

実効遅発中性子割合 β_{eff} の測定の現状

(名古屋大学工学部原子核) 山根 義宏

1. はじめに

実効遅発中性子割合 β_{eff} は次式で示されるように、測定で得られるドル単位の反応度 ρ_{exp} と $\Delta k/k$ 単位で求められる核計算値 ρ_{calc} とを結びつける、重要な炉物理定数である。

$$\rho_{calc} (\Delta k/k) = \rho_{exp} (\$) \cdot \beta_{eff} \quad (1)$$

この β_{eff} は核的な遅発中性子データ β_i, λ_i とは異なり、測定対象とする体系に固有の量であり、体系の大きさや中性子スペクトルに強く依存する量である。従って、反応度の測定値を核計算値と比較し、核計算の妥当性を調べるには、予めなんらかの方法で β_{eff} 値を求めておく必要がある。通常は核計算によりこれを求めている。しかしここ数年 β_{eff} 値が再認識され、 β_{eff} の計算手法、及び核計算に使用する核データの妥当性等を系統的に検討する機運がでてきた。この間の経緯を NEACRP の会合報告⁽¹⁻⁶⁾ から抜き出してみると次のようである。

- ① 第 30回('87年)では、フランスが ANL と SNEAK の高速臨界実験装置での β_{eff} 積分実験を解析した結果、 ^{238}U , ^{239}Pu については Tuttle より高目の値が必要だと報告している。
- ② 第 31回('88年)にはやはりフランスが、遅発中性子データの検証、積分実験相互の不一致の解決のために、実験ベンチマークの提案を行なっている。また旧ソ連が、高速炉の実験解析に使う β_{eff} に 4% 程度の誤差が認められるので、精度を 1~2% に上げるために、フランスとの共同実験計画を検討と報告している。
- ③ 第 32回('89年)にはフランスが今年の提案を具体化して、MASURCA で高精度の β_{eff} 測定を 1991年中頃に始めたいと提案している。 PuO_2/UO_2 及び UO_2 炉心を測定対象集合体としている。また熱中性子体系の測定もデータベースの点から重要と指摘している。
- ④ 第 33回('90年)では、MASURCA実験にはイタリア、日本、ソ連が参加を予定し、1990年12月に準備会合を持ち、1992年に実験を開始したいと報告されている。
- ⑤ 第 34回('91年)の報告では、MASURCA 実験は 1993年に開始し、日本からは日本原子力研究所 FCA の参加が示されている。

ここで焦点となっている MASURCA 実験は 1993年 4月よりウラン炉心で開始され、フランスは周波数測定法、アメリカは Nelson 数法、ロシアは Rossi- α 法、日本・原研は Cf 中性子源法で測定することになっている⁽⁷⁾。

本報告では、国内各所で試みられている β_{eff} 測定法 — 置換法^(8,9)、Cf 中性子源法^(10,11)、Bennett 法^(12,13)、結合係数法^(14,15) — の測定原理と測定例を簡単に紹介する。また、最近発表された Nelson 数法⁽¹⁶⁾についても言及する。

2. 測定法の概要と測定例

1. 置換法

置換法は 1962年に R.Perez-Belles 等⁽⁸⁾が提案した方法であり、国内では原研の秋濃藤義等⁽⁹⁾が VHTRC-1 炉心で試みている。

測定原理

測定原理を 1 群拡散方程式によって簡単に説明する。微少領域 i に核分裂および吸収断面積の摂動を加え、これを 1 次の摂動論の範囲で記すと次の式が成立する。

$$\{(1/k')-(1/k)\}\langle \nu \Sigma_f \phi^+ \phi \rangle + (1/k')\langle \Delta \nu \Sigma_f \phi^+ \phi \rangle_i - \langle \Delta \Sigma_a \phi^+ \phi \rangle_i = 0 \quad (2)$$

但し、 $\langle \dots \rangle$ 、 $\langle \dots \rangle_i$ は、各々体系全体および領域 i の空間積分を表す。摂動反応度 $\delta \rho_i$ を $\delta \rho_i = -\{(1/k')-(1/k)\}$ と定義し、摂動前は臨界 ($k=1$) であったとすると、 $\delta \rho_i$ は (2) 式より次式となる。

$$\delta \rho_i = \frac{\langle \Delta \nu \Sigma_f \phi^+ \phi \rangle_i - \langle \Delta \Sigma_a \phi^+ \phi \rangle_i}{\langle \nu \Sigma_f \phi^+ \phi \rangle + \langle \Delta \nu \Sigma_f \phi^+ \phi \rangle_i} \quad (3)$$

燃料要素の吸収断面積を模擬した吸収物質で燃料要素を置換して、摂動を与えるとすると、摂動断面積は $\Delta \nu \Sigma_f = -\nu \Sigma_f$ 、 $\Delta \Sigma_a = -(\Sigma_{aF} - \Sigma_{aP})$ と書ける。この摂動断面積を (3) 式に代入して、分母第 2 項は微少領域 i についての積分なので、体系全体の積分量である第 1 項に比べて無視できるとすると、次式が得られる。

$$\delta \rho_i = \frac{-\langle \nu \Sigma_f \phi^+ \phi \rangle_i + \langle (\Sigma_{aF} - \Sigma_{aP}) \phi^+ \phi \rangle_i}{\langle \nu \Sigma_f \phi^+ \phi \rangle} \quad (4)$$

摂動反応度の測定を体系全体に対して行ない、測定したドル単位の反応度 $\delta \rho_i$ の和を作ると、上式より次の関係式が得られる。

$$\beta_{eff} \cdot \text{Sum}_i \delta \rho_i = -1 + \frac{\langle (\Sigma_{aF} - \Sigma_{aP}) \phi^+ \phi \rangle}{\langle \nu \Sigma_f \phi^+ \phi \rangle} \quad (5)$$

これが置換法の基礎式で、右辺第 2 項は燃料要素と吸収置換物質の吸収断面積の違いによる補正項である。従って、燃料要素の吸収断面積が完全に吸収物質で模擬できている場合には、この項は零となり、測定したドル単位の反応度の総和の逆数が β_{eff} を与えることになる。エネルギー依存性を考慮した場合の表式は文献 (8) にでていますが、(5) 式の $\langle \dots \rangle$ をエネルギーと空間の積分と考えればよい。

測定手順

測定手順の概略を原研・秋濃が VHTRC-1 炉心で行った実験を例に示す。

- ① MnO_2 粉末と黒鉛粉末を混合して焼成し、燃料要素の吸収断面積を模擬した置換物質を作成する。置換物質の Mn コンパクトと燃料要素の B-4 燃料コンパクトの中性子断面積の比較を図 1 に示す。
- ② 体系全体（実際には体系の対称性を利用して 14 点）で、ドル単位の置換反応度 $\delta\rho_{eff}$ を制御棒較正曲線を利用して測定する。
- ③ 燃料コンパクトを円柱セルに近似し、61 群衝突確率法による格子計算で、燃料コンパクト領域と周辺黒鉛領域の 10 群定数を作成する。この定数を用いて三次元拡散計算で炉心計算をし、得られた中性子束、随伴中性子束分布より 1 次の摂動論により補正項を計算する。

測定例

VHTRC-1 炉心の測定値は、 0.0075 ± 0.0006 で相対誤差は $\pm 8\%$ であった。またさきに述べた 61 群定数を 24 群定数に縮約して、三次元拡散計算(CITATION) で求めた中性子束、随伴中性子束を使い、 ^{235}U 遅発中性子データに ENDF/B-IV と Keepin の定数を使って求めた計算値は、各々 0.007239 と 0.006773 であり、これらの C/E は 0.965 と 0.903 であった。

特徴

熱中性子領域の吸収断面積を模擬した置換物質の作成が重要である。測定は予めドル単位で較正されている制御棒反応度曲線による反応度測定の繰り返しなので、比較的容易である。

II. Cf 中性子源法

Cf 中性子源法は 1977 年に E. A. Fischer⁽¹⁰⁾ が提案し、国内では原研・中野正文⁽¹¹⁾ が FCA の XVI-1 炉心で試みている。最近では、原研 FCA の桜井健が MASRUCA 実験にこの方法で参加している。

測定原理

原理を 1 群拡散方程式に基づいて説明する。固有中性子源 $S_i(r)$ によって定常になっている系を、1 群拡散方程式で表現する。

$$D\nabla^2\phi(r) + \nu\Sigma_f\phi(r) - \Sigma_a\phi(r) + S_i(r) = 0 \quad (6)$$

実効増倍率 k を次のように体系全体の生成と消滅の比で定義する。

$$k = \frac{\text{生成}}{\text{消滅}} = \frac{\langle \nu\Sigma_f\phi(r) \rangle}{-\langle D\nabla^2\phi(r) \rangle + \langle \Sigma_a\phi(r) \rangle} \quad (7)$$

すると反応度 ρ は (6) 式を利用して次式となる。

$$\rho = - \frac{\langle S_i(r) \rangle}{\langle \nu \Sigma_f \phi(r) \rangle} \quad (8)$$

ここで(6)式の系に、強度 $S_{c,f}$ の点状 Cf 中性子源を挿入した場合の反応度 ρ' は、(8)式を導いたのと同様の手順により次式で表せる。

$$\rho' = - \frac{\langle S_i(r) \rangle + S_{c,f}}{\langle \nu \Sigma_f \phi(r) \rangle} \quad (9)$$

ドル単位の Cf 中性子源挿入による見かけの反応度変化 $\delta \rho_{c,s}$ は、(8)(9)式より次式となる。

$$\beta_{s,f} \cdot \delta \rho_{c,s} = \rho - \rho' = S_{c,f} / \langle \nu \Sigma_f \phi(r) \rangle = S_{c,f} / (\nu R_f F) \quad (10)$$

但し、最後の表現では分母の体系全体の核分裂率を、体系中央の核分裂率の絶対値 $R_f = \Sigma_f \phi(0)$ と、体系全体の積分値 $F = \langle \Sigma_f \phi(r) \rangle / R_f$ とで書き表してある。これが Cf 中性子源法の基礎式である。多群の場合には結果のみを示すと次式となる。

$$\delta \rho_{c,s} = \frac{S_{c,f}}{\beta_{s,f} \langle \nu \rangle R_f \langle F \rangle} \cdot \frac{\Phi_{c,f}^+}{\Phi_f^+} \quad (11)$$

但し、 $(\Phi_{c,f}^+ / \Phi_f^+)$ で ^{252}Cf の自発核分裂中性子と炉内核分裂中性子の核分裂スペクトルの違いを補正し、 $\langle \nu \rangle$ 、 $\langle F \rangle$ は中性子インポートランスを重みとした積分量となる。

測定手順

原研 FCA の XVI-1 炉心での測定例で手順を示す。

- ① 実験孔に ^{252}Cf 中性子源を挿入した場合と引き出した場合に、同じ炉出力になるように調整した制御棒の反応度値を、予めドル単位で較正してある反応度曲線によって求め、見かけの反応度 $\delta \rho_{c,s}$ とする。
- ② 体系中央のセル平均核分裂率の絶対値 R_f を核分裂箔によって測定する。予め絶対値を較正してある平行平板形核分裂計数管による測定値との比較によって、絶対値を押しさえる。
- ③ $\langle \nu \rangle$ 、 $\langle F \rangle$ 、 $(\Phi_{c,f}^+ / \Phi_f^+)$ は、25 群 3 次元の拡散計算により求める。
- ④ (11)式に示したように、ドル単位の見かけの反応度と出力の逆数 $1 / (\langle \nu \rangle R_f \langle F \rangle)$ とは比例関係にある。この測定例を図 2 に示す。この傾きから $\beta_{s,f}$ が求められる。

測定例

測定値は 0.00482 ± 0.00022 で相対誤差は $\pm 4.6\%$ であった。また核データに JFS3-J2 を使った 2 次元 70 群拡散計算(CITATION)による中性子束と随伴中性子束、及び遅発データに Tomlinson の評価値を用いた計算値は 0.00523 であり、C/E は 1.085 となった。

特徴

この測定法では、 ^{252}Cf 中性子源強度の絶対値と核分裂率の絶対値が必要となるが、見かけの反応度の測定自体は容易に行える。

III. Bennett 法

Bennett 法は 1981 年に E. F. Bennett⁽¹²⁾ が提案した、中性子雑音測定に基づく方法である。測定原理の導出はかなり煩雑であるので紙幅の関係でそのポイントのみを示し、筆者ら⁽¹⁸⁾ が京都大学原子炉実験所で行なった測定例を紹介する。

測定原理

測定体系に 2 本の中性子検出器を設置し、ゲート時間 τ 内の中性子計数を多数回測定する。そしてその検出器 1, 2 間の中性子計数値の共分散 $\sigma^2_{12}(\tau)$ を次のように定義する。

$$\sigma^2_{12}(\tau) = (M-2)^{-1} \text{Sum}_{m=1}^{M-2} \{ \delta u^{(1)}_m(\tau) \cdot \delta u^{(2)}_m(\tau) \} \quad (12)$$

ここで、添え字 m はサンプル番号を示し、 $\delta u^{(i)}_m$ は検出器 i の第 m 番目のサンプルの”局所”変動量で、 $m-1, m, m+1$ の三つの引き続くサンプルから次式で定義される量である。但し、 $u^{(i)}(t)$ は検出器 i の揺らぎで、 $\langle \dots \rangle_a$ は区間 $[a, b]$ の時間積分を示す。

$$\delta u^{(i)}_m(\tau) = \frac{1}{\tau} \langle u^{(i)}(t) \rangle_{(m-1)\tau}^{m\tau} - \frac{1}{2\tau} \left\{ \langle u^{(i)}(t) \rangle_{(m-2)\tau}^{(m-1)\tau} + \langle u^{(i)}(t) \rangle_{m\tau}^{(m+1)\tau} \right\} \quad (13)$$

一般に検出器 i の揺らぎ $u^{(i)}(t)$ は、炉雑音成分 $\phi^{(i)}$ と検出器の雑音成分 $\psi^{(i)}$ との和で表わされる。この炉雑音と検出器雑音の表現を使えば、(12) 式で定義した共分散は次の集合平均で表現できる。

$$\begin{aligned} \sigma^2_{12}(\tau) &= \langle (\delta \phi^{(1)}_m + \delta \psi^{(1)}_m)(\delta \phi^{(2)}_m + \delta \psi^{(2)}_m) \rangle \\ &= \langle \delta \phi^{(1)}_m \cdot \delta \phi^{(2)}_m \rangle \end{aligned} \quad (14)$$

但し、 $\delta \phi^{(i)}_m$ は (13) 式にしたがって求めた炉雑音成分の変動量であり、炉雑音と検出器雑音が互いに独立であるので $\delta \phi^{(i)}_m$ のみが残る。炉雑音成分がフーリエ係数で表現できるとして、(14) 式の集合平均を計算し、さらに、 $d\omega = 2\pi/T$ として積分型に変換すると次式をうる。

$$\sigma^2_{12}(\tau) = \frac{2D_a D_s k^2}{F \tau l_0^2} \text{Sum}_p \frac{\Lambda_p T(-s_p)}{-s_p} f(s_p, \tau) - \chi(s_0, \tau) \quad (15)$$

但し、

$$f(s_p, \tau) = \frac{3}{2} + \frac{5 - (15/2)\exp(s_p \tau) + 3\exp(2s_p \tau) - (1/2)\exp(3s_p \tau)}{2s_p \tau} \quad (16)$$

さらにここで現れる諸量は次のように定義されたものである。 $D_d = \langle \nu(\nu-1) \rangle / \langle \nu \rangle^2$ は核種で平均した Diven 因子, D_s は大塚-飯島の空間補正因子⁽¹⁷⁾, k は実効増倍率, F は燃料領域で積分した核分裂率の絶対値, l_0 は中性子平均寿命, $T(s)$ は原子炉伝達関数, s_p はその極, A_p は $s=s_p$ における留数, $\chi(s_0, \tau)$ は検出器の時間応答特性に関する補正項である。

検出器特性の補正項 $\chi(s_0, \tau)$ は小さいとして無視し, 最も影響の大きい $p=0$ の項のみを考慮する。そして 1 点炉動特性を想定し, $\$$ を体系の未臨界度とすると $S_0 = -k\beta_{eff}(1+\$)/l_0$, $A_0=1$, $T(-S_0) = l_0 / \{2k\beta_{eff}(1+\$)\}$ なので, 共分散 $\sigma^2_{12}(\tau)$ は次式となる。

$$\sigma^2_{12}(\tau) = \frac{D_d D_s}{F\beta_{eff}^2(1+\$)^2} \cdot \frac{1}{\tau} \cdot f(s_0, \tau) = \frac{B_c}{\tau} \cdot f(s_0, \tau) \quad (17)$$

但し, 最後の表現の B_c は, 共分散の振幅である。結局 β_{eff} はこの B_c を使って次式で求められる。

$$\beta_{eff}^2 = \frac{D_d D_s}{FB_c(1+\$)^2} \quad (18)$$

測定手順

京都大学原子炉実験所 KUCA の固体減速架台での測定例で, 筆者らの測定手順を示す。

- ① 炉心近傍の反射体領域に BF_3 検出器を設置し, ゲート幅 τ 内の中性子計数 $c^{(1)}_m(\tau)$ をマルチチャンネルアナライザーで多数回記録する。筆者らは最大で 80 万サンプルの収集を行なった。この計数值から多数のゲート幅に対して共分散量を計算し, これを (17) 式に Fitting して共分散振幅 B_c を求める。測定データと Fitting の例を図 3 に示す。
- ② 高出力運転で燃料板を照射し, $^{140}\text{La} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$ からの 1.596 MeV の γ 線を検出効率既知の高純度 Ge 検出器で測定し, 体系内の代表点の高出力運転時の核分裂率絶対値を決める。この値で, 26 群三次元拡散計算で求めた核分裂率の燃料領域全体にわたる積分値を, 絶対値に直す。さらに別途求めた共分散測定時と高出力運転時の出力比を用いて, 共分散測定時の絶対値を決める。
- ③ 較正された制御棒, 中性子源増倍法でドル単位の未臨界度 $\$$ を決定する。筆者らの実験は臨界で行なったので, この値は零としている。
- ④ Diven 因子 D_d には文献値を, 空間補正因子 D_s には F を求めたのと同様の計算スキームで求めた計算値を用いる。

測定例

1/16" 厚さの 93.3% 高濃縮ウラン板と, 3/8" 厚さのポリエチレン板との組合せを単位セルとする B3/8" P36EU 炉心 ($H/^{235}\text{U}=316$) と, 同じ燃料板 2 枚と 1/8" 厚さのポリエ

チレン板とで単位セルとする B1/8" P60EU-EU 炉心(H/²³⁵U=52) とで測定を行なった。B3/8" P36EU 炉心では 0.00785±0.00019 で相対誤差は±2.4% であり, B1/8" P60EU-EU 炉心では 0.00805±0.00025 で±3.1% であった。核データ, 遅発中性子データに END F/B-IVを用いて 26群三次元拡散計算(CITATION) によって求めた値は, B3/8" P36EU が 0.00807, B1/8" P60EU-EU で 0.00846 であり, C/E は各々 1.028, 1.051 であった。

特徴

共分散の測定は比較的簡単に行えるが, 共分散測定時の核分裂率の絶対値を精度よくおさえる必要がある。熱中性子炉では (16)式の f 関数の為, 複数のゲート幅に対する測定が必要となる。しかし, 時間固有値 s_0 が大きい高速炉体系では, f 関数の第 1 項が支配的で定数 3/2 となり, 唯一つのゲート幅 τ_0 に対する測定から次式で β_{eff} が求められる。Bennett の原式はこの形である。

$$\sigma^2_{12}(\tau_0) = \frac{(3/2)D_0D_1}{F\tau_0(1+\beta)^2} \cdot \frac{1}{\beta_{eff}^2} \quad (19)$$

IV. 結合係数法

結合係数法は京大の小林啓祐^(14, 15)が提案した, 結合炉体系を用いるやや特殊な手法である。

測定原理

$\langle \dots \rangle_{V_m}$ で領域 m の空間積分を表すとする。測定体系を任意の小領域に分割し, 第 m 領域の核分裂生成率 $S_{m\omega}$ を次式で定義する。

$$S_{m\omega} = \langle \text{Sum}_g \{ \nu \Sigma_{fg}(r) \phi_{g\omega}(r) \} \rangle_{V_m} \quad (20)$$

但し, $\phi_{g\omega}(r)$ は第 g 群の時間依存中性子束 $\phi_g(r, t)$ を $\phi_{g\omega}(r) \cdot \exp(\omega t)$ と変数分離で表現したときの形状関数である。

最も簡単な 2 点炉を考える。そして第 2 領域の吸収断面積に摂動を加えた場合を, (20) 式に定義した核分裂生成率 $S_{1\omega}$, $S_{2\omega}$ を未知数として書き表すと次式となる。

$$\omega l_1 S_{1\omega} = -(1-k_{11}+B_{11})S_{1\omega} + (k_{12}-\Delta k^A_{12}-B_{12})S_{2\omega} \quad (21)$$

$$\omega l_2 S_{2\omega} = (k_{21}-B_{21})S_{1\omega} - (1-k_{22}+\Delta k^A_{22}+B_{22})S_{2\omega} \quad (22)$$

但し, l_m は第 m 領域の中性子平均寿命, k_{mn} は第 n 領域から第 m 領域の結合係数, Δk^A_{mn} は吸収断面積の摂動によって生ずる結合係数の変化量, B_{nm} は遅発中性子に関する因子で次式で定義される。

$$B_{nm} = \omega \text{Sum}_i \{ (\beta_{im} k^d_{imn}) / (\lambda_i + \omega) \} \quad (23)$$

またここで k^d_{imn} は, $k^d_{imn} = \langle \text{Sum}_g \{ G_m(r, g) \chi^d_{ig} C_{i\omega}(r) \} \rangle_{V_n} / \langle C_{i\omega}(r) \rangle_{V_n}$ と定義され, $G_m(r, g)$ は中性子インポートランス関数, $C_{i\omega}(r)$ は遅発中性子先行核密度の形状関数

$C_i(r, t)/\exp(\omega t)$ である。

体系は対称とすると、結合係数の間に $1-k_{11}=k_{12}$, $1-k_{22}=k_{21}$, $k_{21}=k_{12}$ の関係式が成立している。さらに微量に対する以下の近似, $\omega_{1m} \ll k_{m2}$ ($m=1, 2$), $\Delta k_{12} \ll k_{12}$, $B_{mn}/k_{mn} \sim \beta \ll 1$ ($m=n$) を使うと (21) 式から次式が得られる。

$$(k_{12}+B_{11})S_{1\omega} = k_{12} \cdot S_{2\omega} \quad (24)$$

ここで出力比を $R=S_{2\omega}/S_{1\omega}$ と定義すると、(24) 式から次式が得られる。

$$R = S_{2\omega}/S_{1\omega} = B_{11}/k_{12} + 1 \quad (25)$$

B_{11} の表現を使い、 $\beta_i = \beta_{eff} \cdot f_i$, $\sum f_i = 1$ とすれば、結合係数法の基礎式が得られる。

$$R-1 = \beta_{eff}(\omega/k_{12}) \cdot \sum_i \{(f_i k_{i11}^d)/(\lambda_i + \omega)\} \quad (26)$$

測定手順

- ① 対称な 2 分割炉心を構成し、片側の炉心に近接した制御棒を引き抜くといった操作で、片側の炉心にのみ吸収断面積の摂動を加える。
- ② 引き抜いた制御棒の正の反応度による出力上昇からペリオドの逆数 ω を、また各炉心の近傍に配置した検出器の中性子計数の比から出力比 R を測定する。測定例を図 4 に示す。
- ③ 結合係数 k_{12} , k_{i11}^d に計算値を用いれば (26) 式より β_{eff} が決定できる。

測定例

京都大学原子炉実験所の軽水減速架台に、厚さ 1.5 mm の 93.3 % 高濃縮ウラン板を 3.5 mm ピッチで配列した炉心を、軽水結合幅が 21.5 cm と 23.0 cm になるように配置した二つの結合炉体系について測定した。結合幅が 21.5 cm の C35G21.5 炉心の β_{eff} は 0.007221, C35G23.0 炉心は 0.006537 となり、測定誤差は $\pm 4 \sim 5 \%$ と見積られている。結合体系の計算値はまだ得られていないが、軽水結合領域の無い単一炉心の場合は 0.007611 と得られている。

特徴

対称な 2 分割炉を利用する点に特徴があり、また結合係数 k_{12} , k_{i11}^d に計算値を必要とする。

V. Nelson数法

Nelson 数法は最近 G.D.Spriggs⁽¹⁶⁾ が提唱した中性子相関実験に基づく測定法である。

測定原理

時刻 $t=0$ に 1 カウントあり、それより t 秒後に 1 カウントある確率 $P(t)$ の測定から、炉物理量を抽出する Rossi- α 法の基礎式は次式である。

$$P(t) = A \exp(\alpha t) + C \quad (27)$$

但し、 $\alpha = (K_p - 1)/l_0$ は即発中性子減衰定数、 C は非相関項を表わし、 A は次式で定義される相関振幅である。

$$A = \varepsilon \frac{D_s D_d}{2l_0} \cdot \frac{K_p^2}{1 - K_p} \quad (28)$$

但し、即発中性子増倍率 K_p は k を実効増倍率とすると、 $K_p = (1 - \beta_{eff})k$ である。また ε は核分裂当りの計数と定義する検出効率、 D_s は大塚-飯島の空間補正因子、 D_d は Diven 因子、 l_0 は中性子平均寿命である。ところで、自発核分裂核種より供給される固有中性子源の中性子発生数を Q 、核分裂当りの平均即発中性子放出数を ν とすると、固有中性子源強度 S は、 $S = Q(1 - \beta_{eff})/\nu$ と書ける。従って、中性子源増倍法の考え方により、非相関量 C は次式で表される。

$$C = \frac{D_s^* \varepsilon S}{1 - k} = \frac{D_s^* \varepsilon (Q/\nu)(1 - \beta_{eff})^2}{(1 - \beta_{eff}) - K_p} \quad (29)$$

但し、 D_s^* は固有中性子源に対する大塚-飯島の空間補正因子である。

Nelson 数 N を定義し、 A 、 C 、 α の表現を代入して整理すると次式となる。

$$N = - \frac{2D_s^* Q}{D_s \nu D_d} \cdot \frac{A}{\alpha C} = \frac{\{(1 - \beta_{eff}) - K_p\} K_p^2}{(1 - K_p)^2 (1 - \beta_{eff})^2} \quad (30)$$

さらにドル単位の反応度 ρ_s と K_p の関係式 $K_p = (1 - \beta_{eff}) / (1 - \beta_{eff} \rho_s)$ で K_p を書き直すと、Nelson 数とドル単位の反応度の関係式が導かれる。

$$N = \frac{1 - \beta_{eff}}{\beta_{eff}} \cdot \frac{-\rho_s}{(1 - \rho_s)^2 (1 - \beta_{eff} \rho_s)} \quad (31)$$

これを β_{eff} をパラメータとして図示すると図5になり、Nelson 数の未臨界度依存性より β_{eff} が決定出来る。

測定手順

- ① 相関振幅 A 、非相関量 C 、即発中性子減衰定数 α を、未臨界度をパラメータとした Rossi- α 測定より決定する。
- ② 未臨界度 ρ_s は中性子源引き抜き法で測定する。
- ③ 固有中性子源の中性子発生数 Q には計算値を使うが、測定する場合には、燃料要素の微小サンプルを校正された中性子検出器で測定する。
- ④ 空間補正因子 D_s 、 D_s^* は中性子束と、随伴中性子束の計算値より求める。

特徴

この測定では固有中性子源の中性子発生数 Q を知る必要がある。

3. おわりに

置換法, Cf 線源法, Bennett 法の測定誤差は相対誤差で, 各々 8%, 4.6%, 2.4~3.1% となっており, 置換法の 8% がやや大きく, Bennett 法が少し精度よく出ている。しかし Bennett 法では核計算にともなう誤差がやや小さく見積られ過ぎているので, 測定誤差としては数%程度とみるのが妥当であろう。従って, 現状ではどの測定法でも相対誤差で数%程度の測定精度であると考えてよい。計算値との比較の観点からは, 少なくとも 2~3% の測定精度を目指す必要があると思われる。

各測定値と計算値の比較を C/E で見てみると, 置換法は 0.903~0.965, Cf 線源法で 1.085, Bennett 法で 1.028~1.051 となっている。但しいずれの計算値も最新の断面積データに基づいて解析したものではないので, この結果から直ちに計算法, 断面積データに問題があるとは言えない。上述の全ての測定に対して, 中性子断面積データ, 遅発中性子データを揃えて系統的に計算をやり直して比較してみるの面白いと考えられる。

β_{eff} 測定法の特徴は, 測定値だけからは決まらず, かなり厳密な核計算を必要とする点と, 測定量もなんらかの形で絶対値を評価する必要がある点にある。絶対値を評価することは, 一般的に難しい。従って β_{eff} 測定はかなり難しい実験に属すると思う。核計算への依存度が少ないという観点で順序づけてみると, 置換法, Cf 線源法, Bennett 法, 結合係数法, Nelson 数法の順になり, 発表年代順に並ぶ。つまり計算機能力の向上にしたがって, 計算機への依存度が増えてきているようにも見える。

置換法は置換物質をうまく工夫して作成すれば, 全く計算に頼らずに, あるいは少なくとも小さな補正量で β_{eff} を評価出来る可能性があり, この点で魅力的である。しかし, 置換法が常に適用できるとは限らないので, 測定対象とする体系の特殊性つまり体系の中性子エネルギースペクトル, 燃料要素の形状等を考慮して最適な測定法を選ぶのが賢明だと思われる。

今までの測定値と系統的な計算値との再比較の重要性を述べたが, 実験屋の立場からは, 例えば MASURCA 実験のように, 今後いろいろな実験施設で β_{eff} 測定が試みられ, 精度の向上を目指した実験・計算法の改良, あるいは新しい測定手法の開発が進展することを期待したい。

文献

- (1) 「第30回NEACRP会合報告」, 日本原子力研究所 炉物理委員会 第23回原子炉システム専門部会, 資料 #87-23-2 (1987.11.30).
- (2) 「第31回NEACRP会合報告」, 同上, 第26回原子炉システム専門部会, 資料 #89-26-2 (1989.1.13).
- (3) 「ソ連の高速炉物理の現状」, 同上, 資料 #89-26-4 (1989.1.13).

- (4) 「第32回NEACRP会合報告」, 同上, 第28回原子炉システム専門部会, 資料 #89-28-2 (1989. 12. 1).
- (5) 「第33回NEACRP会合報告」, 同上, 第31回原子炉システム専門部会, 資料 #90-31-2 (1990. 12. 14)
- (6) 「第34回NEACRP会合報告」, 同上, 第33回原子炉システム専門部会, 資料 #91-33-3 (1991. 12. 5).
- (7) 桜井 健, 私信(1993. 3. 26).
- (8) R. Perez-Belles, J. D. Kington, G. deSaussure, Nucl. Sci. Eng., 12, pp. 505-512 (1962).
- (9) 秋濃藤義, 竹内素允, 小野俊彦「置換法によるVHTRC-1炉心の実効遅発中性子分率の測定」, 日本原子力学会「1992秋の大会」B28 (1992).
- (10) E. A. Fischer, Nucl. Sci. Eng., 62, pp. 105-116 (1977).
- (11) 中野正文, 他「高速炉体系における実効遅発中性子割合 β_{eff} の測定」, 日本原子力学会「1991秋の大会」A66 (1991).
- (12) E. F. Bennett, "An Experimental Method for Reactor-Noise Measurements of Effective Beta, "ANL-81-72, Argonne National Laboratory (1981. 9).
- (13) 居島一仁, 他「Bennett 法による熱中性子体系の β_{eff} 測定(II)」, 日本原子力学会「1992春の年会」H54 (1992).
- (14) Keisuke Kobayasi, J. Nucl. Sci. Technol., 29, pp. 110-120 (1992).
- (15) 小林啓祐, 他「結合炉の理論による実効遅発中性子割合の決定(II)実験」, 日本原子力学会「1992春の年会」H53 (1992).
- (16) Gregory D. Spriggs, Nucl. Sci. Eng., 113, pp. 161-172 (1993).
- (17) Masuhiko Otsuka, Tsutomu Iijima, Nukleonik, 7(8), pp. 488-491 (1965).

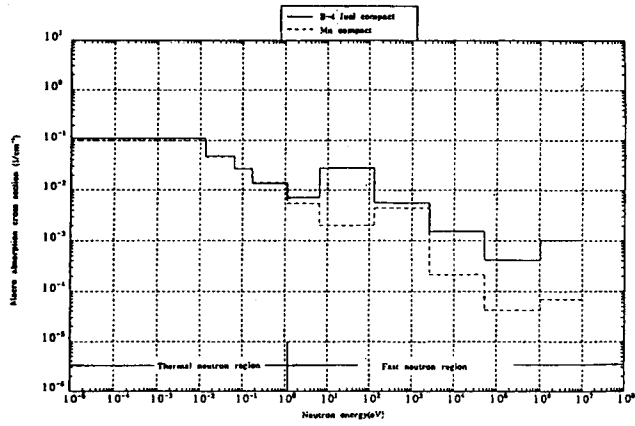


図1 燃料コンパクトとMnコンパクトの巨視的吸収断面積の比較⁽⁹⁾

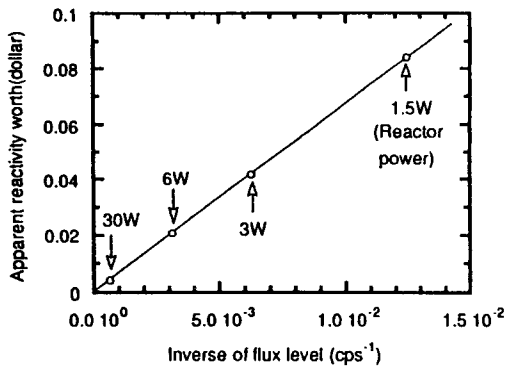


図2 Cf中性子源のみかけの反応度値⁽⁷⁾

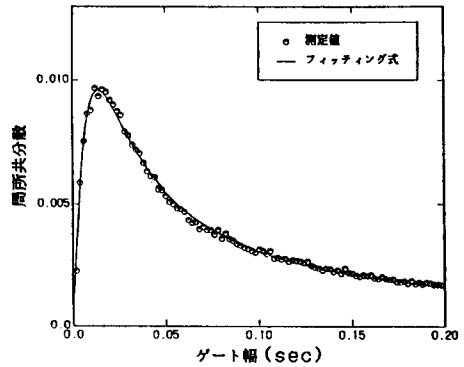


図3 局所共分散値の測定例⁽¹³⁾

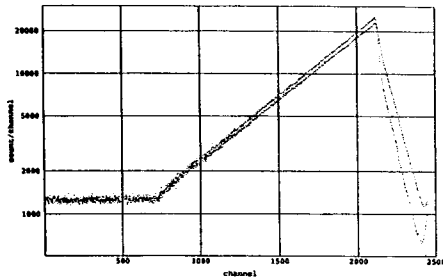


図4 計数率の測定例

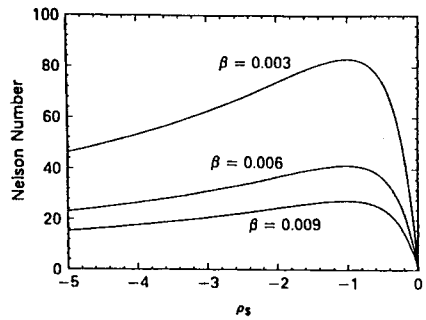


図5 Nelson数とドル単位の反応度