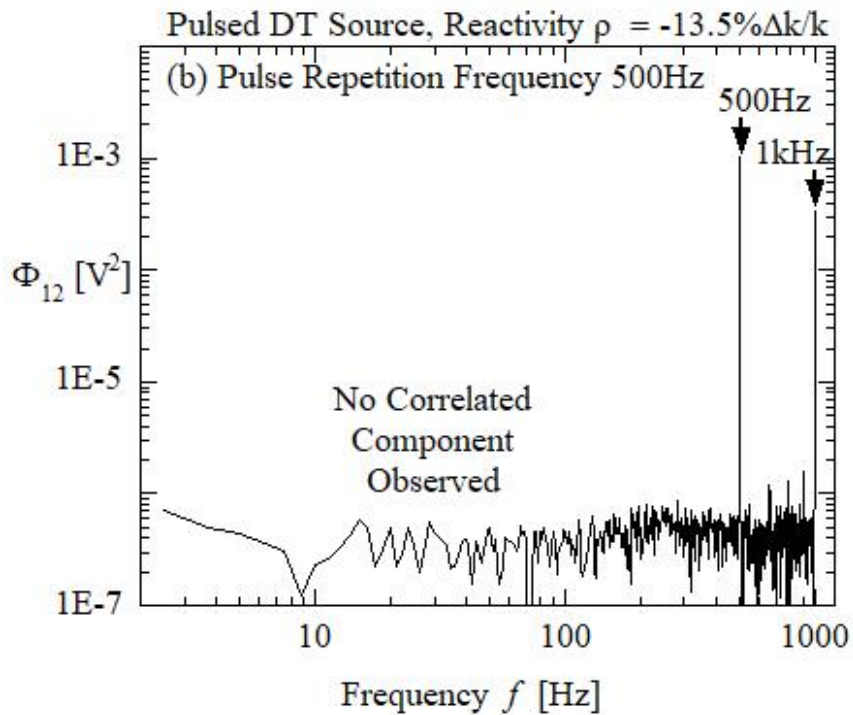


図 4-13 (b) : D-T パルス中性子源駆動下で測定された  
クロスパワースペクトル密度

図 4-16 はパターン F で測定されたクロスパワースペクトル密度の相関成分に対する式 (4-40) による最小自乗フィッティング結果を示す。このフィッティングにおいては、パルス中性子源に起因する 33 個のデルタ関数状の非相関ピーク部分に対するスペクトル密度をマスクしている。相関成分に対するフィッティング曲線はパワースペクトル密度と一致している。図 4-17 はパターン F で測定されたクロスパワースペクトル密度の非相関ピークに対する式 (4-39) 及び式 (4-40) による最小自乗フィッティング結果を示す。式 (4-39) によるフィッティング曲線は約 500Hz 以降の高周波領域において非相関ピークからの系統的な偏差が観測される。一方で式 (4-40) によるフィッティング曲線は全周波数範囲において非相関ピークのトレンドと完全に一致し、すべての未臨界パターンにおいて式 (4-40) によるフィッティングは成功している。

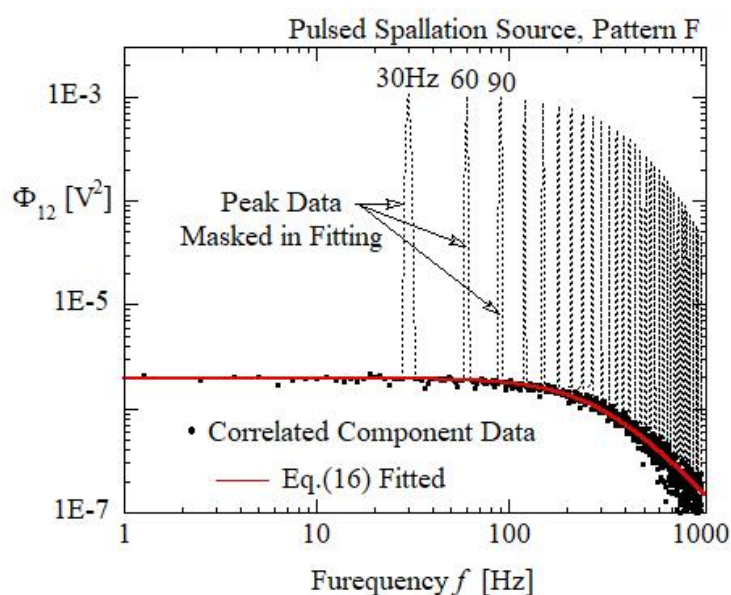


図 4-16 : クロスパワースペクトル密度の相関成分に対する  
最小自乗フィッティング結果

図 4-18 では核破砕中性子源駆動下のクロスパワースペクトル (CPS) 解析から得られた即発中性子減衰定数と核破砕中性子駆動下の Rossi- $\alpha$  解析から得られた即発中性子減衰定数の平均値と比較した。式 (4-39) を非相関ピークのフィッティングに用いた場合の即発中性子減衰定数は Rossi- $\alpha$  で得られた減衰定数と比較して過小評価となった。式 (4-39) とは対称的に高次モード項を追加した式 (4-40) を非相関ピークのフィッティングに用いることで、即発中性子減衰定数の過小評価は解消された。相関成分に対する式 (4-40) によるフィッティングから得られた即発中性子減衰定数は Rossi- $\alpha$  解析で得られた減衰定数と統計誤差 ( $\pm 2\sigma$ )

の範囲で一致した。相関成分に対するフィッティング精度の向上のためには、10分よりはるかに長い測定時間を必要とする可能性がある。

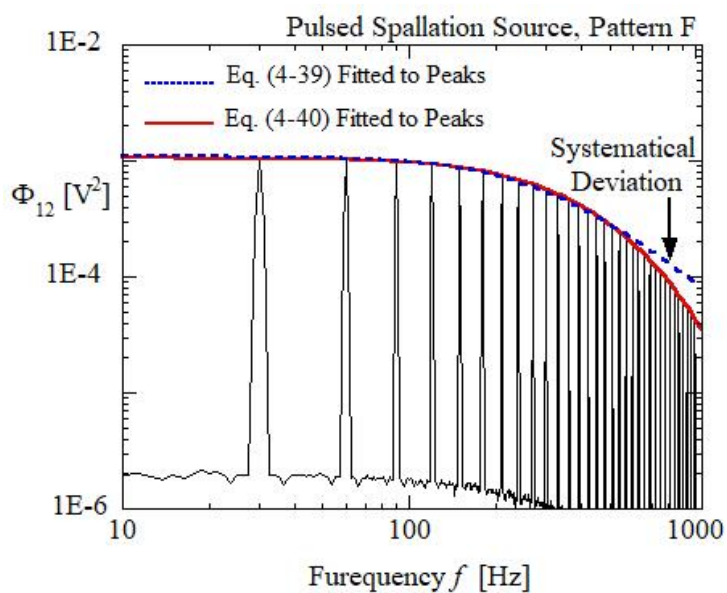


図 4-17 : クロスパワースペクトル密度の非相関ピークに対する最小自乗フィッティング結果

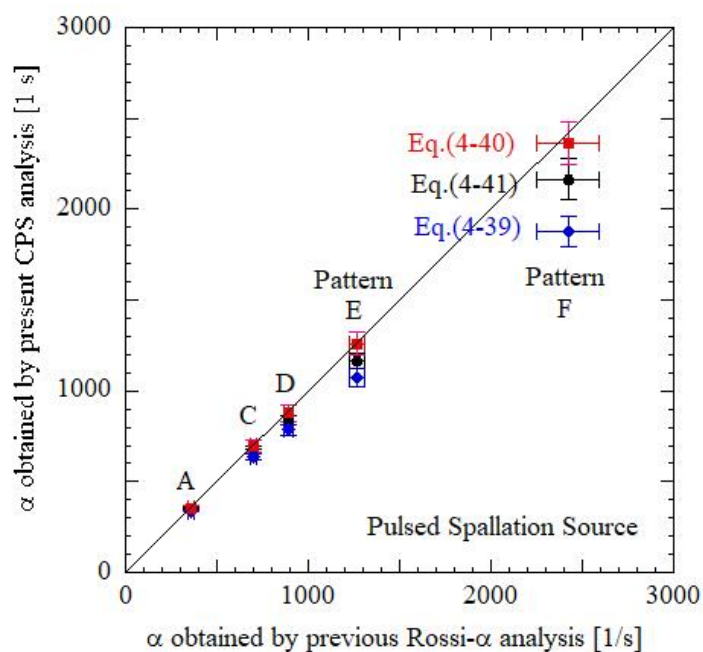


図 4-18 : 核破砕中性子源駆動下のクロスパワースペクトル CPS 解析と Rossi- $\alpha$  解析の即発中性子減衰定数の比較

### 4.3. 核破砕中性子源下とポアソン性中性子源下の相関振幅の比較

多くの著者ら<sup>1,4,16-21)</sup>によって非ポアソン性の中性子源である核破砕中性子源が原子炉雑音解析の相関振幅を増加させることを理論的に示された。

ここでは、核破砕中性子源駆動下の Feynman- $\alpha$  及び Rossi- $\alpha$  解析から得られた相関振幅をポアソン性の中性子源駆動下で得られた相関振幅と比較する。

Feynman- $\alpha$  及び Rossi- $\alpha$  解析式の即発相関振幅 $C_1$ および $C_5$ をよく知られている形式に書き直すことができる。相関振幅に含まれる即発量 $Y_p$ は、次のように記述できる<sup>1)</sup>

$$Y_p = \frac{\overline{v(v-1)}}{\overline{v^2}\alpha_p^2}. \quad (4-42)$$

式(4-42)を式(4-14)および式(4-25)に代入すると、以下の式が得られる。

$$C_1 = \lambda_d \frac{\overline{v(v-1)}}{\alpha_p^2} \left[ \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{m_1 \overline{v(v-1)}\Lambda} \right], \quad (4-43)$$

及び

$$C_5 = \frac{\lambda_d \overline{v(v-1)}}{2\alpha_p} \left[ \lambda_f + \frac{(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{m_1 \overline{v(v-1)}\Lambda} \right] \Delta\tau. \quad (4-44)$$

ポアソン性の定常中性子源の従来の Feynman- $\alpha$  及び Rossi- $\alpha$  解析式の相関振幅 $C_{1P}$ 及び $C_{5P}$ は次のように記述できる<sup>23)</sup>

$$C_{1P} = \lambda_d \lambda_f \frac{\overline{v(v-1)}}{\alpha_p^2}, \quad (4-45)$$

及び

$$C_{5P} = \frac{\lambda_d \lambda_f \overline{v(v-1)}}{2\alpha_p} \Delta\tau, \quad (4-46)$$

ここで

$$\lambda_d = \varepsilon \lambda_f. \quad (4-47)$$

非ポアソン中性子源とポアソン中性子源において検出効率 $\varepsilon$ が変化しないと仮定すると、次の関係が成り立つ。

$$C_1 = C_{1P} + \frac{\lambda_d(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{m_1\alpha_p^2\Lambda}, \quad (4-48)$$

及び

$$C_5 = C_{5P} + \frac{\lambda_d(m_2 - m_1^2)(-\rho)}{2m_1\alpha_p\Lambda} \Delta\tau. \quad (4-49)$$

$C_1$ および $C_5$ の右辺の第2項は核破砕中性子源の非ポアソン性による相関振幅の増加を表している。第2項による寄与は臨界状態 ( $-\rho = 0$ ) において0となり、未臨界度が深くなるに従って増加する。

次に核破砕パルス中性子源の非ポアソン性による相関振幅の増加を実験的に確認する。

図4-19は核破砕パルス中性子源と燃料固有中性子源駆動下のFeynman- $\alpha$ 解析から得られた相関振幅 $C_1$ 及び $C_{1P}$ の比較を示している。なお、燃料固有中性子源は主に(a, n)反応によって発生した中性子が支配的であり、自発核分裂はほとんど寄与しないため、ポアソン性の中性子源と見なすことができる。図4-19は未臨界度が深くなるに従って相関振幅 $C_1$ と $C_{1P}$ の差が大きくなり、核破砕中性子源の非ポアソン性による相関振幅の増加が未臨界度に依存していることを確認できる。図4-20は核破砕パルス中性子源と燃料固有中性子源駆動下のRossi- $\alpha$ 解析から得られた相関振幅 $C_2$ 及び $C_{2P}$ の比較を示している。Rossi- $\alpha$ 解析においても核破砕中性子源の非ポアソン性による相関振幅の増加が確認できる。ただし、実際には核破砕パルス中性子源と燃料固有中性子源駆動下で検出効率 $\varepsilon$ は異なり、検出効率 $\varepsilon$ は未臨界度に依存するため、非ポアソン性の定量評価は困難であり、非ポアソン性による相関振幅の増加は定性的な観察に限定される。次の節において非ポアソン性の定量的な指標の決定を試みた。



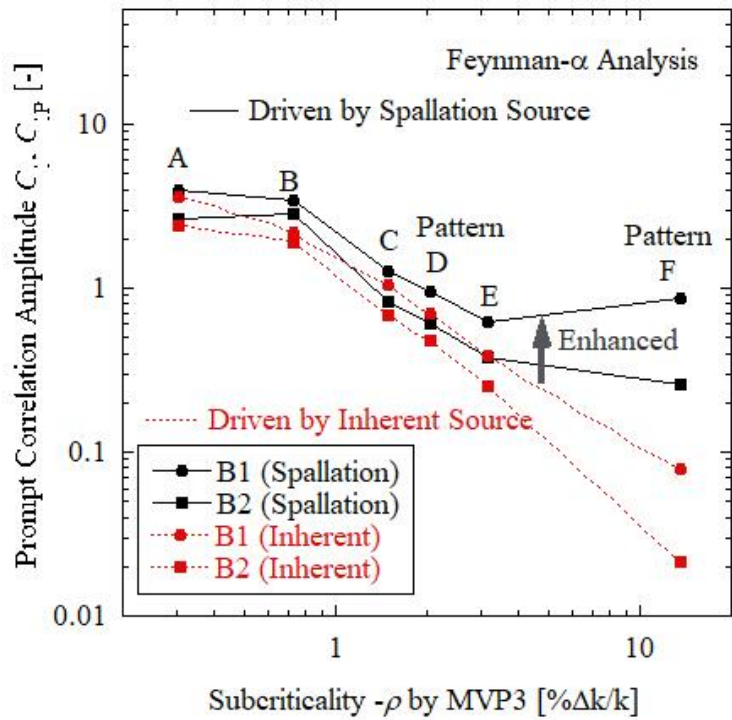


図 4-19 : Feynman- $\alpha$  解析から得られた相関振幅 $C_1$ 及び $C_{1P}$ の比較

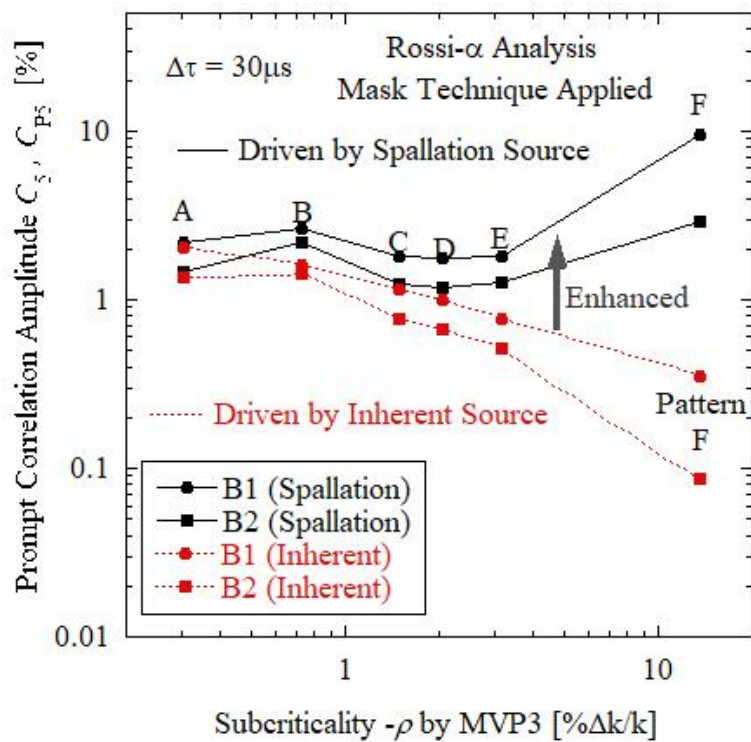


図 4-20 : Rossi- $\alpha$  解析から得られた相関振幅 $C_2$ 及び $C_{2P}$ の比較



## 4.4. 非ポアソン性指標の決定

### 4.4.1. Rossi- $\alpha$ 法

Rossi- $\alpha$  解析式(4-26)に含まれている係数 $C_5$ を $C_6$ で割ると次の式が得られる。

$$\frac{C_5}{C_6} = \frac{\lambda_f \sqrt{v(v-1)} \Lambda}{m_1(-\rho)} + \frac{m_2 - m_1^2}{m_1^2}. \quad (4-50)$$

この式には検出効率がなく、未臨界度が深くなるに従って第 2 項に漸近する。第 2 項は核破砕中性子源の非ポアソン性を定量的に表しており、Degweker's factor と呼ばれることがある。ビームあたりの中性子多重性 (multiplicity) がポアソン分布に従う場合は $m_2 = m_1^2$ となるため、Degweker's factor は 0 となる。Degweker ら<sup>4)</sup>による核破砕中性子源駆動下に対する Rossi- $\alpha$  解析の理論計算では非ポアソン性による影響を理論的に示している。一般的に 1 次階乗モーメント(平均)の 2 乗と 2 次階乗モーメント(分散)の比は多重性を示す指標として使用されてきた。例として Diven factor<sup>23)</sup>は、核分裂反応から放出された核分裂中性子数の 1 次階乗モーメントの 2 乗に対する 2 次階乗モーメントの比として定義され、核分裂反応から発生する中性子の多重性を示す重要な指標となっている。Degweker's factor に 1 を加算すると 1 次階乗モーメントの 2 乗と 2 次階乗モーメントの比となり、パルスビームあたりの核破砕反応から発生する中性子の多重性の指標なる。よって Degweker's factor は核破砕反応の中性子多重性の指標として利用できる。この多重性は炉雑音解析における非ポアソン特性の本質的な要因であり、実験的に決定する必要がある。

図 4-21 は核破砕中性子源駆動下の Rossi- $\alpha$  解析から得られた係数比 $C_5/C_6$ の未臨界度依存性を示している。未臨界度パターン C 以降の深い未臨界範囲において係数比の未臨界度依存性はほとんど観察されず、係数比 $C_5/C_6$ の漸近値と見なすことができる。パターン C から F までの未臨界範囲において 4 つの検出器から得られた計数比を平均して得られた式 (4-50) の第 2 項、つまり Degweker's factor は  $0.067 \pm 0.011$  であった。この値が正であることから核破砕中性子源による非ポアソン性を確認することができる。また、核破砕ターゲットに入射する陽子エネルギーが 100MeV より高い場合、Degweker's factor はより大きな正の値となる<sup>24)</sup>。

式 (4-48)、(4-49) の第2項には、次の量が含まれる。

$$\frac{m_2 - m_1^2}{m_1} \quad (4-51)$$

上記の量は、Degweker's factor と  $m_1$  の積である。 $m_1$  は陽子ビームのパルス束あたりに発生する中性子の平均数であり、陽子ビーム強度に比例する。式 (4-48) および (4-49) の第2項に含まれている未臨界度を固定すると、前述した相関振幅の増加量は Degweker's factor と陽子ビーム強度の増加に従って大きくなると考える。

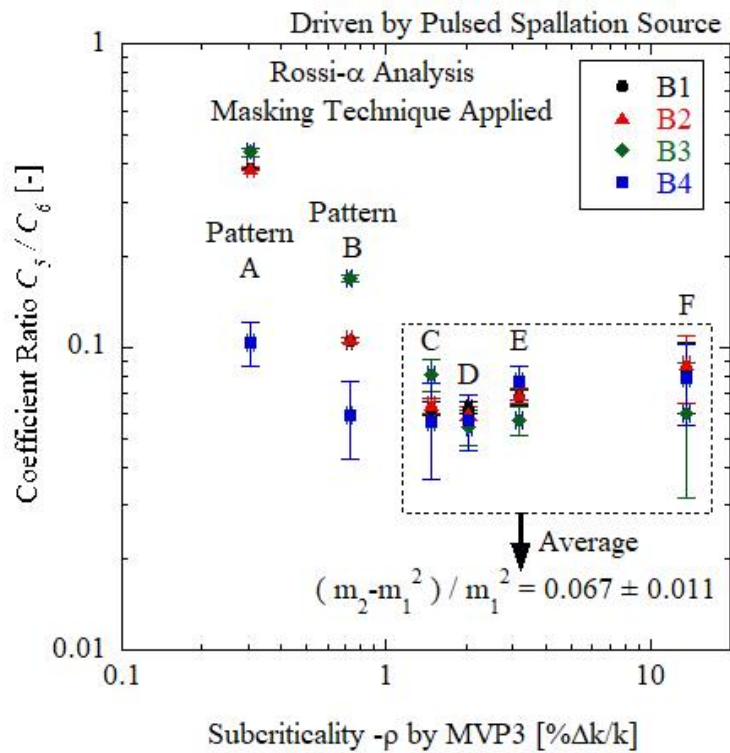


図 4-21 : 核破砕中性子源駆動下の Rossi- $\alpha$  解析から得られた係数比  $C_5/C_6$  の未臨界度依存性

#### 4.4.2. パワースペクトル法

クロスパワースペクトル密度の解析式の係数式 (4-30) を式 (4-31) で割ると、次の式が得られる

$$f_R \frac{C_1}{C_2} = \frac{\lambda_f \overline{v(v-1)}}{m_1 \alpha} + \frac{m_2 - m_1^2}{m_1^2}. \quad (4-52)$$

Rossi- $\alpha$  法と同様に式 (4-52) は検出効率に依存せず、未臨界度が深くなるに従って第 2 項の Degweker's factor に漸近する。図 4-22 は核破砕中性子源駆動下のクロスパワースペクトル解析で得られた係数比  $f_R C_1/C_2$  の即発中性子減衰定数に対する依存性を示している。 $C_1$  と  $C_2$ 、 $\alpha$  は式 (4-41) 及び式 (4-40) の最小自乗フィッティングによって決定した。未臨界度パターン C 以降の深い未臨界範囲において係数比の未臨界度依存性はほとんど観察されず、係数比  $f_R C_1/C_2$  の漸近値、つまり Degweker's factor と見なすことができる。よってパターン C から F までの未臨界範囲において得られた係数比を平均値して得られた Degweker's factor は  $0.082 \pm 0.021$  となった。この値は Rossi- $\alpha$  解析から決定された  $0.067 \pm 0.011$  と一致した。

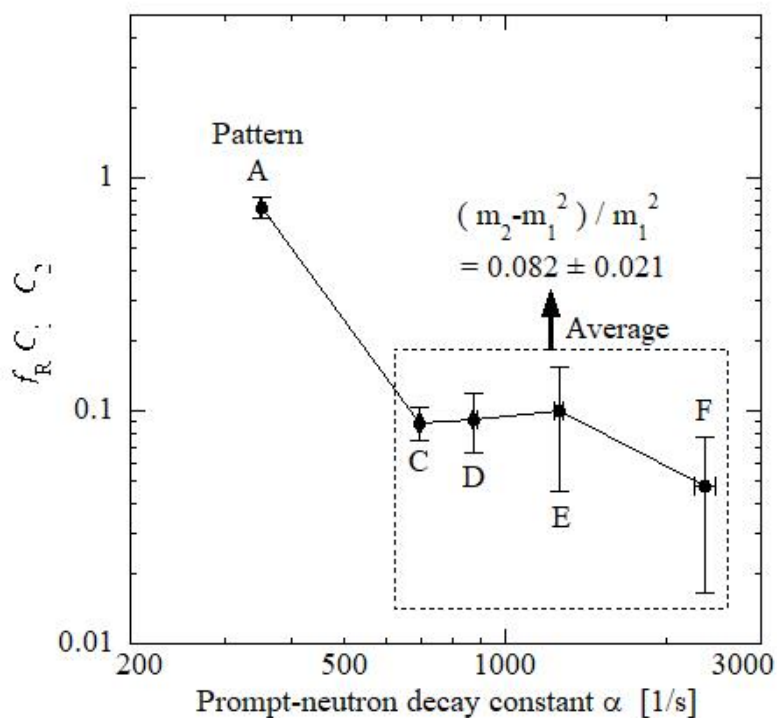


図 4-22 : 核破砕中性子源駆動下の Rossi- $\alpha$  解析から得られた係数比  $C_5/C_6$  の未臨界度依存性

#### 4.5. 第4章のまとめ

ADS における原子炉雑音解析の学術的及び技術的な課題は非ポアソン性の核破砕パルス中性子源に対する適用性である。したがって、ポアソン性の D-T パルス中性子に基づく炉雑音解析を試みることは本質的ではなく、核破砕中性子源の非ポアソン性を考慮する必要がある。この検討はポアソン性の中性子源に対する核破砕中性子源の優位性を明らかにし、炉雑音解析から非ポアソン性の定量的指標を実験的に導出することを試みたものである。

まず、炉雑音解析に適用可能な Feynman- $\alpha$  法、Rossi- $\alpha$  法、パワースペクトル法の解析式を導出した。Rana と Degweker<sup>1)</sup>によって非ポアソン性の核破砕中性子源に対する理論式が導出されていたが、遅発中性子項の複雑さと項に含まれる未知変数の多さから実際のデータ解析への適用は不可能であった。そこで、炉雑音解析の解析時間スケールを考慮した近似を与えることで厳密な理論式を単純化した。

次に、KUCA の核破砕パルス中性子源駆動下の未臨界炉体系に対する炉雑音解析において新たに導出した解析式を適用した。Feynman- $\alpha$  解析から得られた即発中性子減衰定数は燃料固有中性子源駆動下の同様の未臨界炉体系で解析された参照値とよく一致していた。しかし、Rossi- $\alpha$  解析で得られた即発中性子減衰定数は参照値を大きく過小評価した。この原因はパルス中性子の入力で励起される空間高次モードに起因する。高次モードの励起によって Rossi- $\alpha$  解析の計数確率分布のパルスピーク形状に歪みが現れ、パルス形状をデルタ関数と仮定した解析式による最小自乗フィッティング曲線はピークの頂点付近において計数確率分布から逸脱した。そこで、最小自乗フィッティングにおいて高次モードの影響を受けているピーク付近の計数確率データに対するマスクング手法を適用した。結果、フィッティング曲線は計数確率分布と一致し、即発中性子減衰定数の過小評価は解消された。パワースペクトル解析においても非相関ピークに高次モードの影響が現れ、得られた即発中性子減衰定数は参照値に対して過小評価であった。そこで、非相関ピークに対するフィッティングにおいて高次モードを考慮した補正項が追加された解析式を用いることで即発中性子減衰定数の過小評価を解消した。

さらに、非ポアソン性の核破砕中性子源駆動下とポアソン性の燃料固有中性子源駆動下での炉雑音解析で得られた即発中性子相関振幅を比較した。その結果、核破砕中性子源の非ポアソン性による相関振幅の増加が観察され、未臨界度が深くなるに従って相関振幅の増加幅は拡大する傾向を示した。この傾向は炉雑音解析において非ポアソン性の中性子源を用いることの優位性を示している。

最後に Rossi- $\alpha$  法及びパワースペクトル法による炉雑音解析から Degweker's

factor を決定し、Rossi- $\alpha$  解析では  $0.067 \pm 0.011$ 、パワースペクトル解析では  $0.082 \pm 0.021$  が得られた。両者は統計誤差の範囲で一致し、この値が正であることから核破砕中性子源による非ポアソン性を確認した。

#### 4.6. 参考文献

- 1) Rana YS, Degweker SB. Feynman-alpha and Rossi-alpha formulas with delayed neutrons for subcritical reactors driven by pulsed non-Poisson sources. Nucl Sci Eng. 2009; 162: 117-133.
- 2) Letourneau A, Galin J, Goldenbaum F, et al. Neutron production in bombardments of thin and thick W, Hg, Pb targets by 0.4, 0.8, 1.2, 1.8 and 2.5 GeV protons. Nucl Instrum Methds Phys Res B. 2000; 170: 299-322.
- 3) Nakajima K, Hohara S, Sakon A, Sano T, Hashimoto K. Applicability of several Feynman- $\alpha$  formulae to a subcritical thermal reactor. J Nucl Sci Technol. 2021;58:1145-1156.
- 4) Degweker SB, Rana YS. Reactor noise in accelerator driven systems - II. Ann Nucl. Energy. 2007; 34: 463-482.
- 5) Sakon A, Hashimoto K, Sugiyama W, Taninaka H, Pyeon CH, Sano T, Misawa T, Unesaki H, Ohsawa T. Power spectral analysis for a thermal subcritical reactor system driven by a pulsed 14 MeV neutron source. J Nucl Sci Technol. 2013; 50: 481-492.
- 6) Sakon A, Hashimoto K, Maarof MA, Kawasaki M, Sugiyama W, Pyeon CH, Sano T, Yagi T, Ohsawa T. Measurement of large negative reactivity of an accelerator-driven system in the Kyoto University Critical Assembly. J Nucl Sci Technol. 2014; 51:116-126.
- 7) Nomura T. Improvement in S/N ratio of reactor noise spectral density. J Nucl Sci Technol. 1965; 2: 76-77.
- 8) Tonoike K, Miyoshi Y, Kikuchi T, Yamamoto T. Kinetic parameter  $\beta_{\text{eff}} / \ell$  measurement on low enriched uranyl nitrate solution with single unit cores (600 $\phi$ ,280T,800 $\phi$ ) of STACY. J Nucl Sci Technol. 2002; 39:1227-1236.
- 9) Taninaka H, Hashimoto K, Pyeon CH, Sano T, Misawa T, Ohsawa T. Determination of lambda-mode eigenvalue separation of a thermal accelerator-driven system from pulsed neutron experiment. J Nucl Sci Technol. 2010; 47:376-383.
- 10) Akcasu AZ, Osborn RK. Application of Langevin's technique to space- and energy-dependent noise analysis. Nucl Sci Eng. 1966; 26: 13-25.
- 11) Sheff JR, Albrecht RW. The space dependence of reactor noise I – theory. Nucl Sci Eng. 1966; 24: 246-259.
- 12) Hashimoto K, Nishina K, Tatematsu A, Sanda T, Yamamoto T. Theoretical analysis of two-detector coherence functions in large fast reactor assemblies. J Nucl Sci Technol. 1991; 28: 1019-1028.
- 13) Sakon A, Sano T, Hohara S, Pyeon CH, Hashimoto K. An impact of inherent neutron source on subcriticality measurement in a highly enriched uranium core of Kyoto University Critical Assembly. J Nucl Sci Technol. 2019; 56:935-944.
- 14) Furuhashi A. Characteristic spectra in neutron thermalization. J At Energy Soc Jpn. 1962; 4:677-684.

- 15) Takahashi H. Space and time dependent eigenvalue problem in neutron thermalization. Italy: European Atomic Energy Community - EURATOM; 1962, (EUR-22.e).
- 16) Pá zsit I, Yamane Y. Theory of neutron fluctuations in source-driven subcritical systems. Nucl Instrum Methds Phys Res A. 1998; 403: 431-441.
- 17) Pá zsit I, Yamane Y. The variance-to-mean ratio in subcritical systems driven by a spallation source. Ann Nucl Energy. 1998; 25: 667-676.
- 18) Behringer K, Wydler P. On the problem of monitoring the neutron parameters of the fast energy amplifier. Ann Nucl Energy. 1999; 26: 1131-1157.
- 19) Kuang ZF, Pá zsit I. A quantitative analysis of the Feynman- and Rossi-alpha formulas with multiple emission sources. Nucl Sci Eng. 2000; 136: 305-319.
- 20) Degweker SB. Reactor noise in accelerator driven systems. Ann Nucl Energy. 2003; 30: 223-243.
- 21) Rana YS, Degweker SB. Feynman-alpha and Rossi-alpha formulas with delayed neutrons for subcritical reactors driven by pulsed non-Poisson sources with correlation between different pulses. Nucl Sci Eng. 2011; 169: 98-109.
- 22) Williams MMR. Random processes in nuclear reactors. Oxford: Pergamon Press; 1974. p.26-41.
- 23) Diven BC, Martin HC, Taschek RF, Terrell J. Multiplicities of fission neutrons, Phys Rev. 1956; 101: 1012-1016.
- 24) Letourneau A, Galin J, Goldenbaum F, et al. Neutron production in bombardments of thin and thick W, Hg, Pb targets by 0.4, 0.8, 1.2, 1.8 and 2.5 GeV protons. Nucl Instrum Methds Phys Res B. 2000; 170: 299-322.

## 第5章 結論

本研究ではまず、KUCA のポアソン性の中性子源駆動下において中性子源増倍法や炉雑音解析による未臨界度測定のための駆動源として燃料固有中性子源の優位性を定量的に評価し、さらに燃料固有中性子源の実効強度を実験的に決定した。次に、KUCA の非ポアソン性の核破砕中性子源駆動下において加速器駆動未臨界炉の核破砕パルス中性子源に起因する非ポアソン性と空間高調波に対応しうる新たな炉雑音解析手法を提案し、この手法の妥当性を実験的に確認することによって加速器駆動未臨界炉に対する未臨界監視技術の高度化がなされた。さらに、炉雑音解析から非ポアソン性指標を決定し、核破砕中性子源の非ポアソン性を実験的に確認した。以下に、本研究における研究成果をまとめ、炉雑音解析の加速器駆動核変換炉に対する適用性について論じる。

### 5.1. 燃料固有中性子源駆動下の未臨界炉体系に対する炉雑音解析

MA を多量に装荷する ADS 炉心は自発核分裂による燃料固有中性子源を有する。ADS に対する炉雑音解析の適用性を評価するためには、この MA による影響についても考慮する必要がある。そこで、本検討では KUCA の未臨界炉体系において燃料固有中性子源駆動下と Am-Be 外部中性子源下の炉雑音解析や中性子源増倍法による未臨界度測定を実施し、燃料固有中性子源駆動下の各手法の適用性を評価した。

まず、中性子源増倍法の観点から燃料固有中性子源と Am-Be 外部中性子源を比較した。Am-Be 外部中性子源駆動下で取得した計数率は外部中性子源による空間高次モードの励起によって、1 点炉近似の中性子源増倍式からの逸脱がみられた。また、Am-Be 外部中性子源駆動下の中性子源増倍法で得られた未臨界度の観測値と MVP3 コードによる計算値との比較において整合性の指標としてカイ二乗値 31.99 となった。一方、燃料固有中性子源駆動下で得られた計数率は 1 点炉近似の中性子源増倍式と一致し、中性子源増倍法による未臨界度は Am-Be 外部中性子源駆動下でみられた検出器位置の依存性は解消された。さらに、MVP3 で得られた未臨界度の計算値とのカイ二乗値は 1.15 となり大きく改善した。これは、燃料固有中性子源の線源が燃料領域に均一に分布しているため、基本モードの励起が支配的となったことが要因である。この特徴は中性子源増倍法の適用において燃料固有中性子源を用いることの優位性を表している。

次に、炉雑音解析の観点から燃料固有中性子源と Am-Be 外部中性子源を比較

した。

次に、炉雑音解析の観点から燃料固有中性子源と Am-Be 外部中性子源を比較した。Feynman- $\alpha$ 解析において Am-Be 外部中性子源駆動下で得られた即発中性子減衰定数は高次モードの励起によって検出器位置依存性が現れた。一方、燃料固有中性子源駆動下の即発中性子減衰定数は検出器位置の依存性が大幅に減少した。Rossi- $\alpha$ 解析においては指標として S/N 比による比較を提案した。Am-Be 外部中性子源駆動下で得られた S/N 比は非常に低く、低 S/N 比は解析精度の低下の要因となる。燃料固有中性子源駆動下では外部中性子源駆動下と比較して S/N 比の大幅な向上が確認できた。これらの KUCA において燃料固有中性子源は Feynman- $\alpha$ 法及び Rossi- $\alpha$ 法の両方に有利であることを示している。

次に、即発中性子減衰定数から未臨界度への変換方法について比較した。この変換には炉心固有の動特性パラメーターを用いる必要があり、未臨界度に対しても依存する。Simmons and King 法は動特性パラメーターの未臨界度依存性を考慮しない手法であるが、Simmons and King 法によって即発中性子減衰定数を未臨界度に変換した場合、未臨界度は MVP3 による計算値とよく一致した。そこで動特性パラメーターの未臨界度依存性を考慮した inhour method 法による変換を試みた。しかし、未臨界度が深くなるに従って未臨界度の計算値に対して過小評価する傾向がみられた。この傾向は 1960 年代のパルス中性子実験の解析において活発に議論されていた Kinetic distortion に起因している。Simmons and King 法において動特性パラメーターの未臨界度依存性を考慮していないにもかかわらず良好な結果にみえるのは動特性パラメーターの未臨界度依存性による影響と Kinetic distortion の影響が相殺しているためである。

最後に Rossi- $\alpha$ 解析で得られた S/N 比から燃料固有中性子源の実効線源強度を求めた。結果、得られた実効中性子源強度は約 2000n/s となり、計算によって評価された炉心全体の中性子源強度の約半分となった。ただし、実効中性子源強度の評価式は 1 点炉近似に基づいていることに注意すべきである。

## 5.2. 核破砕パルス中性子源駆動下の未臨界炉体系に対する炉雑音解析

ADS では中性子源として強力な非ポアソン性の核破砕パルス中性子源を利用することが想定されており、ADS に対する炉雑音解析は核破砕中性子源の非ポアソン性とパルス中性子による高次モードの影響を考慮する必要がある。

まず、炉雑音解析に適用可能な Feynman- $\alpha$ 法、Rossi- $\alpha$ 法、パワースペクトル法の解析式を導出した。非ポアソン性の核破砕中性子源に対する厳密な理論式は非常に複雑であり、多くの未知変数を有するため、非線形最小自乗法の適用は困



難である。そこで、炉雑音解析の解析時間スケールを考慮した近似を与えることで厳密な理論式を単純化した。

次に、KUCA の核破砕パルス中性子源駆動下の未臨界炉体系に対する炉雑音解析において新たに導出した解析式を適用した。Feynman- $\alpha$ 解析から得られた即発中性子減衰定数は燃料固有中性子源駆動下の同様の未臨界炉体系で解析された参照値とよく一致していた。しかし、Rossi- $\alpha$ 解析で得られた即発中性子減衰定数は参照値を大きく過小評価した。この原因はパルス中性子の入力で励起される空間高次モードによってパルスピーク形状に歪みが現れたからである。そこで、最小自乗フィッティングにおいて高次モードの影響を受けているピーク付近の計数確率データに対するマスキング手法を提案した。結果、フィッティング曲線は計数確率分布と一致し、即発中性子減衰定数の過小評価は解消された。パワースペクトル解析においても非相関ピークに高次モードの影響が現れ、得られた即発中性子減衰定数は参照値に対して過小評価であった。そこで、非相関ピークに対するフィッティングにおいて高次モードを考慮した補正項が追加された解析式を用いることで即発中性子減衰定数の過小評価を解消した。

さらに、非ポアソン性の影響を評価するために核破砕中性子源駆動下とポアソン性の燃料固有中性子源駆動下の炉雑音解析で得られた即発中性子相関振幅を比較した。その結果、核破砕中性子源の非ポアソン性による相関振幅の増加が観察され、未臨界度が深くなるに従って相関振幅の増加幅は拡大する傾向を示した。この傾向は炉雑音解析において非ポアソン性の中性子源を用いることの優位性を示している。

最後に Rossi- $\alpha$ 法及びパワースペクトル法による炉雑音解析から Degweker's factor を決定し、Rossi- $\alpha$ 解析では  $0.067 \pm 0.011$ 、パワースペクトル解析では  $0.082 \pm 0.021$  が得られた。両者は統計誤差の範囲で一致し、この値が正であることから核破砕中性子源による非ポアソン性を確認した。

### 5.3. 炉雑音解析の加速器駆動核変換炉に対する適用性

実機の ADS では多量の MA が装荷され、MA の自発核分裂による燃料固有中性子源を有する。自発核分裂は非ポアソン性の中性子源であり、中性子線源の空間分布は燃料領域に均一となる。この特徴により炉雑音解析において自発核分裂の非ポアソン性による相関振幅の増加と均一な中性子線源分布による基本モードの励起に寄与する。従って、ADS に装荷される MA は炉雑音解析に対しては有益である可能性がある。

加速器駆動未臨界炉に対する炉雑音解析の適用性は陽子加速器の運転条件

(ビーム強度、陽子エネルギー、駆動周波数)に強く依存する。本研究における加速器の運転条件はビーム強度 30pA、陽子エネルギー100MeV、駆動周波数 30Hz であり、本研究で提案した炉雑音解析手法に対する実験的な妥当性確認はこの条件に限定されている。実機の ADS で想定されている加速器の運転条件は本研究のいずれの条件に対しても高く設定されている。未臨界度が浅く 100Hz を超える駆動周波数の駆動体系対しては Rossi- $\alpha$ 法やパルス中性子法といった即発中性子の時間的減衰を直後的に観察する手法は適用が困難となる可能性がある。これは駆動周波数が高く、つまり繰り返し周期が短くなるに従って、即発中性子の時間的減衰が後続のパルス中性子に間に合わず、新たに発生した即発中性子による減衰がオーバーラップするためである。パワースペクトル解析では Feynman- $\alpha$  及び Rossi- $\alpha$  解析に対する幾つかの優位性を実験的に確認した。第一の優位性は、解析周波数域の選択により、遅発中性子の影響を排除でき、解析式が簡単化されること。第二の優位性は、高調波の影響を解析式に簡単な付加項として考慮できること。第三の優位性としては、高速フーリエ変換器(FFT)の採用により、解析のオンライン化が可能になった点である。特に、簡単なパワースペクトル解析式は、解析の堅牢さを向上させる可能性を示唆するものである。

本研究の成果は、原子炉雑音解析が対象とする中性子源を既存のポアソン性の定常中性子源から非ポアソン性のパルス中性子源にまで拡張した学術的・技術的価値の提供にとどまらず、加速器駆動未臨界炉の炉心管理や運転管理技術の進展に資することを期待する。

## 謝 辞

本研究の遂行、及び本論文にまとめるにあたって、長年にわたり数多くの方々  
に大変お世話になりました。深く感謝を申し上げます。

本研究の成果は京都大学複合原子力科学研究所との共同研究による成果で  
ございます。卞哲浩准教授をはじめとする京都大学複合原子力科学研究所の職員  
の皆様に深く感謝申し上げます。

著者の6年半に及ぶ研究生生活の中で橋本憲吾教授には指導教員として原子炉  
物理の基礎から卒業論文、修士論文、本博士論文とご指導をいただきまいり  
ました。本研究の道程においては、度々の励ましと助言をいただき、研究の指導に  
とどまらず、技術者の心得や考え方などについても薫陶を賜りました。深く感謝  
を申し上げます。

佐野忠史准教授、左近敦士講師には、研究の進め方や実験研究の実際、研究発  
表、本論文の執筆に至るまで数多くのご指導をいただきました。誠にありがた  
うございました。

京都大学複合原子力科学研究所の卞哲浩准教授、山中正朗氏（現 株式会社原  
子力エンジニアリング）には未熟な著者に対して実験研究の実際を指導してい  
ただき、論文執筆に関しても多くの助言や意見をいただきました。深く感謝を申  
申し上げます。

日本原子力研究開発機構の長家康展氏にはご多忙にもかかわらず連続エネル  
ギーモンテカルロ計算コード MVP3.0 の利用に関して大変お世話になりました。  
深く感謝を申し上げます。

本研究の遂行は研究室同窓の諸兄ならびに諸姉、後輩達そして大変多くの関  
係者の皆様によって支えられ、感謝の念に堪えません。

最後に、長年にわたり著者を暖かく見守りながら支えていただきました父、母、  
そして多くの友人達に深く感謝を申し上げます。