[55] 動的測定法と炉物理

山室信弘*, 金子義彦**, 中村知夫**,

古橋 晃**, 仁科浩二郎**, 高橋亮人***, 住田健二***

(1974年 1月26日 受理)

Kinetic Experiments in Reactor Physics

By Nobuhiro YAMAMURO, Yoshihiko KANEKO, Tomoo NAKAMURA,
Akira FURUHASHI, Kojiro NISHINA, Akito TAKAHASHI and Kenji SUMITA

A number of workers in Japan have undertaken neutronic kinetic experiments in reactor physics during the past decade, and the theoretical background for these experiments has been established. Many of the important reports related to these studies have appeared in the Journal of Nuclear Science & Technology.

The present survey briefly reviews the work covered by outstanding papers published in this Journal, as well as some particularly noteworthy reports that have appeared in foreign journals in the same period.

Pulsed neutron experiments in multiplying and non-multiplying systems are discussed separately for thermal reactor physics and fast reactor physics. Statistical correlation methods are covered in such forms as Rossi- α , Feynman- α , zero-count probability, polarity correlation and reactivity determination problems. Progress in neutron wave propagation studies is reviewed in respect of both theoretical and experimental aspects.

KEYWORDS: neutron kinetic experiment, reactor physics, pulsed neutrons, statistical correlation, neutron wave propagation

I. はじめに

ここで動的測定法と呼んでいるものは、以下に解説されるように、パルス中性子法、中性子相関法ならびに中性子波伝播法をさしている。これらの測定法による炉物理研究の対象となるものは、非増倍体系と増倍体系に分けられるが、中性子相関法はその原理上増倍体系の研究のみに応用されている。

非増倍体系では、これらの手法は減速材の炉物理的な特性、すなわち中性子の減速や熱化に関する基礎定数の測定に用いられてきた。この種の研究は1962年のBNLでの中性子熱化国際会議、1965年 Karlsruheでのパルス中性子国際会議の頃を中心に盛んになり、国内でも多くの研究が行われてきた。そのうち熱中性子系でのパルス中性子法研究は、均質系ではほぼ完了し最近では異方系や冷中性子系への努力が進められている。一方、中性子波伝播法に研究の重点を移した研究者もあり、例えば異方系の研究なども、パルス法とは違った観点から研究が進められている。

パルス中性子法による増倍体系の研究は、1950年代のSjöstrand, Simmons & Kingらの反応度測定に始まり、多くの改良の手法が提案されながら今日に及んでおり、高未臨界体系や大型炉心への応用などが工夫されている。高速中性子体系に対しても同様の研究があるが、ここでは熱中性子体系と異なり中性子が系内でエネルギーを受け取る過程が核分裂しかないため、未臨界体系では現象を統一的にまとめる上で困難があるが、またそれだけに興味を持つことができる。

中性子相関法については、古くは de Hoffmann の優れた論文や Orndoff が高速中性子体系に応用した Rossi- α 法の実験を思い出すことができる。その後熱中性子体系への適用を含めて興味ある研究が展開した。核分裂において2個以上の分裂中性子が生まれる

* 東京工業大学原子炉工学研究所 (Res. Lab. for Nucl. Reactors, Tokyo Inst. of Technol.)

** 日本原子力研究所 (Japan At. Energy Res. Inst.)

*** 東京大学工学部 (Faculty of Eng., Univ. of Tokyo)

**** 名古屋大学工学部 (Faculty of Eng., Nagoya Univ.)

***** 大阪大学工学部 (Faculty of Eng., Osaka Univ.)

ことに基く、中性子のゆらぎにおける特異な現象は炉雑音解析に応用されている。

以上の動的測定法について特に指摘したい点は、これらがいずれも比較的小規模の研究機器を用い、小さい研究グループがそれぞれのアイディアを生かしながら活発に研究を進めえたため、国内でも相互に刺激を与えることができ、その中から国際的な水準を超えるような成果が次々と上がった点である。今後はこれらの研究方法が一層実用の面で利用され、開発されてゆくことを期待したい。(東工大・山室信弘)

II. パルス中性子法

1. 熱中性子系

(1) 増倍系

パルス中性子を増倍体系に投入し、これによって生じた中性子束の時間的減衰を観測して臨界未満度を決定しようとする努力は1950年代の後半に開始された。この Sjöstrand⁽¹⁾の方法は現在では古典的面積法と呼ばれているが、着眼点の本質は原型をとどめて受け継がれている。熱中性子体系に繰り返しパルス中性子の投入があった場合の中性子検出器の応答の典型的な例として、SHE 炉心に制御棒を挿入した場合の実験データを第1図に示した。

第1図 炉心中心軸に制御棒が挿入された SHE-8 におけるパルス中性子の減衰

中性子束の減衰のうち、即発中性子モードに原因する部分の面積を A_p 、同じく遅発中性子モードに原因する部分の面積を A_d とすると、1点炉のモデルにより両者の比が\$単位の反応度を与える。

$$\rho/\beta_{\text{eff}} = A_p/A_d \quad (1)$$

この(1)式が古典的面積法の原理式であるが、当時

その妥当性の吟味はあまり行われなかった。次に、即発中性子モードの時間的減衰定数 α を中心に考えるパルス中性子実験法の解釈が King & Simmons⁽²⁾により提唱され、より広範囲に使用されるようになった。即発中性子生成時間 Λ が臨界未満度に依存しないという前提のもとに、反応度量が α と炉を臨界にしたときの減衰定数 α_c より求まる式

$$\rho/\beta_{\text{eff}} = \frac{\alpha - \alpha_c}{\alpha_c} \quad (2)$$

を多くの実験者が使用している。しかし、(2)式導出での上記の前提は、裸の炉の体積を増加させて臨界にした場合で、かつ炉からの中性子漏洩が主として熱中性子群に起る炉に限って成立する。この制約は、軽水あるいは重水炉で水位等を増加させた場合にはかなり満たされるが、これらの炉でも制御棒を引き抜くとか、ボイド量を変化させたりした時に生じる singularity や炉の構成物に変動がある場合には上記の前提は成立しない。前者の場合 Λ の変化は即発中性子モードと遅発中性子モードの中性子束の空間分布が相互に離反するために起るが、この種の現象は kinetic distortion と呼ばれている。

Λ の変化を理論計算で補正する研究は国内でも盛んに行われ、天野ら⁽³⁾の方法が提案されたが、一般的で簡便なのは汎用の臨界計算コードにより体系の α と実効倍率 k を固有値問題として求め、この両者から Λ を算出する方法であろう。第1図の実験用制御棒の反応度値を(1)式で求めると12.4\$, (2)式によると11.6\$になるが、さらに上記の補正法により Λ の変化を評価すると16.1\$になる。その他円環状に制御棒を配置した場合の補正の様子を第2図に示した。

(2)式にあまり大きな補正が加わる場合は補正計算法自体の誤差が系統誤差として入り、実測によって反応度を決定する当初の意図に矛盾が生じる。そのため即発中性子減衰定数 α 自身に臨界未満度の表示の意味をもたせる考えが金子-住田により提起された⁽⁴⁾。 α は中性子バランスを支配する方程式の時間固有値であるから物理的意味も確かであり、エネルギー、空間依存なしに広範囲の臨界未満状態において体系固有の量として測定しようという特質を備えている。したがって、また理論と実験の比較を行うのには極めて便利であり、炉心設計における核計算方法の精度の吟味を厳密に行うことができる。この考えに沿って制御棒効果に関する研究は内外において大きく進展した。しかし、 α だけでは臨界からのズレの表示としては記述しきれない部分が残ることも事実である。

第2図 King-Simmons の式で評価した円環配置の制御棒効果に対する Kinetic distortion に原因する補正

あくまで臨界未満度を反応度単位で得たいとする立場からの研究は、古典的面積法を改良した Garelis & Russel⁽⁶⁾ や Gozani⁽⁶⁾ による一連の拡張型面積法の開発という形で続行された。面積法で利用される遅発中性子モードは即発中性子モードと異なり、時間的減衰の早さは漸近モードを除いて臨界未満度に対して鋭敏ではないが、その振幅はいずれも臨界に近いほど大きくなる。またその中性子束のエネルギー、空間分布は静的中性子束によく似ているという特徴があり、反応度推定へ有力な情報を引き出すことができる。これらの拡張型面積法はアメリカ Vallecitos 原子力研究所などにおいて軽水炉の臨界実験、特に制御棒効果の研究に応用された。しかしこの拡張型面積法は検出器の位置による依存性が大きく、適用範囲が4~6\$程度までに制限されることが実験的に判明し、かえって古典的面積法の方が正確に反応度の値を与えることがコーネル大学の臨界実験などにおいて指摘された⁽⁷⁾⁽⁸⁾ (第3図参照)。拡張型面積法の欠陥は kinetic distortion を考慮しなかったところにあった。

相沢⁽⁹⁾は、熱外中性子束に限ると kinetic distortion が少ないことに着目して Garelis & Russel 法の改良も試みた。Kinetic distortion の強い反射体付き炉に対しては、以上の拡張型面積法をさらに修正する研究が1960年代の末から進められている。代表的なものは Kosaly⁽¹⁰⁾の方法であって、反応度を与える原理式は古典的面積法の(1)式を修正したものである。

第3図 軽水減速反射体つき炉心における種々の面積法による反応度評価値の空間依存

$$\rho/\beta = \frac{\int_V \int_0^\infty \int_0^\infty \Psi_d(\vec{r}, V) \chi_s(V) \nu \Sigma_f(\vec{r}, V') \cdot A_p(\vec{r}, V') dV dV' d\vec{r}}{\int_V \int_0^\infty \int_0^\infty \Psi_d(\vec{r}, V) \chi_s(V) \nu \Sigma_f(\vec{r}, V') \cdot A_d(\vec{r}, V') dV dV' d\vec{r}} \quad (3)$$

ここに、 $\Psi_d(\vec{r}, V)$ 、 $\chi_s(V)$ 、 ν および $\Sigma_f(\vec{r}, V')$ はおのおの遅発中性子モードの共役関数、核分裂スペクトル、核分裂当りの中性子収量および核分裂断面積である。(3)式では A_p/A_d の kinetic distortion による空間依存性を主として Ψ_d を重み関数とする炉心領域にわたる平均操作により克服し、ほぼ正確に静的反応度値が20~30\$の範囲にわたって与えられることが数値実験により推定されている。しかし、この修正型面積法では炉心各所に検出器を配置する必要がある。この煩雑な実験上の手続きは kinetic distortion という難題のため当然のことであろうが、制御棒が多数配置されたような singularity の発生が激しい炉心に対しては実際上かなり面倒な面もある。

現状では、(1)αについて理論と実験の比較を行うと同時に、(2)式の King-Simmons 流の反応度評価式に中性子生成時間λの変動に原因する系統誤差を補正するという方式と、(2)臨界未満度の大きさに応じて手続きは面倒でも拡張型あるいは修正型面積法を採用するという方式が実用されている。

いずれの方式をパルス中性子実験の解釈に採用するにしろ、即発中性子減衰定数αが重要な測定量であり物理的意味も深いことに変わりがないので、その測定精度について簡単に述べてみよう。熱中性子化の理論⁽¹¹⁾

によると、離散的な固有値としての α の存在は通常取り扱う熱中性子炉心については間違いなく、かつ実験的にも確かめられている。したがって、 α の測定誤差は減衰曲線における計数統計によるランダム誤差と、遅発中性子モードの混入や空間高調波の寄与に原因する系統誤差を評価すればよい。

臨界近傍においては即発中性子モードに遅発中性子モードが重畳してゆっくり減衰するため、後者を除去する操作が計算コード化されている⁽¹²⁾。 α の値でこの除去をしないと、 λ が1 msecの炉では約4%、 λ が100 μ secの炉では約1%過少評価することになる(第4図参照)。この点は、 λ が長い黒鉛炉や重水炉における実験では特に注意を要する。また、臨界近傍では遅発中性子モードによるバックグラウンドの上昇のほか²³⁵U, ²⁴⁰Puなどの自発性核分裂、F.P.などからの γ 線による光中性子のバックグラウンドが問題になる場合がある。

第4図 遅発中性子モードの混入に原因する α の系統誤差

したがって、パルス当中性子生成量が多く、かつ加速器自体からのバックグラウンド中性子が少ない発生装置が有利で、小型のコッククロフト型加速器によるものがパルス中性子実験の定着に役立った⁽¹³⁾。またPIG型のイオン源を内蔵して単一レンズによる加速を行う封じ切り型中性子発生管の開発も進み、現在ではよく使用されている。据付けにほとんど手数がからないので、大型炉における実験には特に便利である。

高未臨界になると、空間的高次モードの α が基本モ

ードの α に近くなるため、高次モードが迅速に消失しない。小型炉心では中性子漏洩が大きいのでこの問題はさして重要でなく、数10\$の範囲まで α だけは1~2%の精度で測定できる。しかし大型炉心では条件が厳しく、合成法による高次空間モードの除去が必要な場合もある⁽¹⁴⁾。

国内における増倍体系におけるパルス中性子実験は臨界未満集合体においても基礎実験⁽¹⁵⁾が行われたが、TCA⁽¹⁶⁾、OCF⁽¹⁷⁾およびNCA⁽¹⁸⁾での軽水動力炉に対する炉工学的実験、SHE⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾での黒鉛炉の炉物理に関する実験、またJMTRCでのJMTRの核的模擬実験⁽²¹⁾などと臨界集合体での実験が多い。最近ではDCAから重水減速沸騰軽水冷却炉心についてのボイド係数や制御棒効果に関する実験が報告された⁽²²⁾。

パルス中性子法を大型炉心に適用する試みは、中性子発生管(パルス当りの中性子生成量約 10^8 個)を用いてJPDRの制御棒値や停止余裕の測定が行われ良好な結果を収めた⁽²³⁾。国外での最近の適用例は、アメリカの高温ガス実験炉Peach Bottom炉の初期臨界commissioning programとして、燃焼段階を模擬した炉心の停止余裕などの測定⁽²⁴⁾があり、さらにFort St. Vrain炉での実験も計画されている。

以上、一定周期でパルス中性子を打ち込む方式について述べたが、一方2進pseudo-randomなどのmodifiedされた中性子群を投入して中性子検出器の応答との相互相関関数を求める方式がSternら⁽²⁴⁾とValatら⁽²⁵⁾によって進められてきた。この方式の特徴は、相関のない雑音部分は相互相関関数(実は単一パルス中性子の応答として与えられるグリーン関数)に寄与しないことであって、微弱な中性子源によっても臨界未満度の測定が可能なことである。このほかに自発核分裂中性子源²⁵²Cfからランダムに発生する中性子を利用したパルス実験がある。この場合、中性子数個ずつが独立してパルス状に放出されるので、加速器では作れないパルス幅nsec以下の小型パルス中性子源と見なすことができる。ただし、測定は次章に述べるRossi- α 法での相関測定等に類似したものとなる⁽²⁶⁾。

(2) 非増倍系

非増倍体系における実験の現状を簡単に述べる。拡散近似が有効であり、中性子エネルギー分布についてMaxwell分布が実現する大きな減速材体系では、中性子束減衰定数 α の測定から熱中性子断面積および中性子拡散係数が実験的に決定できる。この実験値の集積は、 H_2O ⁽²⁷⁾、 D_2O 、黒鉛、BeおよびBeOなどの主要な減速材についてはほぼ完全に終了している。最近で

は上記以外の目新しい減速材や、高温あるいは低温領域をねらった実験が散発的に報告されるのみである。

一方、漏洩効果が大きいと中性子エネルギー分布が散乱核の特性に従って固有の冷却を起す。このような小さな体系の α の測定値に強く影響される拡散冷却係数の実験値の集積も進んだが、実験相互の不一致が黒鉛や Be 等の結晶性減速材について目立っていた。国内では相沢ら⁽⁴⁸⁾と高橋ら⁽²⁹⁾が、T.O.F. 実験や冷中性子の投入などにより、以上の不一致の原因が離散的な時間固有値の消失に伴う体系の減衰曲線の単一指数関数からの離反にあることを定量的に明らかにした。

また、非 $1/v$ 吸収体の濃度の α に対する2次項を求める Friedman の方法⁽⁴⁰⁾も、国内では H₂O に対して柴⁽⁴¹⁾と藤野ら⁽³²⁾により適用され、捕獲 γ 線の計測による精度の向上や吸収体の濃度範囲に対する依存の様子の明確化が実現された。

熱中性子の拡散に関する基本モードの確立以前の過渡現象に着目した減速時間、熱化時定数の実験値の集積は1960年代の後半までになんかなり進行した。理論的解析との対比から約1 eV までの中性子減速時間は静止している束縛されていない自由な原子核との弾性散乱過程により正確に記述されるが、それ以下のエネルギー領域では次第に化学結合力や熱振動の効果により引き伸ばされる。これは Möller (H₂O, D₂O)⁽³³⁾, Adamantides ら⁽³⁴⁾, 阪元ら (H₂O)⁽³⁵⁾, Zhezherum (Be, BeO)⁽³⁶⁾, 金子ら⁽³⁷⁾, 前川ら⁽³⁸⁾, 高橋ら(黒鉛)⁽³⁹⁾により確認された。また、熱化時定数に関しても実験値相互の不一致は次第に解消すると共に、理論値との一致も改善された⁽⁴⁰⁾⁽⁴¹⁾。Möller (H₂O, D₂O)⁽³³⁾, 藤野ら (H₂O)⁽³²⁾, Bernard ら⁽⁴²⁾, Serdula ら⁽⁴³⁾, 金子ら⁽⁴⁴⁾, 三井ら⁽⁴⁵⁾および道川(黒鉛)⁽⁴⁶⁾の Puls 実験が報告された。現在では、中性子飛行時間法により時間依存の熱中性子スペクトルを微分的に詳細に測定する手法で、より高精度の結果が得られつつある。

以上述べた分野における非増倍系における Puls 中性子実験の活動はほぼ収束に向っているが、1960年代の後半から、次の2つの分野において Puls 中性子実験法が新たに応用されている。1つは非均質格子系の実効的な中性子拡散係数の測定であって、原子炉の非均質格子から中性子漏洩の推定問題における理論計算の精度を検討することを目的としている。これまで円筒状の空孔を有する黒鉛正方格子に対する Bull ら⁽⁴⁷⁾と Deniz ら⁽⁴⁸⁾の実験と同じく、円筒状の空孔や Al 棒を中心とする軽水の三角あるいは平板格子に対する Page⁽⁴⁹⁾と金子ら⁽⁵⁰⁾の実験があり、実験体系

のバックリングの評価に当って外挿距離の算定方法や理論計算された拡散係数値との対比方法が問題になっている。

もう1つは、体系中における冷中性子の挙動に関する実験であって、これまで国内では冷却された各種減速材の温度と α の関係について、77°K までを高橋ら⁽²⁹⁾が、住田ら⁽⁵¹⁾, 大友ら⁽⁵²⁾が10°K 近傍まで調べている。ミクロ断面積も不確定のエネルギー領域であるが、Puls 中性子実験法の応用により中性子の熱化機構が明らかにされるものと期待される。

(原研・金子義彦)

2. 高速系

高速中性子体系における Puls 中性子法は熱中性子体系での成功に刺激され、1960年代後半から各国において実験および解析が行われている。しかし全体としてまだ熱中性子体系におけるほどの完成をみていない。

これは、高速系においては対象となる中性子エネルギー範囲が広く(100 eV ~ 10 MeV), かつエネルギーの増加する過程が核分裂しかないため、系のエネルギー・スペクトルが真の平衡状態に達する場合に限られることに起因している。すなわち、基本モードの固有値としての時間減衰定数 α がほとんどの場合に存在する熱中性子系と異なり、高速系ではそのような α の存在の保証は一般にはなく、また実験的にそれらしきものが観測された時もおその“質”を問題にしなければならぬ。したがって、系のスペクトルを決定する組成、形状および増倍の度合によって α の状態は大きく異なってくる。

臨界に近い高速増倍系に Puls 中性子を打ち込んで、その臨界未満度を測定する試みは早くから行われた。これは臨界近くでは平衡スペクトルが達成されると考えるからである。この場合は、対象となる時間の尺度が短いことを除いては、測定法もデータ処理法も熱中性子系でのものと本質的に同じである。実験は各国の高速臨界実験装置で行われ、即発中性子減衰定数 α を測定し、あるいは遅発中性子モードをも用いて\$ 単位の反応度 ρ を測定して臨界未満度を求めている。

わが国では、原研の高速臨界実験装置(FCA)において天然ウラン・ブランケット付の小型および中型炉心系についての系統的な実験が行われた^{(53)~(55)}。いずれの場合も、測定した0 ~ 数\$ の範囲では単一の指数減衰が観測され、検出器の位置に依存せず1点炉近似による拡張型面積法でも反応度 ρ がよい精度で求められた。この場合は kinetic distortion があまり問題で

ないことがわかる。また炉心物質の量を変化させて反応度を考えている場合、この反応度範囲では α と ρ は良い比例関係にあり、かつこれを外挿すると $\alpha=0$ の点でちょうど $+1\beta$ 、すなわち即発臨界点を切ることから、基本モードもしくは良い準基本モードが存在しているとみなせる。

また「常陽」模擬炉心において、 ^{10}B 模擬制御棒を複数本挿入して制御棒価値の測定⁽⁵⁶⁾も行われた。この場合 -10β 以上まで α および ρ が求まり、かつ他の反応度測定法との一致も良い。(第5図)

第5図 ボロン量による α - ρ 関係の変化(FCAV-3 炉心)

最近では、実際の炉系での炉心設計や運転計画を想定して、 $-20\sim-30\beta$ の高臨界未満度を確実に測定できることが要請され、種々の反応度測定法の改良または再検討が行われている。当然パルス中性子法についてもこの範囲までの適用性が問題になる。また炉の大型化により対象となる炉心はスペクトルが軟化しており、ブランケットも実際の組成を模擬した、いわゆるソフト・ブランケットになっている。このような系での実験例はまだきわめて少ない。小型炉心系においても高未臨界になると、単一指数関数的減衰を示さない⁽⁵⁷⁾、炉心スペクトルが軟くなるにつれてさらにその限界が上がって来る⁽⁵⁸⁾。またブランケット・スペクトルが炉心スペクトルと較べて軟いときも同じ傾向が観測される⁽⁵⁹⁾。したがって、このような系について基本モードまたは準基本モードが存在し実質的に臨界未満度が求められる範囲を知る必要がある。

最近まで高速系での基本モードの時間固有値の存在条件ははっきりしていなかった。エネルギーを連続として取り扱った固有値の理論と、裸の小型高速炉心系での広い反応度範囲での実験の解析とから、その存在範囲またそれ以下でも擬似固有値と見なせる範囲を求めうることが検討されている⁽⁶⁰⁾⁽⁶¹⁾。また大型炉心系に関して動特性コードを用いた多群数値計算により、

平衡あるいは準平衡スペクトルが成立する範囲を系統的に調べる試み⁽⁶²⁾もなされている。

これらの検討から、充分精度の高い測定と適当なデータ処理を行えば、大型炉を模擬した炉心でも -20β 程度までパルス法によって実用的に臨界未満度を求め得ると予測されている。

高速系の場合、実際の原子炉への適用は、燃料のPu同位体からの自発核分裂中性子による高バックグラウンドに打ち勝つ強力な中性子源が必要とされるので実例が少ない。ソビエトでは、BR-5において予備的な実験を行い、 α_c などの kinetic parameter を測定すると共に $0\sim-5\beta$ まで擬似的基本モードが存在することを確認してパルス中性子法の適用の可能性⁽⁶³⁾を検討しており、さらにBN-350, BN-600の燃料装荷変更時の臨界未満度の測定への利用予定が注目されている。

臨界未満度の測定以外にパルス中性子法で測られる遅発臨界における減衰定数 $\alpha_c = \beta_{eff}/\Lambda$ は炉の特性量として重要な量で、低エネルギー領域に感度の高いスペクトル・インデックスとして断面積のチェックにも用いられる。従来この量の(計算値)/(実験値)は $1.2\sim1.7$ と悪かったが、最近ではJAERI-FASTset, ENDF/Bの使用で同傾向とはいえ ~ 1.1 程度に改善された。

非増倍体系または弱増倍体系での高速中性子パルス実験も Beghian⁽⁶⁴⁾の実験以来いくつかの試みがある。いずれも単純な組成、形態の体系に非常に短いパルス(数nsec)を打ち込んで体系内あるいは漏洩する中性子の時間変化を観測している。この場合対象となるエネルギー範囲では、中性子の up-scattering はないかまたは少ないので基本モードは確立しない。したがって、熱中性子体系のように系の炉物理パラメータに直接むすびつく量を導くことは難しく、むしろ時間によって異なったエネルギー・スペクトルになることを利用して、断面積や計算法のチェックに用いることが試みられている。この場合に要求されるパルス中性子のパルス幅は nsec 程度のもので実験技術上の大きな困難を伴うが、これを逃れて簡易な ^{252}Cf による実験が相沢ら⁽⁶⁵⁾によって行われた。

実験手法としては、単色中性子を入射し、そのエネルギーより僅か低いところに選別値をえらんで、狭いエネルギー幅の中性子を1群的に取り扱うか、あるいは広いエネルギー範囲を積分的に取り扱うかのいずれかであるが、最近では時間とエネルギーの2次元測定によりエネルギー別の時間変化が求まり出した。しかし、中性子源、検出器、時間測定系等実験技術上に問題点が多く最も難しい種類の実験の1つである。

計算法では Storrer-Stievenart⁽⁶⁶⁾ の提案した方法を初めとして、わが国でも J_n 法⁽⁶⁷⁾、電信方程式による方法⁽⁶⁸⁾、波動モード重合せ法⁽⁶⁹⁾、鏡像の方法⁽⁷⁰⁾等が提案されている。最近ではモンテカルロ法も良く使われる。1例としては、Kapller らはエネルギー別の時間スペクトルを Fe, NU について求め、これと計算との比較から高エネルギー側の非弾性散乱断面積の修正⁽⁷¹⁾を行なっている。(原研・中村知夫)

Ⅲ. 中性子相関法

中性子相関法は増倍系でのパルス中性子法と類似する面もあるが、遅発中性子モードを定量的にとらえるには適当でなく、多くの場合、即発-即発のチェーンで結ばれる中性子の同族集団(ファミリー)の振舞いのみが主要な対象とされる。このファミリーの挙動を記述する方程式は幾通りもあり、例えば Pál-Bell 方程式の形では、これをモーメント展開⁽⁷²⁾で解いたときの1次モーメントの式が通常の Boltzmann 方程式に相当する。パルス中性子法がこの範囲にとどまるのに対して、相関法で分散等を与える2次モーメント以下の式は Boltzmann 方程式を超える情報をも含むので、それゆえに中性子相関法に期待が寄せられてもいた。

しかしながら、相関の理論が整備されゼロ出力炉に対する研究が一応体系的にまとめられると、以上の期待は皮肉にも自閉的収束をみた感がある。この重要な時期は1969年頃であった。そしてこの理論の体系的整備に、大塚⁽⁷³⁾、斎藤⁽⁷⁴⁾、飯島⁽⁷⁵⁾を初めとする日本の研究者が大きく寄与したことは特記されてよい。この分野の実験面のレビューとしては Pacilio の著作⁽⁷⁶⁾もあるが、これは1968年までのレビューであるため中途半端なものに終わっている。その後の古橋らの「中性子相関の測定」⁽⁷⁷⁾ではこの点がカバーされ、今なお有効なガイドとなっている。

1. 独立測定量の数と未知量の数

この問題が中性子相関法への期待を自閉的に減少させた原因である。つまり自発核分裂などを源として成立するマクロ定常な中性子場において、計数確率から導きうる独立測定量は3個しか存在しない。通常の動特性実験では得られぬ情報と思えば、知りたい量に中性子寿命 τ_f 、増倍率 k_p 、中性子源強度 S 、計数管効率 ε の4個があり、残念ながら(2次モーメント以下を対象とする)相関実験のみでは、これら4量の個個を決定できない。これらの相互比などは決定できるが、それでは通常の動特性実験の効能を超えられない。このことは和泉⁽⁷⁸⁾が最初に明瞭にしたが、要点は

次のとおりである。

Pál-Bell 方程式は、最初中性子源1個の投入によって開始される減衰チェーンについて、その同族中性子の計数の確率母関数 G を記述するが、2次モーメント以下を正しく与え、それ以上に対しても臨界近くではほぼ正しく与える2又近似にとどめた場合⁽⁷⁷⁾、 $\mathcal{G}=1-G$ なる量は解析的に解けて、 α, R, y という3パラメータで書ける^{**}。このうち $R=\nu_p(\nu_p-1)/2\tau_f$ なる量が分枝過程に基くパイナリー雑音源を表わすが、式の構造として R は、 $\mathcal{G}=f(\alpha, y)/2R$ の形で1個のみ入る。問題はランダム中性子源の下でのマクロ定常中性子場での計数確率の母関数 G 、の式に移る際に生ずる。Bell ら⁽⁷⁹⁾が導いた理論式によれば、 G は上記 $\mathcal{G}$ と、中性子源期待強度 S を通じて

$$G_s(z, T) = e^{-\int_{-\infty}^{t-T} S \cdot \mathcal{G}(z, T: t_f/t) dt} \quad (4)$$

なる形で結びつく。このとき新たに入った未知量 S が、1個所でのみ、かつ $S \cdot \mathcal{G}$ の直積の形で入り、このため R と合して $S/2R (\equiv \sigma)$ なる1個のパラメータにまとまる悲劇が生じる。このため G_s は α, σ, y という再び3個のパラメータで書いてしまう⁽⁷⁷⁾⁽⁸⁰⁾。パラメータの数が減れば一見有利に見えるが、実は S が加わって未知量が4個となった体系を分析するには方程式の数が1個足りない。要するに独立測定量は3個しかとれないのである。これは計数ゲートの数を増しても救えない。

2. 中性子相関法によって求め得るもの

まず、通常の動特性実験で得られるはずの比の値、例えば β_{eff}/τ_0 や ρ/β_{eff} などがパルス中性子源やパイロシレータなどの外部装置を用いずに求まる利点がある。次に、なんらかの絶対値測定を1つ併用すれば式の数が揃い、上記4個の炉物理量の個々、またはこれから派生する量(例えば全核分裂レート F とか遅発中性子実効収率 β_{eff} など)の絶対値^{**}を決定できる。相関以外の独立測定としては、例えば中性子束レベルの絶対値測定とか、既知反応度の下での測定を行うなど種々考えられ、これらで1量を決定できれば、残りの知りたい量は例えば、

* τ_f は核分裂の平均寿命であり、通常の即発中性子の全平均寿命 τ_0 とは1点炉近似では $\nu_p \tau_0 = k_p \tau_f$ の関係にある。

** 最初は Bell⁽⁷⁹⁾ が解いたが、わかりやすい式は古橋の文献⁽⁸⁰⁾参照。

* ただし1群1点炉近似によっているから、それ以上の理論でのなに対応しているのか、その実効的な定義には注意する必要がある。

$$F = \frac{\chi g}{(1-k_p)^2} \sigma \alpha \quad (\text{total fissions/sec}) \quad (5)$$

$$(1-k_p)^2 = \frac{\chi g}{F} \sigma \alpha \quad (6)$$

$$\frac{Y}{T_0} = \frac{\chi g}{F} \cdot \frac{\sigma}{\alpha} \quad (\text{sec}) \quad (7)$$

$$\varepsilon = \frac{(1-k_p)^2 y}{2\chi g k_{\text{eff}}} \quad (\text{counts/induced fission}) \quad (8)^*$$

などの式によって決定できる。ただし

$$\chi = \frac{\nu_p(\nu_p-1)}{(\bar{\nu})^2} \quad (9)$$

$$g = \int g_0(r) dr \int g_0^3(r) dr$$

($g_0(r)$ は基本モードの形)

$$(10)$$

$$y = \frac{2\nu_p(\nu_p-1)\varepsilon}{\alpha^2 \tau_f^2} \quad (11)$$

である。 g は大塚・飯島の g 因子⁽⁸¹⁾で、 χ に伴って現れることに注意すべきである。

なお、上式を見ると3パラメータのうち σ と α が主に有用で、 y はそれほどでもないように見えるが、全計数率 C が $\sigma \alpha y/2$ で与えられるので、 C を測れば $\sigma \alpha$ は $2C/y$ で置き換えられるから、 y も重要である。

反応度については(6)式によるほか、遅発臨界時との比を測り、ドル単位反応度 $|\beta| = |\rho/\beta_{\text{eff}}|$ を求める方法がとられる。即発中性子崩壊定数 α を用いて

$$\frac{\alpha}{\alpha_c} = 1 + \left| \frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} \right| \quad (12)$$

とするのはパルス中性子法の(5)式と同じであるが、ほかに

$$\frac{y_c}{y} = k_{\text{eff}} \left(1 + \left| \frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} \right| \right)^2 \div \left(1 + \left| \frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} \right| \right)^2 \quad (13)^{**}$$

とか、Orndoff方式Rossi- α の相関項振幅 T_0 を用いて

$$\frac{T_{0c}}{T_0} = k_{\text{eff}} \left(1 + \left| \frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} \right| \right) \div 1 + \left| \frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} \right| \quad (14)^{**}$$

なども利用できる。(13)式は妒雑音で利用されている。

なお、相関法のみで第4の独立実験量を得るため、3次モーメントの3又成分の大きさを時間軸上の非対称性を利用して選別測定することが古橋により提案されているが⁽⁸⁰⁾⁽⁸²⁾、精度の点で現状では実用化されていない。

3. 3つの測定量として何をとりか

3基本量 α, σ, y のうち、 α はRossi- α 法の α そのもので、 σ は体系固有の無次元量 Z_0

$$Z_0 = \frac{T_0}{C} = \frac{1}{2\sigma} \quad (15)$$

によって与えられる。これはOrndoff方式Rossi- α の S/N 比であり、古橋がFeynman- α 的な手法によっても求め得ることを指摘した⁽⁸³⁾。また Z_0 は体系の中性子密度そのものに対する(分散-平均)/(平均)^{*}に当たっている。次に y は検出器依存の無次元量

$$\frac{T_0}{\alpha} = \frac{y}{4} = \frac{Y_{\text{sat}}}{2} \quad (16)$$

によって求められる。これは1つの中性子パルスの後と同族カウントが平均何個付随しているかを示す量で、飯島は平均相関カウント数と名付けている。 Y_{sat} はFeynman- α 法の Y がゲート幅の大きい所で飽和した値(ただし、遅発中性子の影響のまだ入らぬ範囲)である。

相関実験では α, σ, y を直接に求める以外に、全計数率 C 、ファミリー計数率 C_r 、Rossi- α 法の相関項振幅 T_0 または T_F などを用いて^{*}、 (α, C, T_0) または $(T_F), (\alpha, y, C), (\sigma, y, C), (\alpha, C, C_r)$ など各種の組合せが可能である。最後の組合せは最近よく用いられ、 C_r が待ち時間分布の指数減衰曲線より求められる⁽⁷⁷⁾⁽⁷⁸⁾。(第6図)この場合は高次モードやバックグラウンドに相当する成分がなく、 α の減衰曲線よりさらに高精度で C_r を決定できる。そこで和泉⁽⁷⁸⁾は α, C, C_r を3基本実験量にとることを提案した。

確かに個々の量の精度としてはこの3量をとるのが最良のようで、ことに C_r は α の測定精度約4%に対して容易に約1%くらいにできる。しかし、(5)~(8)式などを用いる際は C_r が必ずしも最良ではない。例えば

$$\sigma \alpha = \frac{C_r}{2 \left(\frac{C}{C_r} - 1 \right)} \quad (17)$$

であるから、 C と C_r の値が近いと相対誤差が大きくなる。また、 C と C_r の値に差をつけるには、検出器効率 ε を大きくとらなければならない。

4. 検出器効率

検出器効率は便宜上 ε (counts/induced fission)で

* 分母の k_{eff} はファミリーが自発核分裂によってスタートする「当初相関の補正」として入ったもの。

** k_{eff} は、やはり当初相関の補正で入ったもの。

*** T_F はファミリー第1パルストリガー時の相関項振幅、また C_r はファミリー第1パルスの計数率。

第6図 「弥生」における待ち時間分布の測定例
(下遠野英俊, 古橋 見未発表)

表示されるが、例えば $(C/C_r) - 1 \geq 0.5$ とするには、左辺は $(\sqrt{1+y}-1)/2$ ゆえ $y \geq 3$ を要する。これは遅発臨界付近では $\varepsilon \geq 1 \times 10^{-4}$ に相当する。一見小さいようだが、炉出力 1 W 当り $\geq 3,000,000$ cps であり、容易な量ではない。この条件は Y が観測容易な条件、例えば $Y_{\text{sat}} = y/2 \geq 0.5 \rightarrow \varepsilon \geq 3 \times 10^{-5}$ より厳しい。逆に C と C_r に差がなくなり、 T_0 と T_F に差のなくなる (1% 以下) 条件は $y \leq 0.04 \rightarrow \varepsilon \leq 1 \times 10^{-6}$ である。 ε が $10^{-6} \sim 10^{-4}$ の間ではどっちつかずで利点がない。

一方、電離箱による炉雑音実験では、ゼロ出力炉雑音のパワースペクトル $P(\omega)$ は中性子相関法と密接な関係にある。例えば $P(\omega)$ の折点角周波数は α であり、即発モードに基づく中間周波数領域での平坦部分の高さは $2Z_0/\alpha = Y_{\text{sat}}/C = 1/(\sigma\alpha)$ になる*。ところで炉雑音では、Rossi- α 法でのトリガー・カウントに対応するものが検出器雑音という平坦部分を作り、上記即発モードとの S/N 比が問題となるが、 $S/N = Y_{\text{sat}} = y/2$ に当る。この y を用いて (13) 式などにより反応度を求めることは前に述べた。例えばこの S/N 比 ≥ 5 となる条件は $y \geq 10 \rightarrow \varepsilon \geq 3 \times 10^{-4}$ に当り**、Feynman- α の Y が観測容易となる前述の条件よりもさらに 1 桁厳しい。このように検出器効率 ε に対する条件が厳しいことが、ことに高速系での相関および炉雑音実験を予想以上に困難にしている。

5. 相関法実験における最近の工夫

検出器効率が高いことのほかに、分解時間が短いこ

と、パルス幅が狭くタイムポイントが明確なことなどが要求される。最近では小型の ^6LiF 中性子シンチレータがよく用いられ、空間依存性も測りやすくなった。ただし、アクリルのライトパイプなどはその擾乱効果を見逃すことができない。しかし、小型高速炉心ではパルス中性子を有効に打ち込み難いので、Rossi- α 法が有力な測定法となる。遅発超臨界においても、極低レベルからの上昇過程を繰り返し測定して α を求めうるので、上記擾乱の補正さえできれば、 β/τ_0 の決定には非常に有効である⁽⁸⁴⁾。

熱中性子系では S/N 比 $= T_0/C = 1/2\sigma \propto 1/(1-k_p)F\tau_0$ の関係から、 τ_0 が長いと測定困難になる。そこで、未臨界度を大きくし中性子束レベルも下げて実験するが、それにも限度があり、Giant Family 法が工夫された。これは飯島⁽⁷⁵⁾の唱えた A_n 法が最初であるが、最近安田ら⁽⁸⁵⁾⁽⁸⁶⁾は短時間計数率が平均値より一定割合高くなった時トリガーする方法で効果を上げている**。ただし、この場合は相関項振幅の絶対値の情報は失われる。この方法では、トリガー頻度と振幅の積を最大化するには平均値からのズレが標準偏差に等しいときトリガーするのが最も有利である⁽⁸⁷⁾。

Rossi- α 法では Time-to-Amplitude Converter と波高分析器によることが多いが、最近では 1 チャンネル当り $15 \sim 30$ nsec の高速時間分析器で直接分析もできる。Feynman- α 法では、Counts-to-Amplitude Converter を用いた時もあったが、最近では Counts-to-Ch.No. Converter で直接対応アドレスへ記憶させるし、隣接する 2 ゲートの計数の 2 次元分析なども試みられている。また Giant Family 法に似た考えで、シグナルでゲートをあけて計数および分散値を稼ぐ試みもある⁽⁸⁸⁾。

Rossi- α 法でトリガーとアナライザを分ける 2 検出器法は、空間依存性の測定ともあいまって既に日常化しているが、Feynman- α 法でも 2 検出器の covariance をとることによって $1+Y$ の 1 を消すことができ、野村ら⁽⁸⁹⁾の示したように炉雑音周波数分析でも検出器雑音部分を消すことができるなど 2 検出器法の利点は大きい。2 本の CIC 出力の相互相関 $\Psi_{12}(\tau)$ をとり、 α の小さい体系でも Orndoff 方式の Rossi- α 相当のことができ ($\Psi_{12}(\tau) = Z_0 \exp(-\alpha\tau)$)、角田ら⁽⁹⁰⁾

* これは出力校正に利用される。

** ボロンチェンバでは (n, α) 反応度/induced fission が ε 。

** 阪大の樋口らは一定ゲート内に、ある数以上のカウントが来たときのみ、その先頭パルスでトリガーする方法をとっている。

は軽水炉での α の測定に成功している。2検出器法は今後ますます盛んになると見られるが、そうなると1点炉近似では不充分になって来る。このとき普通は2検出器間の位置差補正という視点に立ちやすいが、森島⁽⁹¹⁾が場所依存相互相関を中性子波伝播の観点から捉え、間の媒質の炉物理特性の解明に利用しようとしているのは示唆に富むといえよう。2検出器法はまた2種の異なった物理量の間の相互相関スペクトルやコヒーレンス関数にまで進展するが、これらについて最近興味ある討論がなされた⁽⁹²⁾⁽⁹³⁾。

6. 符号相関法など

最近目につくことの1つに符号相関法(Polarity Correlation Method*)が挙げられる。これは元来オンライン実験向きに発達したもので、連続的なアナログ量をサンプリングしてAD変換する際、情報のビット数を減らして高速化を狙う目的のものである。つまり数量的なAD変換をする代わりに平均値より上(+1)か下(-1)かという1ビット情報に減らしてしまうやり方である。これは一見乱暴な話に見え、情報量が極度に下がって精度が落ちるように思えるが、符号相互相関関数 $\text{Pol}_{12}(\tau) = \langle \text{sign}\{X_1(t)\} \text{sign}\{X_2(t+\tau)\} \rangle$ の相対実験誤差は、Rossi- α 相当の減衰曲線に対して、通常の定量的相互相関関数のその1.5倍にしかならないという研究⁽⁹⁴⁾があり、上記安田らのGiant Family Rossi- α や、角田らのCICによる相互相関関数および相互相関パワー・スペクトルの測定などはこの符号相関法によっている。この方法ではたとえ2検出器法によっても、平均値をとる過程で陰に自己相関部分(検出器雑音部分)が入って来るので、相関振幅は下がり、パワー・スペクトルの高さや形も通常のものとは違って来る。しかし、角田らは工夫して符号相互相関パワー・スペクトルの平坦部の高さの変化から反応度などを求めている。(東大・古橋 晃)

IV. 中性子波伝播法

古くから提唱され⁽⁹⁵⁾、実験も行われた⁽⁹⁶⁾中性子波伝播法が約10年のブランクの後再び注目されてきた⁽⁹⁷⁾。このリバイバルの背景として、中性子熱化・輸送現象研究の活発な展開が理論と実験(特にパルス中性子法の発展)両面においてなされた結果、中性子熱化の観点⁽⁹⁸⁾とパルス中性子法等によって進歩した測定法の力をかりて、新しい角度からの中性子波伝播の研究が可能となっていたことがあるにちがいない。中性子波伝播の研究は指数実験・パルス中性子減衰実験**の方法やそれらの理論解析の方法と密接・相補的

関係にある方法で行うことができる点において、炉物理基礎実験法の一角を築くという意味を持つものである。(阪大・高橋 亮人)

1. 理 論

ここでは主に過去10年間のわが国の理論発展について述べるが、この期間中、新発展の着想が海外の研究者によっていくつか与えられたのでそれも含める。重点を均質、非増倍体系中の熱中性子波伝播におき、非均質、増倍体系については、簡単に述べる。本稿は、文献⁽⁹⁹⁾を抄録し、幾分修正したもので、網羅的サーベイではない。

一口に過去10年間の成果の特徴をあげると、③エネルギーを考慮に入れた輸送方程式が、無限、有限体系に対して、以前より近似良く(または厳密に)解かれたこと。⑥その結果各問題に対する中性子束は、異なった定数で空間的に減衰するいくつかのモードの和として求まった。⑤その過程で、ラプラス変換変数 κ の平面での特異点の性質が詳しく調べられたなどである。

中性子波伝播実験(WPE)の理論は、パルス中性子減衰実験(PNE)の理論に analogous な点が多く、発展もPNE理論に刺激されたといえる。しかし、WPE理論の方が変数 $i\omega$ を含む複素量を扱うために複雑である。また上述の各種減衰モードは、あとに述べる干渉を引き起す可能性をもつが、これは中性子エネルギー・スペクトルの影響が実験に陽に現れうることを意味し、WPEの特徴ともいえる。

(1) 目的と性格(パルス中性子実験との類似性)

典型的な1次元のWPEでは、体系の表面に

$$I(v, t) = I_0(v) + \Delta I(v) \exp(i\omega t) \quad (18)$$

の形で変調した中性子ビームをあてる。これに対応して体系中の点 z では、中性子束は

$$\phi(v, z, t) = \phi_0(v, z) + \Delta\phi(v, z) \exp(i\omega t) \quad (19)$$

の形で時間的に変動する。第2項の係数は一般に

$$\Delta\phi(v, z) = \sum_n A_n \exp(-\kappa_n z) + \sum_m \int_{\Gamma_m} A_m(v, \kappa) \exp(-\kappa z) d\kappa \quad (20)$$

とかける。第1項はいくつかの離散的な減衰モードで、 κ_n は $i\omega$ を含んだ複素量である。その実部 $\text{Re}\kappa_n$ は第 n モードの空間的減衰を、 $I_m \kappa_n$ が位相遅れを特

* 普通「極性相関法」と訳されているようだが、内容をよく伝えるものとして「符号相関法」と訳すことを提案したい。

** 時間固有値 α を測定するような $(\phi(t) \sim e^{-\alpha t})$ となるようなパルス中性子実験のことをさす。パルス伝播法は、広い意味でパルス中性子法の一つとも見ることができる。

微づける。第2項はいくつかの連続減衰モードで、 Γ_m は複素 κ 平面上の積分路を示す。WPE 理論の目的は、結局(20)式の形の解を求めることにある。一方実験では、(20)式中の特定の項 $A_0 \exp(-\kappa_0 z)$ が多くの場合、最も空間的にゆるやかに減衰することを利用して κ_0 を定める。 $\kappa_0 \equiv \alpha_0 + i\xi_0$ とすると、例えば1群拡散理論では

$$\alpha_0^2 - \xi_0^2 = L^{-2} \quad (21)$$

$$2\alpha_0 \xi_0 = \omega / (\bar{v} \bar{D}) \quad (22)$$

とかけるので、 $L, \bar{D}$ などの炉定数が決定できる⁽⁹⁶⁾⁽⁹⁸⁾。

この実験が可能なためには、① κ_0 が存在すること、②体系内で(20)式の $n=0$ の項が他項よりも圧倒的に大きくなる場所があること、などが条件だが、②が成立するためにさらに望ましいのは、③ $\text{Re} \kappa_0$ が他の $\text{Re} \kappa_n, \text{Re} \kappa$ (κ は Γ_m の上のもの) より小さいこと、である。ところが条件①～③は、実験で常に成り立つとは限らず^{(100)~(102)}、結晶性媒質では(21), (22)式も採用できない場合もあること⁽¹⁰²⁾、などが過去10年間に明らかになった。

ところで、(19), (20)式のような解は、例えば $\partial \phi / \partial t$ を含む拡散方程式を解く場合には、 $\exp(i\omega t)$ の形で定常的に振動する特解として求める。その解が振動するのは、源の変調のゆえであって中性子集団自身の性質ではない。また拡散方程式は、パルスの伝播速度として無限大を与える性質を持つ⁽¹⁰³⁾。つまり、われわれの解は wave-like ではあるが、波動方程式を満足するような波ではない。ここで仮りに解法の近似をあげて電信方程式を解いても、パルス伝播速度の方は有限となるが、パルスを除いたのちも振動を続けるような解は求まらない。これは拡散という現象の性質由来している。

なお、(21), (22)式のように、 κ_0 、変調周波数 ω と炉定数を結び付ける式は、より厳密な解法によれば、一般に分散関係と呼ばれる

$$A(\kappa_0, i\omega) = 0 \quad (23)$$

の形の式となる。関数 A は $\Sigma_a(v), \Sigma_t(v)$ などを含み、 $D(v)$ を含むこともある。WPE の $\kappa_0(\omega)$ は(23)式の根だが、一方 PNE での減衰定数 $\lambda_0(B^2)$ は同型の式の根である⁽¹⁰⁴⁾。Michael ら⁽¹⁰⁵⁾ はそれに着目して $\kappa_0(\omega), \lambda_0(B^2)$ をそれぞれ ω, B^2 で展開して展開項の相互関係を示した。このような WPE, PNE, 拡散距離実験(DLE)の3者の各特質、相互関係については文献⁽¹⁰²⁾⁽¹⁰⁴⁾を参照。

B^2 は実はエネルギー E に依存するので、Michael

ら⁽¹⁰⁵⁾によって導かれた $\lambda_0(B^2)$ と $\kappa_0(\omega)$ の間の対応関係は厳密には成り立たない。そこで PNE, WPE の両実験方法が等価でないので、各特質を検討する必要がある。理論上は WPE は大型炉のように局所的な変動をする体系の解析に適するであろう⁽¹⁰⁶⁾。

(2) 非増倍均質系

まず Perez ら⁽⁹⁸⁾は、WPE 理論としては初めてエネルギーを連続変数として扱い、 $\kappa_0^2(\omega)$ の表現の中に熱化定数 M_2 (散乱核のエネルギー変化2次モーメント) が現れることを示した。 κ_0 が $\omega_{\max}$ 以上の周波数では存在しないことを証明したのは Duderstadt⁽¹⁰⁰⁾ である。彼はさらに関数解析によって(20)式の κ_n, Γ_m の存在性を一般的に論じ、無限媒質に対する一般解を2次元(μ, ν)特異積分方程式を解いて求めた。そこで用いた固有関数は Generalized Analytic Function⁽¹⁰⁷⁾に属するが、その完全性、直交性も示された。彼はまた結晶性媒質中の WPE について、6つの減衰モードを示し(文献⁽¹⁰²⁾の(12)式)、(23)式を解いて $\kappa_0(\omega)$ の軌跡を求め、 κ 平面上の特異領域の相対位置を論じた。(第7図⁽¹⁰⁰⁾⁽¹⁰²⁾参照)

中性子束は次の6項の和となる。

f_{dts} : (20)式の $n=0$ の項で、 $\kappa_0(\omega)$ における留数、

f_S : 源の流れの成分、

$f_{el,0}$: 弾性散乱のみを続ける成分、

f_{el}, f_{SB}, f_{AB} : 図中の同添字のまわりの積分

第7図 黒鉛に対する根 $\kappa_0(\omega)$ と、特異領域 $\Gamma_{SB}, \Gamma_{AB}, \Gamma_{el}$ (文献⁽¹⁰²⁾を要約)

また Kaper ら⁽¹⁰⁸⁾は、散乱核が分離する場合について、文献⁽¹⁰⁰⁾と同手法で無限、半無限媒質に対する固有関数を求め、完全性を証明した。山岸⁽¹⁰⁹⁾は、半無限媒質に対する固有関数の直交性を示し、結晶性無限、半無限媒質に対して固有関数による厳密解を求めた⁽¹¹⁰⁾。 $\kappa_0(\omega)$ を陽に書いた表現が求めた(文献⁽¹¹⁰⁾の(37)式)ことは興味深い。山岸⁽¹¹¹⁾は Wiener-Hopf 法も採用している。なお、一般に3次元問題を

輸送方程式で解くときには、横方向の分布を $\exp\{i(B_x x + B_y y)\}$ とおく⁽¹¹²⁾やり方が採用されている。

さて実験にとっては、 κ 平面上の $A(\kappa, i\omega)$ のゼロ点 κ_0 と連続領域 Γ_m ((20)式参照) との相対位置が大切な意味を持つが、黒鉛では $\kappa_0(\omega)$ の軌跡は低周波数 ($\omega < 3,000$) のうちに Sub-Bragg 連続領域 Γ_{SB} に到達する^{(113)~(115)}。そしてこれが起る直前の ω に対しては、 Γ_{SB} のまわりの積分の項((20)式参照)は $\exp(-\kappa_0 z)$ の項よりもゆっくり減衰する。そこで、既述の条件②の確認のためには、各減衰モードの絶対値を知ることが必要である^{(110) (114) (116) (117)}。この場合、伝播方向に有限な体系に対して、中性子束を計算するには、Watson 変換が有力な手段である⁽¹¹⁷⁾。また連続モードの計算には^{(110) (117)} 労力と時間がかかるので、鞍点法による近似も試みられた^{(111) (115)}。また κ_0 が Γ_{SB} に達したのち ω がさらに増すと Γ_{SB} の反対側に κ_0 が現れる⁽¹¹⁴⁾、この新しい $\kappa_0(\omega)$ の軌跡は、それ以前の $\kappa_0(\omega)$ と滑らかに接続しないことが示された^{(113) (115)}。

ところで、上述の連続領域 Γ_{SB} は結晶性媒質に特有のものだが、 $\kappa_0(\omega)$ がこれに到達する前後で、中性子束は ω と共にどう変化するであろうか。Corngold ら⁽¹¹⁸⁾は、PNE の解析において、 $\lambda_0(B^2)$ が B^2 の増加に伴って Γ_{SB} に到達した直後を検討した。それによると、 $\lambda_0(B^2)$ が消滅した直後は、(20)式の $A_{SB}(v, \kappa)$ に相当する関数が積分変数((20)式では κ)の変化に対して鋭いピークを持つ。そのため、連続モード Γ_{SB} が実用的には離散モードと同じ振舞いをする事が明らかとなり、彼らはこれを Pseudo Fundamental Mode と呼んだ。この思想に従って WPE においても Pseudo Mode の解析が盛んとなった⁽¹¹⁹⁾。(文献(110)の p.426)

宇津呂⁽¹²⁰⁾、高橋⁽¹²¹⁾が報告した黒鉛中の干渉の現象は、冷中性子群と熱中性子群の間の干渉によるもので^{(110) (114) (116) (117)}、エネルギー分布の効果を示し理論のチェックとして好適である。同種の現象が鉛体系⁽¹¹⁴⁾での熱中性子波や減速過程を含む体系⁽¹²²⁾についても観測されている。その応用範囲は今後も研究の余地がある。

ある体系の WPE の考察をする場合、その同じ体系で DLE, PNE を行なったときのエネルギー・スペクトルが重要な手がかりとなる。今までにスペクトルは、積分型輸送方程式による逐次衝突法⁽¹²³⁾または拡散方程式による逐次非弾性散乱法^{(124) (125)}で計算がなされている。

(3) 増倍系

増倍系の指数実験的解析としては、松本⁽¹²²⁾、和田⁽¹²⁴⁾が格子系について行なっている。このような格子系の解析では、Corno⁽¹²⁵⁾のように簡単な配置から出発するのも1つのアプローチと思われる。炉体系中の WPE については、Weinberg ら⁽¹²⁶⁾が、局在する源の周波数が遅発中性子崩壊定数に比べて充分大きければ伝播する波が生ずることを示し、その波を鏡像からの球面波の和として表わした。この鏡像の方法はゆらぎ伝播に対する森島の研究^{(127)~(129)}にも応用され、周波数領域における相関スペクトルの物理的意味は雑音源から2つの観測点までの距離の差に起因する位相差で説明できることがわかった⁽¹⁶¹⁾。山岸⁽¹⁸⁰⁾は水素を含む炉体系を、減速過程を考慮に入れて解析し、源の周波数で振動する項、臨界条件を与える項、時間と共に急激に減衰する項から成る解を求めた。

(名大・仁科浩二郎)

2. 実験

中性子波伝播実験の目的は、①体系の分散法則*を決定し、そこから炉物理定数(拡散パラメータ、材料バックリング等)を求めたり、分散法則の形のまま理論計算と比較することにより、散乱カーネルのモデルや群定数および計算法の検証を行おうとするものと、②過渡的現象(干渉効果等)を解明して理論解析のモデル確立をはかる、あるいは周波数応答を空間依存で求めて体系の動特性を知ろうとするもの、の2つに分かれる。しかし、分散法則決定の方法が連続固有値問題等の過渡的現象の解明を通じて初めて明らかにされたように、①と②は密接に関連している。

(1) 正弦波伝播法とパルス伝播法

中性子波伝播実験では2つの典型的方法(正弦波伝播法とパルス伝播法)が用いられてきたので、それらについて略記する。正弦波的に変調した熱中性子源を用いる方法の1つは、原子炉からの熱中性子ビームをCd板をはった回転吸収板で変調するものがある^{(119) (121)}。また最近多く行われたものに、加速器型中性子発生装置をAM(正弦波または矩形波^{(131)~(134)})またはパルス周波数変調⁽¹³⁵⁾で運転して次の熱化層と組み合わせる方法がある。これら正弦波伝播法では、直流成分の上に乗った正弦状中性子疎密波の伝播を観測する。一方パルス伝播法は、パルス中性子発生装置(PNS)によって

* 熱化理論によると、減速材に対する分散法則は $\alpha^2 - \xi^2 \approx B_1^2 + 1/L_0^2 + (C_0/D_0)\omega^2$, $2\alpha\xi \approx \omega/D_0$ となる⁽⁸⁸⁾。実験から拡散係数 D_0 、や特に散乱カーネルに強く依存する量 C_0 (拡散冷却係数)を決定し、目的①を追求することから研究が始められた。

いるものが多く⁽¹²⁰⁾⁽¹³¹⁾⁽¹³⁶⁾、中性子群が作るパルスの伝播波形を観測する。第8図(a), (b)にパルス伝播実験の1例を示す。

第8図(a) 黒鉛体系での熱中性子パルス伝播実験のシステム⁽¹³⁸⁾

第8図(b) 黒鉛体系で測定された熱中性子パルス伝播波形の例⁽¹³⁸⁾

パルス伝播波形は、フーリエ変換コードによるコンピュータ処理により正弦波伝播と等価な情報(振幅と位相)に変換される⁽¹²⁰⁾⁽¹³¹⁾。熱中性子パルス伝播実験では、PNS(D-T反応等の高速中性子発生)と含水素物からなる中性子熱化層の組合せで熱中性子パルスを生じさせる方法が用いられている⁽¹²⁰⁾⁽¹³¹⁾⁽¹³⁶⁾。これは含

水素物質と黒鉛のような比較的重い原子の物質層からなる2領域系での中性子の減速熱化・拡散消滅の特性(各層での独立性)に着目したものであり⁽¹³⁶⁾、熱中性子ビームをチョッパによりパルス化する方法に比べて、面源となることとS/N比が良いことが特徴である。パルス伝播法は、1空間点での周波数応答を同時測定で与える点とデータの量産がきく点で優れている。一方、特定の周波数での応答をすぐに見たい場合は正弦波伝播法が有利である。しかし、高・中速中性子系での伝播実験は、実験技術の困難さの度合から考えると、もっぱらパルス伝播法によって行われることになるであろう。

(2) 均質な減速材体系での実験

(1) 結晶性減速材での熱中性子波伝播実験と固有値問題: Perez 氏⁽¹³¹⁾は黒鉛体系での熱中性子波伝播実験から、拡散係数 D_0 、拡散冷却係数 C_0 を、パルス減衰

第9図 黒鉛体系で測定された自乗分散法則の例⁽¹³⁸⁾

実験の結果⁽¹³⁷⁾と同等以上の実験精度で導出することに初めて成功した。しかし、 C_0 の値はパルス減衰法の結果同様、理論値の約2倍であった。宇津呂ら⁽¹¹⁵⁾⁽¹¹⁹⁾、高橋ら⁽¹²⁰⁾により黒鉛体系での実験が行われたが(第9図参照)、前者は、「断面積の Bragg 切断上下の2つの中性子グループの伝播の差から共鳴現象を伴った第10図のような「干渉効果」が生ずる」ことを直接実験結果として示し、2群解析による解明を行なった⁽¹¹⁵⁾。

第10図 黒鉛の伝播実験における冷中性子ビーム透過の効果の代表例⁽¹¹⁶⁾

後者⁽¹²⁰⁾⁽¹³⁸⁾は、同様の「干渉効果」を報告するとともに、「干渉効果」は当時パルス減衰法の解析で問題となっていたと同様の、「中性子波伝播の連続固有値モード」に起因するものであり、その影響が現れていない周波数範囲(0~2,000 rad/sec)で得た α, ξ より決定した D_0, C_0 は理論値とよく一致するが、「干渉効果」が起り始めるような範囲を含めると C_0 はPerezらの結果に近づくことを指摘した。同じころ、中性子波伝播の固有値問題や干渉効果の理論解析が盛んに行われた⁽¹⁰⁹⁾⁽¹¹⁵⁾⁽¹¹⁶⁾⁽¹³⁹⁾⁽¹⁴⁰⁾。(第9図)また干渉効果の追試実験⁽¹¹³⁾も行われた。これら一連の研究から次の結論が得られた。分散法則を測定して D_0, C_0 のような炉物理定数を求めようとする場合は、ある限界の周波数(無限大黒鉛

体系で約900 rad/sec)以下での離散固有値を持つ基本モードを測定しなければならない。しかし、シュードモード*を測定した場合でも理論解析の助けをかりて(ω, z)の範囲を限定すれば定数導出にある程度用いることができる⁽¹¹⁴⁾⁽¹³⁹⁾。離散基本モードが生ずる物理的条件は、漸近エネルギー・スペクトルを作りうる熱的非弾性散乱や核分裂のような「フィードバック」が存在することである。このフィードバックによるスペクトル・バランスが、中性子の衝突間の透過やもとのエネルギーのままの拡散(連続モードに対応する)によるスペクトル変化に追いつけないとき、離散基本モードは存在しない、という点は、指数実験やパルス減衰実験のような固有値を追う方法と同じ事情である。黒鉛のほかBe⁽¹⁴¹⁾、BeO⁽¹³²⁾⁽¹⁴³⁾、Pb⁽¹¹³⁾等の結晶性媒質についても同様の実験・解析が行われている。

(2) 重水・軽水系での実験: 結晶性媒質の Bragg 切断のような特異な断面積構造を持たない重水・軽水等では、離散基本モードは測定した周波数範囲では全域にわたって存在すると考えてよい(限界周波数は約10⁵ rad/sec)。Perezら⁽¹⁴⁴⁾は重水体系での実験を行なって D_0, C_0 を求めていて、理論値やパルス減衰法の結果と良い一致を得ている。これに反し軽水体系での実験は、中性子波の減衰が非常に短い距離で起るという困難さのため、試みられたパルス伝播実験⁽¹⁴⁵⁾も失敗に終わっている。宇津呂⁽¹⁴⁶⁾は希釈した含水素物材で等価な実験を行うことを提唱し、ポリスチレンを用いての実験を行なっている。

(3) 非均質系・増倍系等への応用

(1) 格子系の異方的拡散係数の測定: 中性子波伝播法は、パルス減衰法のように体系の形状・大きさを変えことなく、しかも方向を選んで伝播させる実験ができるのが特色である。したがって、すでに組み上げられて形状を変えることが困難な実際上の体系の実効拡散係数等の測定に有効と思われる。格子系での x 方向への中性子波伝播の分散法則 $\kappa_x(\omega) = \alpha_x + i\xi_x$ とパルス減衰法の λ および拡散パラメータ、($\langle \Sigma_a v \rangle_{\text{eff}}$: 実効吸収率、 D_{0x} : 実効拡散係数、 C_{0xx} : 実効拡散冷却係数)との間には次の関係がある⁽¹⁴⁷⁾。

$$\lambda = \langle \Sigma_a v \rangle_{\text{eff}} + \sum_{x,y,z} D_{0x} B_x^2 - \sum_{x,y,z} C_{0xx} B_x^2 B_y^2 + \dots, \quad (24)$$

$$\kappa_x^2 = P_x^{(0)} + i\omega P_x^{(1)} + \omega^2 P_x^{(2)} + \dots, \quad (25)$$

* 限界の周波数を越した直後で、源からあまり離れていない場所では、見かけ上離散モード(振幅の減衰が単一指数関数的な中性子波)が観測される。

$$\begin{aligned} \langle \Sigma_a v \rangle_{\text{eff}} \doteq P_x^{(0)} D_{0x} \left\{ 1 + \frac{1}{D_{0x}} (C_{0xy} B_y^2 \right. \\ \left. + C_{0xz} B_z^2) \right\} - D_{0y} B_y^2 - D_{0z} B_z^2 \\ + C_{0yy} B_y^4 + C_{0zz} B_z^4 + C_{0yz} B_y^2 B_z^2 \\ + \dots, \end{aligned} \quad (26)$$

$$D_{0x} \doteq (1/P_x^{(1)}) \{ 1 + 2P_x^{(1)} C_{0xx} P_x^{(0)} - P_x^{(1)} \\ \cdot (C_{0xy} B_y^2 + C_{0xz} B_z^2) \} \dots, \quad (27)$$

$$C_{0xx} \doteq P_x^{(2)} / \{ P_x^{(1)} \}^2. \quad (28)$$

クロス項 $C_{0xx}, \dots = 0$ とおけば均質系の場合の関係式である。伝播実験より $P_x^{(0)}, P_x^{(1)}, P_x^{(2)}, \dots$ 等を求めることにより順次上式を用いて拡散パラメータが決定される。高橋らは、黒鉛-含水素物層平板格子系⁽¹⁴⁸⁾および黒鉛-空孔格子系⁽¹⁴⁷⁾にパルス伝播法を適用し、 D_{0x}, D_{0z} 等の測定をかなりの精度で行なった。第11図では、 $2\alpha\xi$ 対 ω の勾配の逆数がほぼ拡散係数となっている。Wagner⁽¹³⁴⁾ は、重水-空孔格子系および重水-天然ウラン-空孔格子系(円柱体系)で D_{0x}, D_{0z} や実効フェルミ年齢を測定した。これら伝播法による測定値は Carter⁽¹⁴⁸⁾ や Benoist⁽¹⁵⁰⁾ の理論値とよく一致している。しかし、格子系での実験はさらに多くのケースについて行われる必要があると思われる。

第11図 黒鉛・アクリライト平板格子系で測定された分散法則の異方性の例⁽¹⁴⁸⁾

(2) 中性子増倍系での実験: 天然ウラン-重水系⁽¹⁵¹⁾, 天然ウラン-黒鉛高臨界未満体系⁽¹⁵²⁾での分散法則(即発中性子モード)の測定が行われ、2群、年齢・拡散、多群拡散⁽¹⁵³⁾各モデルとの比較がなされている。増倍系での熱中性子波伝播実験においては、指数実験同様に空間高調波とエネルギー・スペクトルのトランジェント、特に後者が大きな問題となる。天然ウラン-黒鉛系の例では、スペクトルが空間的に落ちつく約60cm以降の伝播データより分散法則を求めねばならない⁽¹⁵²⁾。松本⁽¹²¹⁾⁽¹⁴²⁾は天然ウラン-黒鉛板状格子系で実験を行い、エネルギー・スペクトルのトランジェ

ント領域において、熱中性子のまま伝播する中性子波と核分裂で生じた「減速中性子波」との間で干渉の起るような過渡現象が生ずることを理論解析と合せて明らかにしている。また、山根ら⁽¹³³⁾はパラフィン-黒鉛2領域系でよく似た干渉効果が生ずることを示している。Leonidou⁽¹⁵⁴⁾は UTR 2 炉心系の一方よりパルス中性子を打ち込み、2つの炉心近くにおいた2つの検出器で得たパルス伝播波形のピーク時間の差と反応度の関係を求める実験を行なっている。これら過渡現象の研究は、多領域増倍系での空間依存動特性研究に結びつくものであろう。臨界に近い系での分散法則(特に ξ 対 ω)から臨界未満度(反応度)を決定できる可能性のあることが Golay ら⁽¹⁵⁵⁾によって指摘されているが実験は行われていない。

(3) 高・中速中性子系: 臨界に近い増倍系以外では、体系固有の分散法則は測定できない(離散基本モードが存在しない)ことが予想される。したがって、非増倍高・中速中性子系では、基礎的に現象の解明から研究を始めなければならないと思われる。ただし、単色中性子を打ち込んでそのエネルギーだけに着目する場合は体系固有の分散法則が得られる可能性が強い。単色中性子によるパルス伝播の実験は、Beghian⁽¹⁵⁶⁾, Perez⁽¹⁵⁷⁾(解析法の提案のみ)、浜田ら⁽¹⁵⁸⁾によって試みられている。後者の実験は、パルス伝播波形のピーク付近で透過中性子(連続モード)の影響の強いことを示している。高・中速中性子系での本格的な中性子波伝播実験には、体系に挿入する検出器の問題、現象の理論解析による実験のサポート等解決すべき問題点がある。

以上のように、均質系の熱中性子波伝播については、実験方法(理論解析法とも)は確立されたとみることができる。非均質系・増倍系の熱中性子波伝播についてはさらに実験を重ねるとともに、高速中性子系についても研究を進めて方法の確立をはかることにより、パルス減衰法と並ぶ有力な実験法となしうものと思われる。(阪大・高橋亮人)

V. おわりに

本「総説」は、過去約10年間の炉物理研究における動的測定法の進歩と問題点をまとめたもので、*J. Nucl. Sci. Technol.* 誌を中心としたわが国の研究者の活動に、海外におけるこの時期の主要な研究成果をも含めて紹介したものである。本「総説」の前には本誌(1963年)に大塚によって報告された「炉物理研究5年の歩

み」⁽¹⁵⁹⁾として報告されたレビューがあり、それ以後の邦人によるこの方面での主要な研究はほぼ網羅したつもりである。ただし、中性子熱化に関する理論面での仕事は、非増倍系での固有値問題にも関係するが、頁数の都合で割愛せざるをえなかった(文献(104)(160)を参照されたい)。またわれわれの非力によって脱落などが生じている恐れもあるので、お気付きの点があればご教示願いたい。

なお、本稿の作成に当っては、本会の昭和48年炉物理・炉工学分科会における総合講演「炉物理における動的測定法の進歩」とこれに対する討論を基に、山室以下6名が分担執筆した原稿を住田が取りまとめる方法をとった。誌面の制約のほかにも、内容の追加、削除、統合、用語、説明体裁の統一など、各執筆者の特色を損ねたり、希望にそえなかった面も多かったことを記しておわびに代えたい。

(阪大・住田健二)

— 参 考 文 献 —

- (1) SJOSTRAND, N.G.: *Ark. Fys.*, **11**, 233 (1956).
- (2) SIMMONS, B.E., KING, J.S.: *Nucl. Sci. Eng.*, **3**, 595 (1958).
- (3) AMANO, F.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **6**[12], 689 (1969).
- (4) KANEKO, Y., SUMITA, K.: *ibid.*, **4**[8], 400 (1967).
- (5) GARELIS, E., RUSSEL, J.L. Jr.: *Nucl. Sci. Eng.*, **16**, 263 (1963).
- (6) GOZANI, T.: *Nukleonik*, **4**, 348 (1962).
- (7) MASTERS, C.F., CADDY, K.B.: *Nucl. Sci. Eng.*, **29**, 272 (1967).
- (8) KOSALTY, G., et al.: *J. Nucl. Energy*, **25**, 297 (1971).
- (9) AIZAWA, O.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **6**[7], 498 (1969).
- (10) KOSALTY, G., et al.: *J. Nucl. Energy*, **26**, 17 (1972).
- (11) KANEKO, Y.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **3**[5], 212 (1966).
- (12) KANEKO, Y., et al.: *Nucl. Sci. Eng.*, **50**, 173 (1973).
- (13) SUMITA, K., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **4**[7], 328 (1970).
- (14) PRESKITT, C.A., et al.: *Nucl. Sci. Eng.*, **29**, 283 (1967).
- (15) OGURA, S., et al.: *Proc. IAEA Symp. Experimental and Critical Experiments*, Vol. II, p.13 (1964).
- (16) MATSUURA, S., et al.: *JAERI-1166*, (1968).
- (17) 芳賀 暢: 本会昭43年会要旨集, F42 (1968).
- (18) 黒沢文夫, 他: 本会昭41炉物理・炉工学分科会予稿集, A64~67 (1966).
- (19) KANEKO, Y., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **4**[9], 462 (1967).
- (20) KANEKO, Y., et al.: *ibid.*, **8**[10], 569 (1971).
- (21) 大村達郎, 他: 本会昭41炉物理・炉工定分科会予稿集, A70 (1966).
- (22) 柴 公倫, 他: 本会昭47年会要旨集, C22~23 (1972).
- (23) EZURE, H., et al.: *JAERI-memo* 3869, (1970).
- (24) STERN, T.E., et al.: *J. Reactor Sci. Tech.*, **16**, 499 (1962).
- (25) VALAT, J.: Noise analysis in nuclear systems, *TID* , p.219 (1964).
- (26) MICHALCZO, J.T., et al.: *Nucl. Sci. Eng.*, **41**, 296 (1970).
- (27) KOBAYASHI, K., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **3**[7], 275 (1966).
- (28) AIZAWA, O., et al.: *Nucl. Sci. Eng.*, **50**, 38 (1973).
- (29) TAKAHASHI, A., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **9**[1], 60 (1972).
- (30) FRIEDMAN, E.: *Nucl. Sci. Eng.*, **14**, 420 (1962).
- (31) SHIBA, K., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **5**[5], 201 (1968).
- (32) FUJINO, M., et al.: *ibid.*, **7**[6], 277 (1970).
- (33) MÖLLER, E.: *Proc. IAEA Symp. Pulsed Neutron Research*, Vol. I, *SM* 62/130, (1965).
- (34) ADAMANTIADIS, A.G.: *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, **8**[1], 34 (1966).
- (35) SAKAMOTO, S., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **6**[12], 671 (1969).
- (36) ZHEZHERUN, I.F.: *Act. Energ.*, **127**, (1965).
- (37) KANEKO, Y., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **4**[4], 177 (1967).
- (38) MAEKAWA, H., et al.: *ibid.*, **6**[3], 113 (1969).
- (39) TAKAHASHI, A., et al.: *ibid.*, **4**[10], 503 (1967).
- (40) HASHINO, T.: *ibid.*, **6**[9], 514 (1969).
- (41) MATSUMOTO, T.: *ibid.*, **9**[8], 453 (1972).
- (42) BERNARD, et al.: *Proc. Brookhaven Conf. Neutron Thermalization*, Vol. 3, p.805 (1962).
- (43) SERDULA, K., et al.: *Nucl. Sci. Eng.*, **22**, 40 (1965).
- (44) KANEKO, Y., et al.: *Proc. IAEA Symp. Pulsed Neutron Research*, Vol. I, *SM* 62/19, (1965).
- (45) MITSUI, J., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **10**[1], 1 (1973).
- (46) MICHIKAWA, T.: *ibid.*, **11**[2], 37 (1974).
- (47) BULL, S.R., et al.: *J. Nucl. Energy*, **25**, 179 (1971).
- (48) DENIZ, V., et al.: *Nucl. Sci. Eng.*, **32**, 201 (1968).
- (49) PAGE, R.W.: *J. Nucl. Energy*, **21**, 403 (1967).
- (50) KANEKO, Y., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **8**[2], 70 (1971).
- (51) SUMITA, K.: *EUR* 4954e, p.287 (1973).
- (52) 大友昭雄, 井上和彦: 本会昭48炉物理・炉工学分科会予稿集, B36 (1973).
- (53) HIRAOKA, T., NAKANO, M., NAKAMURA, T.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **7**[9], 458 (1970).
- (54) 中野正文, 平岡 徹, 中村知夫: *JAERI-memo* 3868, (1970).
- (55) HIRAOKA, T., NAKANO, M., MUKAIYAMA, T., et al.: *JAERI-M* 4658. (1971).
- (56) 中村知夫, 平岡 徹: 本会第1回トビカルミーティング“高速炉物理”報文集, 130 (1973).
- (57) HIRAOKA, T., NAKANO, M., KONISHI, T.: *JAERI-memo* 4272, (1971).
- (58) MITZEL, F., SCHROETER, K.E.: *Nukleonik*, **12**, 110 (1969).
- (59) BRUNSON, G.S., HUBER, R.J.: *ANL-7320*, p.706 (1966).
- (60) UKAI, S., HIRAOKA, T.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **9**[1], 36 (1972).
- (61) HIRAOKA, T., UKAI, S.: *ibid.*, **10**, 186 (1973).
- (62) KATO, W.Y., MENELEY, D.A.: *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, **14**, 863 (1971).
- (63) STUMBUR, E.A., MATVEENKO, I.P., AVRAMOV, A.M., et al.: *Proc. Int. Symp. Physics of Fast Reactor* (Tokyo), B27, (1973).
- (64) BEGHIAN, L.E., WILENSKY, S.: *Proc. IAEA Symp. Pulsed Neutron Research*, Vol. II, p.511 (1965).
- (65) AIZAWA, O., et al.: *Bull. Tokyo Inst. Technol.*, No. 116, (1973).
- (66) STORRER, F., STIVENART, M.: *EUR* 593e, (1964).
- (67) ASAO, T.: *J. Nucl. Energy*, **22**, 99 (1968).
- (68) ITO, S.: *Nucl. Sci. Eng.*, **49**, 458 (1972).
- (69) 日野友明, 成田正邦, 小沢保知: 本会第1回トビカルミーティング“高速炉物理”報文集, 120 (1973).
- (70) GOTOH, Y.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **10**[10], 619 (1973).
- (71) KAPPLER, F., PIERONI, N., RUSCH, D., et al.: *Proc. Int. Symp. Physics of Fast Reactors* (Tokyo) B17, (1973).
- (72) SAITO, K., TAJI, Y.: *Nucl. Sci. Eng.*, **30**, 54 (1967).
- (73) OTSUKA, M., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **2**[1], 40 (1965).
- (74) SAITO, K.: *JAERI-1187*, (1970), 他多数.
- (75) IJIMA, T.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **5**[12], 624 (1968), 他多数.
- (76) PACILIO, N.: “Reactor-Noise Analysis in the Time Domain”, *TID-24512* (AEC Critical Rev. Ser.), (1969).

- (77) 古橋 晃, 飯島 勉: “原子炉”(共立実験物理学講座第29巻)第9章, (1972), 共立出版.
- (78) IZUMI, A.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, 6[5], 248 (1969).
- (79) BELL, G.I.: *Nucl. Sci. Eng.*, 21, 390 (1965).
- (80) 古橋 晃: 本会“炉中中性子研究”, No. 20, p.31 (1969).
- (81) OTSUKA, M., IIJIMA, T.: *Nukleonik*, 7, 488 (1965).
- (82) FURUHASHI, A.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, 6[3], 156; [6], 343 (1969).
- (83) FURUHASHI, A., IZUMI, S.: *ibid.*, 4[2], 101 (1967).
- (84) AN, S., FURUHASHI, A., SHIMOTONO, H., et al.: *Proc. Int. Symp. Physics of Fast Reactors*, (Tokyo) A3, (1973).
- (85) YASUDA, H.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, 10[12], 753 (1973).
- (86) YASUDA, H., et al.: *ibid.*, 9[8], 544 (1972).
- (87) idem: *ibid.*, 9[8], 501 (1972).
- (88) 古橋 晃: 本会昭48年会要目集, B7, 他 (1973).
- (89) NOMURA, T.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, 2[2], 76 (1965); 3[1], 14 (1966).
- (90) 角田十三男, 他: 本会年会要目集, 昭45C31, 昭46D49, 昭47D9.
- (91) 森島信弘: 本会昭47炉物理・炉工学分科会予稿集, C17, 他 (1972).
- (92) SAITO, K.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, 10, 252 (1973).
- (93) 森島信弘: 本会“炉物理の研究”, No. 15, p.36 (1973).
- (94) DRAGT, J.B.: *Nukleonik*, 8, 225 (1966).
- (95) WEINBERG, A.M., WIGNER, E.P.: “*Physical Theory of Neutron Chain Reactors*”, (1958), The Univ. Chicago Press.
- (96) RIEVSKI, V., HORORITZ, J.: *Proc. 1st Geneva Conf.*, Vol. 5, p.42, (1955).
- (97) Symp. Neutron Noise, Wave and Pulse Propagation, Florida, Feb., 1966.
- (98) PEREZ, R.B., UHRIG, R.E.: *Nucl. Sci. Eng.*, 17, 90 (1963).
- (99) 仁科浩二郎: 昭48炉物理・炉工学分科会予稿集, 総合講演 1, p. 360 (1973).
- (100) DUDERSTADT, J.J.: *J. Math. Phys.*, 10, 266 (1969).
- (101) WILLIAMS, M.M.R.: *J. Nucl. Energy*, 22, 153 (1968).
- (102) DUDERSTADT, J.J.: *Nucl. Sci. Eng.*, 33, 119 (1968).
- (103) MORSE, P.M., FESHBAUGH, H.: “*Method of Theoretical Physics*”, pp.138, 173, 865, (1953), McGraw-Hill.
- (104) WILLIAMS, M.M.R.: “*The Slowing Down and Thermalization of Neutrons*,” p.178, (1966), N. Holland.
- (105) MICHAEL, P., MOORE, M.N.: *Proc. IAEA Symp. Neutron Thermalization and Reactor Spectra*, SM-96/49 (1968).
- (106) 宇津呂雄彦: 私信.
- (107) VEKUA, I.N.: “*Generalized Analytic Functions*,” (1962), Pergamon Press.
- (108) KAPER, H.G., FERZIGER, J.H., LOYALKA, S.K.: *Proc. IAEA Symp. Neutron Thermalization and Reactor Spectra*, SM-96/90, (1968).
- (109) idem: *Technol. Rep. Osaka Univ.*, 19[878], 301 (1969).
- (110) YAMAGISHI, T.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, 9[7], 420 (1972).
- (111) YAMAGISHI, T., TEZUKA, M., SEKIYA, T.: *ibid.*, 6[10], 611 (1969).
- (112) WILLIAMS, M.M.R.: *Nukleonik*, 9, 305 (1967).
- (113) YAMAGISHI, T.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, 10[1], 22 (1973).
- (114) TAKAHASHI, A.: *ibid.*, 9[3], 172 (1972).
- (115) UTSURO, M.: *ibid.*, 9[2], 103 (1972).
- (116) UTSURO, M., INOUE, K., SHIBATA, T.: *ibid.*, 5[6], 298 (1968).
- (117) NISHINA, K., AKCASU, A.Z.: *Nucl. Sci. Eng.*, 39, 170 (1970).
- (118) CORNGOLD, N., DURGUN, K.: *ibid.*, 29, 354 (1967).
- (119) UTSURO, M.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, 6[2], 90 (1969).
- (120) UTSURO, M., SHIBATA, T.: *ibid.*, 4[4], 205 (1967).
- (121) TAKAHASHI, A., SUMITA, K.: *ibid.*, 5[1], 7 (1968).
- (122) MATSUMOTO, T.: *ibid.*, 10[3], 146 (1973).
- (123) TAKAHASHI, A., FUJITA, Y.: *ibid.*, 9[5], 281 (1972).
- (124) 和田守啓: 本会“炉中中性子研究”, No. 30, p.11 (1970).
- (125) CORNO, S.E.: *Proc. IAEA Symp. Pulsed Neutron Research*, Vol. I, p.863 (1965).
- (126) WEINBERG, A.M., SCHWEINLER, H.C.: *Phys. Rev.*, 74, 851 (1948).
- (127) 森島信弘: 本会昭47炉物理・炉工学分科会予稿集, C17 (1972).
- (128) 同上: 本会昭46炉物理・炉工学分科会予稿集, C27 (1971).
- (129) SEIFRITZ, W., ALBRECHT, R.W.: *Nukleonik*, 11, 149 (1968).
- (130) 山岸留次郎: 本会“炉中中性子研究”, No. 16, p.15 (1968).
- (131) PEREZ, R.B., BOOTH, R.S.: *Proc. IAEA Symp. Pulsed Neutron Research*, Vol. I, p.701 (1965).
- (132) RITCHIE, A.I.M., et al.: *J. Nucl. Energy*, 27, 335 (1973).
- (133) 山根義宏, 他: 本会昭48年会要目集, C33, (1973).
- (134) WAGNER, R.: *J. Nucl. Energy*, 24, 71 (1970).
- (135) YASUDA, H., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, 7[7], 381 (1970).
- (136) SUMITA, K., TAKAHASHI, A.: *Proc. US-AEC Symp. Neutron noise, wave and pulse propagation*, p.161 (1967).
- (137) BECKURTZ, K.H.: *Proc. IAEA Symp. “Pulsed Neutron Research,”* I, p.3 (1965).
- (138) TAKAHASHI, A., SUMITA, K.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, 5, 45 (1968).
- (139) DUDERSTADT, J.: *Nucl. Sci. Eng.*, 29, 156 (1967).
- (140) KUMAR, A., et al.: *ibid.*, 27, 485 (1973).
- (141) MILES, R.E., et al.: *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, p.867 (1971).
- (142) MATSUMOTO, T.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, 7[9], 475 (1970).
- (143) WOOD, J.: *J. Nucl. Energy*, 25, 525 (1971).
- (144) PEREZ, R.B., et al.: *Proc. IAEA Symp. “Neutron Thermalization and Reactor Spectra,”* Vol. 2, 363 (1968).
- (145) KAZALNOVSKI, M.B.: *ibid.*, p.287 (1968).
- (146) UTSURO, M.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, 5, 599 (1968).
- (147) 高橋亮人, 他: 本会昭47炉物理・炉工学分科会予稿集, B2, (1972).
- (148) TAKAHASHI, A., YOSHIOKA, R.: *J. Nucl. Sci., Technol.*, 6[8], 433 (1969).
- (149) CARTER, C.: *J. Nucl. Energy*, A/B, 15, 76 (1961).
- (150) BENOIST, P.: *Nucl. Sci. Eng.*, 34, 285 (1968).
- (151) DUNLAP, J.H., PEREZ, R.B.: *Proc. US-AEC Symp.* No. 9, loc. cit., p.135 (1967).
- (152) SUMITA, K., TAKAHASHI, A.: *Proc. Japan-US Seminar Nuclear Reactor Noise Analyses*, p.363 (1968).
- (153) SOBHAMA, S., et al.: *Nucl. Sci. Energy*, 27, 441 (1973).
- (154) LEONIDOU, D.J.: *Atomkernenergie*, 19, 11 (1972).
- (155) GOLAY, M.W., CADY, K.B.: *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, 10, 588 (1968).
- (156) BEGHIAN, L.E., et al.: *Nucl. Sci. Eng.*, 27, 80 (1967).
- (157) PEREZ, P.B.: *Proc. Int. Conf. Fast Critical Experiments and Their Analysis: ANL-7320*, p.714 (1966).
- (158) 浜田勝彦, 他: 本会昭47年会要目集, B26, (1972).
- (159) 大塚益比古: 本誌, 6[8], 460 (1964).
- (160) CORNGOLD, N.: To be published in “*Advances in Nuclear Science and Technology*”, (1974), Academic press, N.Y.
- (161) 森島信弘: 私信