

< 炉物理部会賞受賞記念寄稿 >

エネルギー及び空間依存性を考慮した三次中性子相関法に関する研究

名古屋大学大学院 工学研究科 マテリアル理工学専攻
遠藤 知弘

1. はじめに

この度は炉物理部会賞を受賞する機会に恵まれ、大変光栄に感じております。ここ数年、自分自身の研究成果についてはそれほど芳しくないと感じておりましたが、今回の受賞を励みとして今後も精進し続けたいと思います。炉物理分野には、メーカー・研究機関・大学、それぞれの立場で尽力しておられる若手の方々がおられますので、今後もそういった若手の方々のご活躍や貢献にスポットライトを当て **encourage** して頂ければと、若輩ながら感じている次第です。

さて表題の研究内容についてですが、今からおよそ 7 年以上前の、博士後期課程での研究内容が主となっています。大学 4 年で名大・山根義宏先生の研究室に配属されて以来、炉雑音測定を用いた未臨界度測定に関する研究内容に取り組んできました。この研究テーマの面白さは、「炉物理実験－理論式導出－数値解析」と三位一体で取り組むことができた点にあります。その当時を振り返りつつ、本研究内容について以下でご紹介できればと思います。

2. 三次中性子相関法の概要

未臨界度監視手法には様々な手法があり、それぞれに一長一短があります。例えば、最もシンプルな手法の一つとしては、中性子源増倍法[1]を挙げることができるでしょう。中性子源増倍法では、定常状態の未臨界増倍体系において測定された計数率 CR が

$$CR \approx \frac{\varepsilon S}{1-k} \quad (1)$$

k : 中性子増倍率、 S : 外部中性子源強度、 ε : 検出効率

のように $1-k$ で反比例することを利用して、未臨界度変化前/後の計数率比の変化から未臨界度の変化を推定することができます。

$$\frac{1-k_{\text{after}}}{1-k_{\text{before}}} \approx \frac{CR_{\text{before}}}{CR_{\text{after}}} \quad (2)$$

下添字 **before** : 変化前の値、下添字 **after** : 変化後の値

ただし(2)式から分かるように、変化後の k_{after} を求めるためには、あらかじめ変化前の k_{before} を別の測定手法か数値解析により求めておく必要があります。つまり、中性子源増倍法の場合には、ある時点を基準とした相対的な反応度差 $\Delta\rho = (1/k_{\text{before}} - 1/k_{\text{after}})$ を簡便に測定することは可能ですが、 k_{before} に関する情報無しで k_{after} の絶対値そのものを推定することは困難です。このように、実験のみで未臨界度の絶対値そのものの値を測定するのは大変

challenging な課題であり、未臨界体系における炉物理実験の一つの課題になっているといえます。例えば、未臨界度 $(-\rho) \equiv (1-k)/k$ の値を実効遅発中性子割合 β_{eff} で割ったドル単位の未臨界度 $(-\rho)/\beta_{\text{eff}}$ であれば、パルス中性子源を利用した面積比法を活用することができます[2]。面積比法の巧妙な点は、パルス中性子打ち込み後の中性子計数率の時間変化を①即発中性子成分と②遅発中性子成分に分離することで、2つぶんの有益な情報を抽出している点にあります。しかし、面積比法を実施するためには、周期的にパルス中性子を打ち込み続けるための特殊な装置(加速器)が必要不可欠である、というデメリットもあります。

以上の背景を踏まえて、特殊な装置を使用することなく簡便に未臨界度の絶対値を測定できる手法として、古橋晃氏により提案された炉雑音解析手法の一つである三次中性子相関法[3]に注目し研究を続けてきました。

三次中性子相関法では、Fig.1 に示したように、ある時間幅 T (注：時刻ではなく、“時間幅”である点に注意)の間に検出器でカウントされる中性子検出数 $C(T)$ の時系列データを収集します。

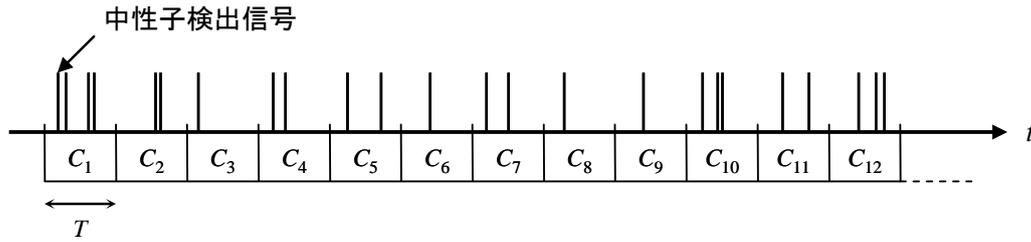


Fig.1 中性子検出数の時系列データ測定概念図

こうして収集された時系列データに対して、以下のように定義される「二次相関量 Y 値」と「三次相関量 X 値」を求めます。

$$Y(T) = \frac{\mu_2(T)}{\mu(T)} - 1 \quad (3)$$

$$X(T) = \frac{\mu_3(T)}{\mu(T)} - 3 \frac{\mu_2(T)}{\mu(T)} + 2 \quad (4)$$

$$\mu(T) = \langle C(T) \rangle : \text{平均} \quad (5)$$

$$\mu_2(T) = \langle (C(T) - \mu(T))^2 \rangle : \text{二次モーメント(分散)} \quad (6)$$

$$\mu_3(T) = \langle (C(T) - \mu(T))^3 \rangle : \text{三次モーメント(分布の歪度に対応)} \quad (7)$$

このように求められた Y 値と X 値は、検出時間幅 T が十分大きくなるにつれて、ある一定値に飽和します(Fig.2)。便宜上、これらの飽和値を Y_∞ と X_∞ と表記することとします。

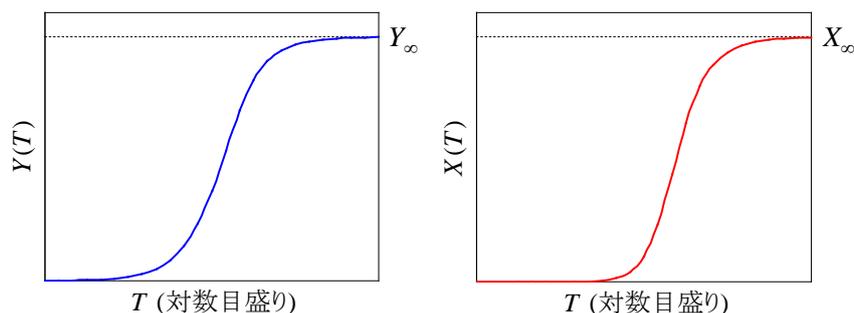


Fig.2 検出時間幅 T に対する二次相関量 Y 値と三次相関量 X 値の変化

理論式導出の詳細は省きますが、例えば、

- ・ 外部中性子源がポアソン中性子源(外部中性子源が中性子を放出する際に、同時に 1 個の中性子しか放出されないことがない)
- ・ エネルギー1群、無限均質体系

といった最も単純な条件を考えた場合には、飽和値の比 X_{∞}/Y_{∞}^2 と未臨界度 $(-\rho)$ の間に以下のような関係があることを導くことができます。

$$\frac{X_{\infty}}{Y_{\infty}^2} \approx 3 + \frac{\langle \nu \rangle \langle \nu(\nu-1)(\nu-2) \rangle}{\langle \nu(\nu-1) \rangle^2} (-\rho) \quad (8)$$

ν : 核分裂中性子数

上式において、核分裂中性子 ν の 1~3 次の階乗モーメント量は Gwin らによって測定された ν の頻度分布を利用することで値を求めることができ、 ^{235}U の場合にはおおよそ $F \approx 0.759$ となります[4]。(8)式は非常に単純な近似に基づいていますが、三次中性子相関法の肝を強調すると、「飽和値の比 X_{∞}/Y_{∞}^2 が『3』からどれだけずれているかを調べることで、未臨界度 $(-\rho)$ の絶対値を求めることができる」という点となります。

三次中性子相関法は「定常状態における中性子検出数の時系列データ測定のみを行うだけで未臨界度の絶対値を測定できる可能性がある」という点で非常に魅力的な手法ですが、中性子源増倍法に対する修正中性子源増倍法[1]のように、三次中性子相関法における空間・エネルギー依存性に対する補正をどのように行えばよいのかという点が十分に解明されていませんでした。というわけでマニアックな研究ではありましたが、揺らぎの情報から未臨界度の絶対値が測定できるという不思議さ・面白さに魅せられて、次節で述べるような流れで研究を進めていきました。

3. 研究成果

まず三次中性子相関法では、飽和値 Y_{∞} と X_{∞} を精度良く推定する必要があります。 Y_{∞} と X_{∞} を推定する際には、中性子検出数の時系列データを測定した後、バンチング法[5]を適用することで検出時間幅 T に対する Y 、 X 値の変化を求め、解析式を fitting することで飽和値 Y_{∞} と X_{∞} を推定する手順となります。 Y 、 X 値を求める際には、有限個の中性子検出数のデ

ータ($C_i(T) : i=1, 2, \dots, N$)から平均、分散、三次モーメントを推定する必要があります。今考えれば至極当然の話ですが、平均と分散、三次モーメントを推定するには、不偏推定量を用いて推定することで、データ数 N によるバイアスを軽減できることをまず見出しました[6]。不偏分散を推定するには、 N で割るのではなく自由度を1個減らした $N-1$ で割ることは良く知られているかと思いますが、不偏三次モーメントの場合には一見不思議なことですが $(N-1)(N-2)/N$ で割ることになります。

続いて、空間・エネルギー依存性に対する補正を考えるために理論式導出を行いました。まずは、中性子数密度の時定数に関連した固有値方程式である「 α 固有値方程式」を考え、固有関数展開されたグリーン関数を利用した heuristic な方法により、検出時間幅 T に対する $Y(T)$ と $X(T)$ の関数形ならびに飽和値 Y_∞ と X_∞ の理論式を導出しました[7]。その当時はレポート用紙にひたすら手書きで式導出を日々繰り返していましたので、今にして思えば、この理論式導出を通じて、随伴輸送方程式と固有関数展開理論のイロハを学ぶことができたのではないかと感じています。固有関数展開に基づいた手法の場合、臨界近傍の条件を考えることで、基本モード成分が支配的な場合についてどのように補正すれば良いのか定式化することができました。

しかし良く知られた事実ではありますが、未臨界が深い場合には基本モード成分のみで近似することができず、未臨界が深くなるにつれて高次モード成分の寄与が大きくなります。深い未臨界体系を考えた場合には、固有関数展開に基づいた手法には限界があるため、固有関数展開によらない別の手法に基づいて考える必要がありました。そこで、「検出インポートランス」と呼ばれる、中性子検出反応に対するインポートランス関数を利用する方法を思いつきました[8]。導出された理論式導出の詳細は文献[8]をご覧頂くとして、導出された理論式の結果自体は α 固有関数展開のものとは比べると相当美しい形となっています。

$$Y_\infty = \frac{1}{CR} \int_V \left\{ F(\vec{r}) \langle \nu(\nu-1) \rangle (I_{1,f}(\vec{r}))^2 + S(\vec{r}) \langle q(q-1) \rangle (I_{1,s}(\vec{r}))^2 \right\} dV \quad (9)$$

$$X_\infty = \frac{1}{CR} \int_V \left[\begin{aligned} & F(\vec{r}) \left\{ 3 \langle \nu(\nu-1) \rangle I_{1,f}(\vec{r}) I_{2,f}(\vec{r}) + \langle \nu(\nu-1)(\nu-2) \rangle (I_{1,f}(\vec{r}))^3 \right\} \\ & + S(\vec{r}) \left\{ 3 \langle q(q-1) \rangle I_{1,s}(\vec{r}) I_{2,s}(\vec{r}) + \langle q(q-1)(q-2) \rangle (I_{1,s}(\vec{r}))^3 \right\} \end{aligned} \right] dV \quad (10)$$

$$CR = \int_V dV \int_0^\infty dE \Sigma_d(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) : \text{計数率} \quad (11)$$

$$F(\vec{r}) = \int_0^\infty \Sigma_f(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) dE : \text{核分裂率の空間分布} \quad (12)$$

$S(\vec{r})$: 外部中性子源強度の空間分布

q : 外部中性子源 1 崩壊あたりに発生する中性子数

$I_{1,f}(\vec{r}), I_{1,s}(\vec{r})$: 核分裂 or 外部源スペクトル平均の一次検出器インポートランス

$I_{2,f}(\vec{r}), I_{2,s}(\vec{r})$: 核分裂 or 外部源スペクトル平均の二次検出器インポートランス

Y_{∞} と X_{∞} の理論式(9), (10)式において現れる一次・二次検出インポートانس関数 $I_1(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ と $I_2(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ は、以下で示す随伴輸送方程式を解くことで求めることができます。

$$\mathbf{B}^{\dagger} I_1(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \Sigma_d(\vec{r}, E) \quad (13)$$

$$\mathbf{B}^{\dagger} I_2(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \Sigma_f(\vec{r}, E) \langle \nu(\nu-1) \rangle (I_{1,f}(\vec{r}))^2 \quad (14)$$

\mathbf{B}^{\dagger} : 随伴ボルツマン演算子

上述した理論式は、「1個の中性子を体系に投入した時の検出確率に関するバランス方程式」を考えることで導出することができますが、この導出を通じて随伴輸送方程式の物理的な意味について理解を深めることができましたと感じています。(13), (14)式から示唆されているように、未臨界が浅くなるにつれて、検出インポートانسの相対分布が随伴中性子束(あるいは iterated fission probability)の形に漸近するようになるのも興味深い点かと感じています。

さて、(9), (10)式に示したような形で飽和値 Y_{∞} と X_{∞} の理論式を厳密に求めることができたのですが、これらの式に基づいて X_{∞}/Y_{∞}^2 の比を取っても未臨界度 ($-\rho$) が陽には現れない、という壁にぶつかりました。この壁をどのように乗り越えれば良いのか本当に苦心したのですが、当時、未臨界体系における中性子増倍率を表現するために小林先生により提案されていた「未臨界増倍率 k_{sub} 」という指標から大きな inspiration を受けました[9]。

$$k_{\text{sub}} \equiv \frac{\langle \mathbf{P}\psi \rangle}{\langle \mathbf{A}\psi \rangle} = \frac{\int_V \langle \nu \rangle F(\vec{r}) dV}{\int_V (\langle \nu \rangle F(\vec{r}) dV + \langle q \rangle S(\vec{r})) dV} \quad (15)$$

ψ : 未臨界増倍体系における角度中性子束、 \mathbf{P} : 生成演算子、 \mathbf{A} : 消滅演算子

ただし、未臨界体系において中性子検出を行うことを考えると、中性子束そのものの値を測定することはできず、何らかの検出反応を通じて中性子検出を行うことになります。そこで、 k_{sub} の考え方をさらに発展させて、「検出インポートانس」を重みとした未臨界体系の増倍率を定義してみてもどうかという着想に至りました。

$$k_{\text{det}} \equiv \frac{\langle I_1 \mathbf{P}\psi \rangle}{\langle I_1 \mathbf{A}\psi \rangle} = \frac{\int_V I_{1,f}(\vec{r}) \langle \nu \rangle F(\vec{r}) dV}{\int_V (I_{1,f}(\vec{r}) \langle \nu \rangle F(\vec{r}) dV + I_{1,s}(\vec{r}) \langle q \rangle S(\vec{r})) dV} \quad (16)$$

(16)式で新たに定義した量 k_{det} を「検出中性子増倍率」と名付け、式変形を行うことで、三次中性子相関法における空間・エネルギー依存性の補正方法を考案することができました[8]。余談ですが、中性子源増倍法の場合についても同様に、検出インポートانسを重みとした中性子増倍率を考えることで、式展開の見通しが良く物理的な意味も明解なのではと考えています[10]。

こうして理論式を導出することはできましたが、三次中性子相関法の補正係数を求めるためには検出インポートانسの解を求める必要があります。そこで(13), (14)式の数値解を求

めるために、 S_N 法に基づいた計算コード(通称 ENDOSN)の開発に取り組みました[11]。この計算コード開発を通じて、CMFD 拡散加速法などの効率的な数値解法に関する技術を習得することができました。またその時の副産物として、三次元 xyz 体系における S_N 法の角度分点として、より高精度の数値解を与える EO_N 分点を新たに開発することもできました(Fig. 3)[12]。 EO_N 分点では、1次元平板体系における DP_N 分点の考え方を参考として、 $\Omega_x = 0$, $\Omega_y = 0$, $\Omega_z = 0$ における角度中性子束の特異点を避けるように、全立体角を8分割した各立体角象限について、偶数次だけでなく奇数次のモーメント条件も満足するように角度分点の方向と重みを求めています。開発した EO_N 分点の有効性については、Takeda ベンチマーク問題[13]や、C5G7 ベンチマーク問題[14]を解くことで確認しました[12, 15]。

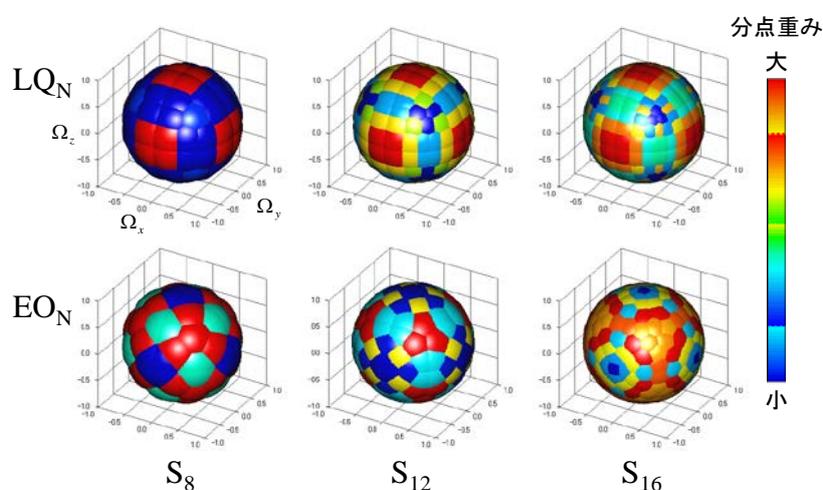


Fig. 3 level symmetric 分点(LQ_N)と EO_N 分点の比較

4. おわりに

本研究で得られた成果は前節までの内容であり、今後の課題としては、本研究成果に基づいた三次中性子相関法による未臨界度測定実験を行い、実際の測定における適用可能性について検討することが挙げられます。実用化に向けての課題はまだあり、例えば、三次モーメント量という統計量を精度良く推定するため非常に長い測定時間が必要である点、測定された飽和値 Y_∞ と X_∞ の統計誤差をどのように推定すれば良いかという点、などが挙げられます。後者については、今年度の研究成果[17]により、ブートストラップ法[16]を活用することで Y 値の信頼区間を評価できることが分かりましたので、三次中性子相関法の統計誤差評価についても同様の手法が活用できるのでは、と見込んでいます。

こうして自分の研究の足跡を振り返ってみると、三次中性子相関法という研究テーマを通じて「炉物理実験—理論式導出—数値解析」と多岐に渡る検討を行うことができ、そのような経験が現在の私の糧となっていると感じています。思いのほか文章が長くなってしまいましたが、これから炉物理を本格的に学ぼうとしている方々、また多くの炉物理専門家の皆様方にとって、この原稿が少しでも刺激になれば幸甚です。

参考文献

- [1] 溝尾宣辰, “大きな負の反応度の測定に関する研究,” JAERI-M 7753, (1978).
- [2] N. G. Sjöstrand, “Measurement on a subcritical reactor using a pulsed neutron source,” *Arkiv för Fysic*, **11**, pp. 233-246 (1956).
- [3] A. Furuhashi and A. Izumi, “Third moment of the number of neutrons detected in short time intervals,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **5**[2], pp.48-59 (1968).
- [4] R. Gwin, R. R. Spencer and R. W. Ingle, “Measurements of the energy dependence of prompt neutron emission from ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , and ^{241}Pu for $E_n=0.005$ to 10 eV relative to emission from spontaneous fission of ^{252}Cf ,” *Nucl. Sci. Eng.*, **87**[4], pp.381-404 (1984).
- [5] T. Misawa, S. Shiroya, K. Kanda, “Measurement of prompt neutron decay constant and large subcriticality by the Feynman- α method,” *Nucl. Sci. Eng.*, **104**[1], pp.53-65 (1990).
- [6] T. Endo, Y. Kitamura, Y. Yamane, “Absolute measurement of the subcriticality based on the third order neutron correlation in consideration of the finite nature of neutron counts data,” The 7th International Conference on Nuclear Criticality Safety (ICNC2003), (2003).
- [7] T. Endo, Y. Yamane, A. Yamamoto, “Space and energy dependent theoretical formula for the third order neutron correlation technique,” *Ann. Nucl. Energy*, **33**[6], pp.521-537 (2006).
- [8] T. Endo, Y. Yamane, A. Yamamoto, “Derivation of theoretical formula for the third order neutron correlation technique by using importance function,” *Ann. Nucl. Energy*, **33**[10], pp.857-868 (2006).
- [9] K. Kobayashi and K. Nishihara, “Definition of subcriticality using the importance function for the production of fission neutrons,” *Nucl. Sci. Eng.*, **136**[2], pp.272-281 (2000).
- [10] T. Endo, A. Yamamoto, Y. Yamane, “Detected-neutron multiplication factor measured by neutron source multiplication method,” *Ann. Nucl. Energy*, **38**[11], pp.2417-2427 (2011).
- [11] T. Endo, A. Yamamoto, Y. Yamane, “Development of deterministic code based on the discrete ordinates method for the third-order neutron correlation technique,” *Ann. Nucl. Energy*, **35**[5], pp.927-936 (2008).
- [12] T. Endo, A. Yamamoto, “Development of new solid angle quadrature sets to satisfy even- and odd-moment conditions,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **44**[10], pp.1249-1258 (2007).
- [13] T. Takeda, H. Ikeda, “3-D neutron transport benchmarks,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **28**[7], pp.656-669 (1991).
- [14] Benchmark on deterministic transport calculations without spatial homogenisation: A 2-D/3-D MOX Fuel assembly benchmark, Nuclear Energy Agency, NEA/NSC/DOC(2003)16, (2003).
- [15] 遠藤知弘, 山本章夫, “偶数および奇数次モーメント条件を満足する S_N 法立体角分点セットの開発,” 日本原子力学会 2007年春の年会 2007年3月27日~29日, 名古屋大学 (2007).
- [16] B. Efron, “Better bootstrap confidence intervals,” *J. Am. Stat. Assoc.*, **82**[397], pp.171-185 (1987).
- [17] 遠藤知弘 他, “分散対平均法に対するブートストラップ法の適用,” 日本原子力学会 2014年春の年会, 2014年3月26日~3月28日, 東京都市大学 (2014).

< 炉物理部会賞受賞記念寄稿 >

加速器駆動システムに対するパワースペクトル解析に基づいた未臨界度測定

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
左近 敦士

1. はじめに

この度、「加速器駆動システムに対するパワースペクトル解析に基づいた未臨界度測定」の研究に関して、本年度炉物理部会賞受賞の栄誉に預かりました。ありがとうございます。本研究を進めるにあたって、橋本憲吾教授、大澤孝明教授、杉山亘講師の 3 名には大変お世話になりました。本研究は私が修士課程 1 年の頃に口火を切ったのですが、当初私は未臨界炉物理実験の「み」の字も理解しておらず、先生方には大変な苦勞を掛けてしまったと自覚し、頂いたご指導に大いに感謝しております。

さて、本研究では、加速器駆動システム(ADS)における未臨界度モニタリング技術の開発を目的とし、その手法として炉雑音解析の一種である、パワースペクトル解析を用いております。

本研究のメインターゲットである ADS は駆動用加速器をパルスモードで運転することを想定しており、中性子源より発生する駆動用中性子もパルス状に発生します。このようなパルス状の中性子源を想定していない既存の未臨界度測定手法を ADS へと適用することは非常に困難であると言えます。炉雑音解析の中でも代表的な手法である Feynman- α 法に関しては、北村ら¹⁾によってパルス状の D-T 中性子源を用いた加速器駆動未臨界炉体系における Feynman- α 法測定が実施されていますが、パルス中性子源駆動下における分散体平均比は中性子源のパルス周期の整数倍のゲート時間毎に、周期的かつ複雑に波打つため、彼らは「測定した分散対平均比を直接最小自乗フィットするには余りにも理論式は複雑すぎる」と指摘しています。

このような周期的なパルス中性子源に対しては、Feynman- α 法のような時間領域での解析よりも、周波数領域における解析が圧倒的に有利であることが予想され、Degweker²⁻³⁾により、周波数領域における代表的解析手法であるパワースペクトル法をパルス核破砕中性子源に対して適用するためのデータ解析式が導出されていました。しかし、この実証実験は行われないうままであり、当然この周波数解析に基づくモニタリング手法の有用性と妥当性も全く確認されていませんでした。

2. 研究の概要

本研究では、ADS における未臨界度モニタリングに適用可能な未臨界度測定手法の開発実施し、その有用性と妥当性を実験的に検証する事を目的としました。

具体的にはまず、未臨界度モニタリングに適用性が高い炉雑音解析の中でも、周波数領域における解析手法であるパワースペクトル法解析を ADS に対しても適用できるよう解析理論の拡張を行いました。理論拡張の結果、ADS 体系におけるパワースペクトル密度は、炉雑音由来の相関成

分と、パルス中性子源由来の非相関ピーク成分の重ね合わせであり、これらの解析式の関数形は同一であり、どちらも下記の式(1)により表現可能であることが確認できました。

$$\Phi_{AB} = \frac{A_0}{\alpha_0^2 + \omega^2} \quad (1)$$

次に、京都大学臨界集合体実験装置(KUCA)のA架台に付設加速器からのD-T中性子源を用いたADS模擬体系を構築し、中性子検出器の時系列信号データから高速フーリエ変換器を用いてパワースペクトル解析を実施し、拡張理論の実験的な妥当性検証を行いました。実験体系を図1に、測定の結果得られた2系統の中性子検出器間のクロスパワースペクトル密度を図にそれぞれ示します。

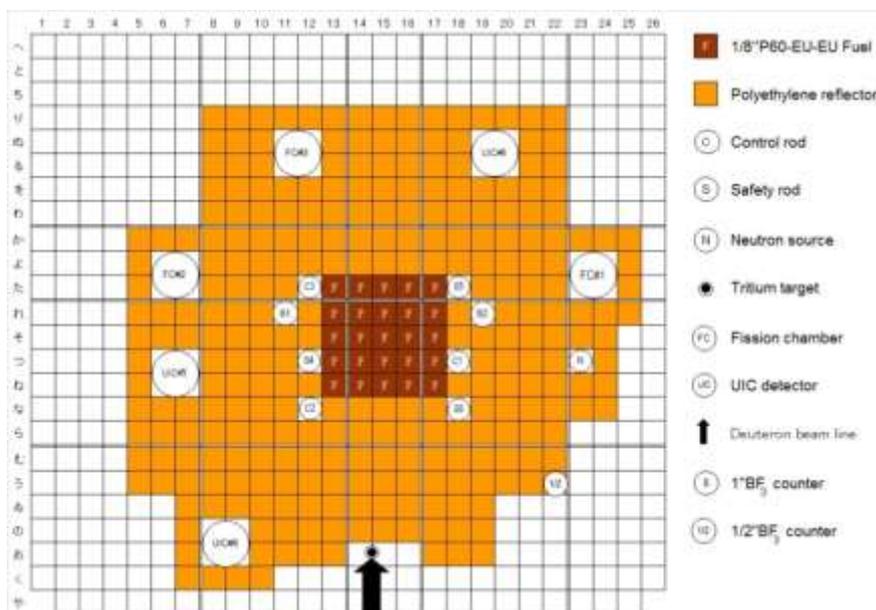


図 1. 実験体系図

測定により得られたクロスパワースペクトル密度には、相関成分に加えてパルス中性子源の繰り返し周波数の整数倍に δ 関数状の鋭いピーク成分が確認されました。この2つの成分それぞれに対して、導出した解析式による最小自乗解析を実施することで、体系の即発中性子減衰定数 $\alpha_0[s^{-1}]$ を決定します。相関成分、非相関成分のそれぞれから決定した減衰定数は誤差範囲で一致しており、導出した解析式の妥当性が確認できました。しかし、この手法では即発中性子減衰定数の決定に非線形最小自乗フィットを用いており、この点は未臨界度モニタリングの自動化と安定化において大きな障害となってしまいます。

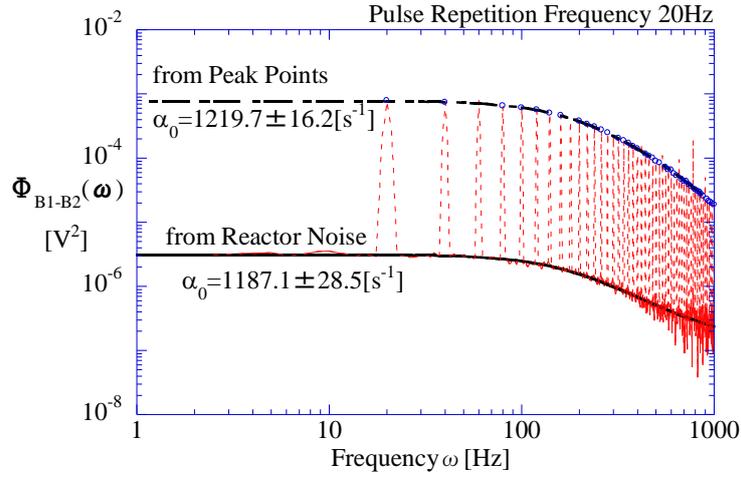


図 2. 2 系統の中性子検出器間におけるクロスパワースペクトル密度

そこで解析手法から非線形最小自乗フィットを排除するため、加速器ビーム電流計と中性子検出器の信号時系列データから即発中性子減衰定数を決定する解析手法を提案し、理論的導出を行いました。この結果、下記の式(2)を用いることで、加速器ビーム電流計と中性子検出器間におけるクロスパワースペクトル密度の位相から即発中性子減衰定数 $\alpha_0[s^{-1}]$ を算術的に決定可能であると導出しました。

$$\alpha_0 = -\frac{\omega_m}{\tan(\angle\Phi_{ic}(\omega_m))} , m = 1,2,3\cdots \quad (2)$$

この式(2)において ω_m はパルス中性子源の繰り返し周波数の整数倍の点であり、他の領域には減衰定数の情報が一切含まれていないことが読み取れます。この解析式の妥当性を確認する為、図 1 に示した炉心において加速器ビーム電流-中性子検出器間におけるクロスパワースペクトル解析を実施し、得られたクロスパワースペクトル密度の位相に対して式(2)による即発中性子減衰定数 $\alpha_0[s^{-1}]$ の決定を実施しました。しかし、式(2)を用いて算術的に決定した即発中性子減衰定数は、周波数の上昇に伴い減衰し、最終的には負の値を取りました。この結果から位相解析に式(2)をそのまま適用することは不適切だと判断しました。この原因は、中性子源と燃料領域の間に減速材領域が存在することにより発生する中性子輸送の時遅れが原因だと断定しました。この現象はパルス中性子法においても同様に見受けられます。この中性子輸送における時遅れ $L[\mu\text{sec}]$ とし、位相の解析式に適用すると、式(2)は以下のとおり書き換えられます。

$$\alpha_0 = -\frac{\omega_m}{\tan(\angle\Phi_{ic}(\omega_m) + \omega_m L)} , m = 1,2,3\cdots \quad (3)$$

本式を用いて位相から即発中性子減衰定数 $\alpha_0[s^{-1}]$ を決定した結果を図 3 に示します。

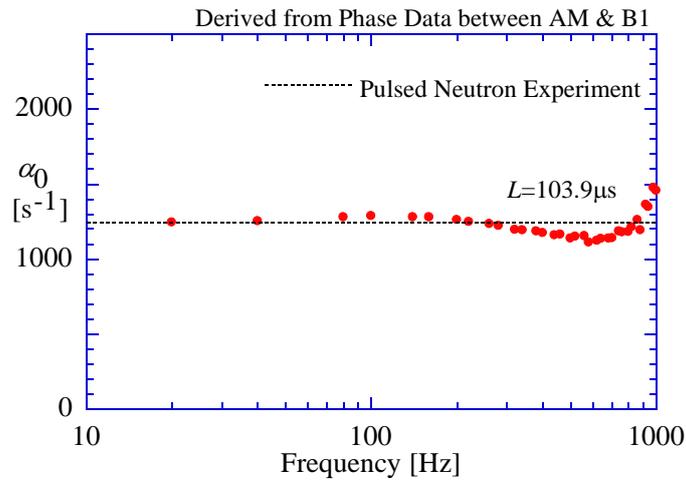


図 3 位相解析により決定した即発中性子減衰定数 α_0 [s⁻¹]

図 3 に示す通り、式(3)を用いて算術的に決定した即発中性子減衰定数 α_0 [s⁻¹]は低周波数領域においてパルス中性子法実験の結果と一致しました。高周波数領域における周波数依存性は、空間高次モードの影響であることがこれまでの研究で判明しています。最後に、表 1 に各解析手法により決定した即発中性子減衰定数 α_0 [s⁻¹]をまとめて示します。

表 1 即発中性子減衰定数 α_0 [s⁻¹]

		Prompt-Neutron Decay Constant α_0 [s ⁻¹]
Cross Power Spectrum	Reactor Noise	1187.1 ± 28.5
	Peak Points	1219.7 ± 16.2
	Phase	1246.5
Pulsed Neutron Experiment		1226.1 ± 5.3

このように、パワースペクトル密度から決定した即発中性子減衰定数 α_0 [s⁻¹]は全てパルス中性子法の結果と一致しました。なお、位相解析の誤差に関しては、解析式の特性を踏まえて誤差評価を行う必要があると考えており、この場では控えさせていただきます。

3. 引用文献

- 1) Kitamura Y, Yamauchi H, Yamane Y, Misawa T, Ichihara C, Nakamura H, “Experimental investigation of variance-to-mean formula for periodic and pulsed neutron source”, Ann. Nucl. Energy, **31**, 163(2004).
- 2) Degweker S B, “Reactor noise in accelerator driven systems”, Ann. Nucl. Energy, **30**, 223(2003).
- 3) Degweker S B, Rana Y S, “Reactor noise in accelerator driven systems-II”, Ann. Nucl. Energy, **34**, 463(2007).