

平成27年度

文部科学省 国家課題対応型研究開発推進事業
原子力システム研究開発事業

高燃焼度原子炉動特性評価のための
遅発中性子収率高精度化に関する研究開発

成果報告書

平成28年3月

国立大学法人 東京工業大学

本報告書は、文部科学省の原子力システム
研究開発事業による委託業務として、国立
大学法人 東京工業大学が実施した平成 24
- 27 年度「高燃焼度原子炉動特性評価のた
めの遅発中性子収率高精度化に関する研究
開発」の成果を取りまとめたものです。

目次

概略	x
1. はじめに	1
2. 業務計画	4
2.1 全体計画	4
2.2 平成 27 年度の成果の目標及び業務の実施方法	5
2.3 計画表	6
3. 平成 27 年度の実施内容及び成果	10
3.1 代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定	11
3.1.1 核分裂片質量数分布測定装置の開発	12
a. 核分裂片質量数分布測定装置の概略	12
(1) 多芯線比例計数管の製作	13
(2) データ処理回路とデータ収集装置	15
(3) シリコン ΔE -E 検出器の開発	15
(i) シリコン ΔE 検出器の開発	16
(ii) シリコン E 検出器および ΔE -E 検出器の構成	17
b. アクチノイド薄膜標的作成技術の開発	17
(1) ニッケルバッキングの作成	17
(2) 電着方法	18
c. タンデム加速器施設における新ビームラインの構築	18
3.1.2 核分裂片質量数分布の系統的測定	20
a. タンデム施設における代理反応核分裂実験	20
b. 実験データスペクトル	20
c. 核分裂片質量数の決定方法	22
d. 核分裂質量分布の結果	25
3.1.3 まとめ	25
3.2 核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究	31
3.2.1 実験データの整備	31
3.2.2 理論模型の改良	32
a. β 崩壊及びその随伴現象の基本事項	32
b. β 崩壊大局的理論	33
c. 解析	33
d. 大局的理論の改良	34
e. 改良の結果	36
3.2.3 崩壊大局的理論計算の汎用コードの作成	38
a. iversion=1:plain	39
b. iversion=2:Koyama-Yamada-Takahashi	39

c.	iversion=3:KTY+improved DGT	39
d.	iversion=4:KTY+Kondoh	39
e.	iversion=5:KTY+Kondoh+improved DGT(GT2)	40
f.	iversion=6:Semi-gross	40
g.	iversion=7:Koura	40
h.	iversiotype=1:Modified-Lorents	40
i.	iversiotype=2:Modified-Lorents	40
j.	iversiotype=3:Two-function of modified-Lorents	40
k.	iversiotype=4:Two-function of hyperbolic scant	40
l.	iversiotype=5:Two-function of GT2 function	41
m.	iversiotype=6:Two-function of new function	41
n.	iversiondeltanp=1:c 1: 0.85, 0.70, 0.60	41
o.	iversiondeltanp=2: from mass relation	41
3.2.4	結果例	41
3.2.5	まとめ	42
3.3	核分裂片独立収率計算手法の開発	48
3.3.1	揺動散逸模型(ランジュバン模型)の概要	48
3.3.2	理論コードの整備状況	49
3.3.3	独立収率の計算結果	50
3.3.4	まとめ	50
3.4	核データ及び原子炉動特性の評価	61
3.4.1	核データ評価	61
a.	動力学模型計算結果を用いた評価	61
(1)	簡易的即発中性子評価	61
(2)	GEF コード計算を考慮した評価	62
(3)	遅発中性子放出率の遅発中性子収率への影響	63
b.	代理反応データを用いた核分裂収率の評価	70
(1)	独立核分裂収率の評価	70
(2)	遅発核分裂収率	70
c.	評価済データファイル作成	77
(1)	累積核分裂収率	77
(2)	群定数の評価	77
(3)	遅発中性子スペクトル	78
(4)	評価済ファイル	78
d.	まとめ	78
3.4.2	積分評価	85
a.	原子炉動特性の評価	85
b.	MVP ライブラリの作成	85
c.	計算体系	86
d.	新評価に基づく核データを用いた計算結果	88
e.	加速器駆動炉ベンチマーク問題に対する計算結果	88

	f.	まとめ	92
3.5	研究推進		96
4.	結言		100
5.	まとめ		101

表目次

表 3.1.2-1	核子移行反応 (図 3.1.2-3) の運動学におけるパラメータ。	22
表 3.1.2-2	核分裂 (図 3.1.2-4) の運動学におけるパラメータ。	23
表 3.2.2-1	パリティ変化が生じる主な領域	37
表 3.2.2-2	平均遅発中性子放出数	38
表 3.4.1-1	作成した評価済 ENDF ファイルの一覧	79
表 3.4.2-1	本事業で新たに評価された核種	85
表 3.4.2-2	実効遅発中性子割合の実験値	89
表 3.4.2-3	実効遅発中性子割合の実験値	89
表 3.4.2-4	新評価に基づく核データを用いた実効遅発中性子割合の計算値	90
表 3.4.2-5	新評価に基づく核データを用いた即発中性子減衰定数 (遅発臨界時) の計算値	91
表 3.4.2-6	加速器駆動炉ベンチマーク問題の燃料組成 (燃料は、MA と Pu の窒化物混合物。 単位は、wt%)	93
表 3.4.2-7	加速器駆動炉ベンチマーク問題について、様々な評価済み核データを用いて計算 した実効遅発中性子割合と即発中性子減衰定数の比較	93

目 次

図 1.0.0-1	本事業の実施体制	2
図 2.1.0-1	本事業で ^{232}Th , ^{238}U , ^{248}Cm , ^{237}Np を標的核とする ^{18}O 入射代理反応で質量数分布を測定する予定の核種を示す核図表	5
図 2.1.0-2	β 崩壊における親核、娘核及び強度関数の関係を示す模式図	7
図 2.1.0-3	多次元ランジュバン方程式による核分裂片分布の計算に用いるポテンシャルエネルギー表面の例	8
図 2.3.0-4	「高燃焼度原子炉動特性評価のための遅発中性子収率高精度化に関する研究開発」年度別全体計画	9
図 3.1.1-1	核分裂片質量測定装置の構成図	12
図 3.1.1-2	(a) 検出器のセットアップ、および (b) シリコン ΔE -E 検出器のデザイン。	13
図 3.1.1-3	(a) 多芯線比例計数管、および (b) シリコン ΔE -E 検出器の写真。	14
図 3.1.1-4	MWPC を設置した核分裂真空散乱槽 (上)。下は、真空散乱槽内を映したもの。	16
図 3.1.1-5	(上) タンデム加速器と (下) ビームライン。L1 コースおよび新設した R5 コースを示す。	19
図 3.1.2-1	E と ΔE で得られた散乱粒子のスペクトル。	20
図 3.1.2-2	2 台の MWPC 間で得られた 2 つの核分裂片の時間差スペクトル。	21
図 3.1.2-3	核子移行反応 $^{18}\text{O}(^{232}\text{Th}, X)_x$ の運動学の模式図。	22
図 3.1.2-4	核分裂における運動学の概略。	23
図 3.1.2-5	核分裂の質量と複合核 ($^{239}\text{U}^*$) の励起エネルギーの相関。	24
図 3.1.2-6	$^{18}\text{O}+^{232}\text{Th}$ で得られたさまざまな複合核の核分裂片質量数分布。	26
図 3.1.2-7	$^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$ で得られたさまざまな複合核の核分裂片質量数分布。	27
図 3.1.2-8	$^{18}\text{O}+^{248}\text{Cm}$ で得られたさまざまな複合核の核分裂片質量数分布。	28
図 3.1.2-9	$^{18}\text{O}+^{237}\text{Np}$ で得られたさまざまな複合核の核分裂片質量数分布。	29
図 3.1.2-10	軽および重核分裂片の質量重心の変化。	30
図 3.2.1-1	β 崩壊遅発中性子が測られた原子核 (図中の青四角、216 核種)	31
図 3.2.1-2	累積核分裂収率 ($^{235}\text{U} + n_{\text{thermal}}$)	32
図 3.2.2-1	β 崩壊および遅発中性子放出の模式図。	35
図 3.2.2-2	(上段): ^{137}I の場合の核行列要素の 2 乗。Fermi (F) 遷移、Gamow-Teller (GT) 遷移、および第 1 禁止遷移 (1st) の場合。(中段): 核行列要素の 2 乗と積分された Fermi 関数との積 (対数表記)。(下段): 中段と同様。ただし線形表記。	36
図 3.2.2-3	大局的理論による理論計算と実験値の半減期比較 (核図表表記)。Log(理論値/実験値)。Log(理論値/実験値) が 0 であれば一致し、1 または -1 の場合は 10 倍または 1/10 の比となる。上図: GT2 で計算された理論計算との比較。下図: 今回の改良結果 (後述)	43
図 3.2.2-4	中重中性子過剰核における半減期の実験値と理論値の比較。各元素ごとの同位体としてプロット。横軸は中性子の数。実験値及び比較のための理論値は [6] より引用。	44
図 3.2.2-5	$^{131,132}\text{In}$ の単一粒子準位。n: 中性子単一粒子準位。p: 陽子単一粒子準位	44

図 3.2.2-6	β 大局的理論における 1 粒子準位密度と各行列要素	45
図 3.2.2-7	大局的理論による理論計算と実験値の遅発中性子放出割合比較 (核図表表記)。Log(理論値/実験値)。上図：GT2 で計算された理論計算との比較。下図：今回の改良結果	46
図 3.2.3-1	コード上のパラメータの設定箇所。	47
図 3.2.4-1	$U-235+n_{th}$ の崩壊熱の時間発展の計算結果。縦軸は崩壊熱にその時の時間をかけた量。崩壊熱の時間発展の構造を見るのによく用いられる。青線は本章の説明における $iversion=4$ の例。赤線は殻効果を取り入れた新しい計算結果の例で本章の説明における $iversion=7$ の例。	47
図 3.3.1-1	二中心殻模型による複合核の形状。二中心殻模型は二つの調和振動子の対称軸を z 軸、それに垂直な軸を ρ 軸とすると、二つの振動子が接触する点を原点とする。その原点から各々の調和振動子の中心までの距離を z_1, z_2 とし、楕円の z 軸方向の長さを a_1, a_2 、 ρ 軸方向の長さを b_1, b_2 とする。	49
図 3.3.4-1	中性子入射で形成される複合核 ^{233}U の核分裂時の分裂片の質量分布 (左側の 5 つのパネル) と全運動エネルギー分布 (右側の 5 つのパネル)。	51
図 3.3.4-2	中性子入射で形成される複合核 ^{234}U の核分裂時の分裂片の質量分布 (左側の 5 つのパネル) と全運動エネルギー分布 (右側の 5 つのパネル)。	52
図 3.3.4-3	中性子入射で形成される複合核 ^{235}U の核分裂時の分裂片の質量分布 (左側の 5 つのパネル) と全運動エネルギー分布 (右側の 5 つのパネル)。	53
図 3.3.4-4	中性子入射で形成される複合核 ^{236}U の核分裂時の分裂片の質量分布 (左側の 5 つのパネル) と全運動エネルギー分布 (右側の 5 つのパネル)。	54
図 3.3.4-5	中性子入射で形成される複合核 ^{237}U の核分裂時の分裂片の質量分布 (左側の 5 つのパネル) と全運動エネルギー分布 (右側の 5 つのパネル)。	55
図 3.3.4-6	中性子入射で形成される複合核 ^{238}U の核分裂時の分裂片の質量分布 (左側の 5 つのパネル) と全運動エネルギー分布 (右側の 5 つのパネル)。	56
図 3.3.4-7	中性子入射で形成される複合核 ^{239}U の核分裂時の分裂片の質量分布 (左側の 5 つのパネル) と全運動エネルギー分布 (右側の 5 つのパネル)。	57
図 3.3.4-8	陽子数 $Z=52$ を持つ分裂片の分布。誤差棒付きの赤い点がランジュバン模型による計算結果。他の参照値はいずれも代表的な核データライブラリの値で、各々、黒丸印が JENDL/FPY-2011、青い四角印が JEFF-3.1.1、紫色の三角印が ENDF/B-VII に対応している。緑色の逆三角は様々なパラメータを用いて精密に調整された現象論的な模型 GEF の予測値である。	58
図 3.3.4-9	軽及び重核分裂片の平均質量の複合核の質量に対する遷移。三角印はランジュバン模型による計算であり、青色と赤色のバツ印は JENDL/FPY-2011 に格納されたデータである。青色の実線は複合核の質量数 $A=250$ までの重い核の平均を示し、緑色の実線は $A=250$ までの軽い核の最適値を示す。	59
図 3.4.1-1	ランジュバン計算から評価した独立核分裂収率と JENDL-4.0 の評価値との比較。“Langevin” はランジュバン計算、“Langevin+PFN” は即発中性子放出を考慮した値、“JENDL-4.0” は 14MeV 中性子に対する $^{235}U(n,f)$ の評価値を表す。	64
図 3.4.1-2	$^{235}U(n,f)$ に対する遅発中性子収率の暫定評価結果。“Langevin(prelim.)” は ^{236}U に対するランジュバン計算結果から導出した値を表す。“prelim. eval” はエネルギー	

依存性を直線で近似したもの。	64
図 3.4.1-3 GEF コードにより計算した ^{236}U の核分裂片 (Br 同位体) からの中性子放出数分布。 ^{236}U の励起エネルギー 10, 20, 30MeV からの核分裂について、実線、破線、点線で示している。	65
図 3.4.1-4 ランジュバン計算結果から評価した ^{236}U の核分裂収率と遅発中性子収率の質量数依存性。“pre-n” は即発中性子放出前、“post-n” は即発中性子放出後の分布を表す。	65
図 3.4.1-5 ランジュバン計算結果から評価した ^{240}Pu の核分裂収率と遅発中性子収率の質量数依存性。その他は図 3.4.1-4 と同様。	66
図 3.4.1-6 ランジュバン計算に基づく遅発中性子収率の評価結果。丸印がランジュバン計算結果から得た遅発中性子収率、実線が評価結果、点線が GEF の計算結果、破線が JENDL-4.0 の評価値を表す。	67
図 3.4.1-7 ^{236}U 核分裂に対する遅発核分裂収率の核分裂片質量数及び励起エネルギー依存性。“FPD11” は JENDL/FPD-2011 の P_n 、“GTK2015” は大局理論による P_n である。“case1”、“case2” については本文を参照。	68
図 3.4.1-8 ^{240}Pu 核分裂に対する遅発核分裂収率の核分裂片質量数及び励起エネルギー依存性。他は 3.4.1-7 と同様。	69
図 3.4.1-9 ^{239}U の核分裂収率データに対するガウス関数を用いたフィッティング結果	71
図 3.4.1-10 フィッティングによって得られた核分裂収率のピーク位置に関するパラメータ A_0 の励起エネルギー依存性。実線は得られたパラメータの重み付き平均値。	71
図 3.4.1-11 フィッティングによって得られた核分裂収率のピーク幅に関するパラメータ σ の励起エネルギー依存性。実線は得られたパラメータを一次関数でフィッティングした結果。	71
図 3.4.1-12 核種毎の平均ピーク位置 A_0 、ピーク幅定数項 s_0 、ピーク幅一次項 s_1	72
図 3.4.1-13 $^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$ 代理反応実験から評価した ^{239}U の核分裂収率 (上) と遅発中性子収率 (下) の質量数依存性。“pre-n” は即発中性子放出前、“post-n” は即発中性子放出後の分布を表す。丸印が測定データであり、破線は 2 つのガウス関数の和でフィットした値である。	73
図 3.4.1-14 $^{18}\text{O}+^{248}\text{Cm}$ 代理反応実験から評価した ^{247}Cm の核分裂収率と遅発中性子収率の質量数依存性。その他は図 3.4.1-13 と同様。	74
図 3.4.1-15 $^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$ 代理反応実験データに基づく遅発中性子収率の評価結果。丸印が代理反応データから得た遅発中性子収率、実線が評価結果、点線が GEF の計算結果、破線が JENDL-4.0 の評価値を表す。	75
図 3.4.1-16 $^{18}\text{O}+^{248}\text{Cm}$ 代理反応実験データに基づく遅発中性子収率の評価結果。他は 3.4.1-15 と同様。	76
図 3.4.1-17 遅発中性子放出時間依存性の 6 群近似によるフィッティング。ベーテマン計算の値を丸印で、フィッティング結果を実線で示す。破線は群毎の成分である。	79
図 3.4.1-18 $^{235}\text{U}(n,f)$ の遅発中性子放出時間依存性の評価値の比較。	80
図 3.4.1-19 $^{238}\text{U}(n,f)$ の遅発中性子放出時間依存性の評価値の比較。	81
図 3.4.1-20 ランジュバン計算データを元に評価した ^{235}U の遅発中性子スペクトル。	82
図 3.4.1-21 $^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$ 代理反応実験データを元に評価した ^{238}U の遅発中性子スペクトル。	83
図 3.4.2-1 LICEM コードシステム	86

図 3.4.2-2	MASURUCA R2 炉心の計算体系	88
図 3.4.2-3	FCA XIX-1 炉心の計算体系	88
図 3.4.2-4	実効遅発中性子割合に対する新評価に基づく核データを用いた計算結果と実験値との比較	90
図 3.4.2-5	即発中性子減衰定数（遅発臨界時）に対する新評価に基づく核データを用いた計算結果と実験値との比	91
図 3.4.2-6	加速器駆動炉ベンチマーク問題の計算体系	92

略語一覧

ADS (Accelerator-Driven nuclear transmutation System) : 加速器駆動型核変換システム

AME (Atomic MAss Evaluation) : 原子質量評価。実験で得られた原子質量値を評価してデータ化したライブラリ。1950年代から現在にいたる活動が始まり、概ね8-9年に1度更新されている。

ENDF (Evaluated Nuclear Data File) : 米国の評価済み核データライブラリー

ENSDF (Evaluated Nuclear Data Structure File) : 評価済み核構造データファイル。国際協力して作成されており、米国ブルックヘブン国立研究所の核データセンター (NND) が維持している。ファイルは質量数ごとに分けられており、基底状態および励起状態のエネルギー、スピン・パリティ、半減期、崩壊様式、崩壊分岐比などが載っている。各質量数は45年ごとに逐次改訂を行っている。

FP (Fission Product) : 核分裂生成物。核分裂が起きた時に生成される原子核。

JEFF (Joint European Fission and Fusion Library) : 欧州の評価済み核データライブラリー

JENDL (Japanese Evaluated Nuclear Data Library) : 日本国の評価済み核データライブラリー

GT2 (Gross Theory 2nd Version) : 大局的理論第2版。原子核の β 崩壊強度関数を強度関数が満たす和則を条件として構築した崩壊半減期理論計算法を β 崩壊の大局的理論と呼ぶ。初期の大局的理論は強度関数の導入に不十分な点があり、その後の実験的知見を考慮するなどして強度関数や核子の対相関に関する改良がされたものが現在用いられている大局的理論である、これを大局的理論第2版と呼んでいる。

MA (Minor Actinoid) : マイナーアクチノイド

MWPC (Multi-wire Proportional Counter) : 多芯線式比例計数管

PDC (Peak to Digital Converter) : パルス波高ピーク値からデジタル値への変換器

QDC (Charge to Digital Converter) : 電荷量からデジタル信号への変換器

TDC (Time to Digital Converter) : 時間差からデジタル値への変換器

TKE (Total Kinetic Energy of fission fragments) : 核分裂片の全運動エネルギー

VME (VERSA Module Eurocard bus) : コンピューターによる計測機器制御やデータ収集を行う高速のバス規格

ΔE -E型シリコン半導体検出器 : 薄いシリコンと厚いシリコンからなる荷電粒子を識別する半導体検出器

概略

原子力は中性子が重い原子核に入射して起こる核分裂の連鎖に伴う原子核の変化からエネルギーを安定的に取り出す技術であり、核反応と原子核崩壊がその根底を支える物理現象である。本来、 10^{-18} 秒程度の時間スケールを有する核反応を人類が安定して制御できる根本的理由は遅発中性子の存在であり、ウランを燃料とする原子炉では遅発中性子割合が例外的に大きいという特殊事情によって原子力エネルギー利用が可能になったと言っても過言では無い。遅発中性子は、定常状態にある原子炉の過渡特性や、原子炉不安定時におけるレスポンスを決定する重要な要素であり、原子力の安全性に大きな影響を与える。

崩壊熱と遅発中性子放出は共に核分裂片の β 崩壊に伴う現象であり、特に半減期に依存して放出される遅発中性子数は原子炉の制御上不可欠である。そのためその測定は原子力の黎明期に主要な核分裂性核種に対しては行われたが、燃焼に伴って生成する高次 MA に対する直接測定は実現していない。また、主要核種に対してさえも、核分裂片の性質の積み上げから計算を行う総和計算では測定値を再現できないことも知られている。

本課題では原子核物理実験及び理論の手法を高度に組織化して、使用済み核燃料中のマイナーアクチノイドの燃焼を行う高速炉、加速器駆動核変換システム、高燃焼軽水炉などを想定し、問題となるウラン、プルトニウム、高次マイナーアクチノイドの核分裂現象に伴う物理量の中で原子炉の動特性を決定する要因である遅発中性子割合を系統的に高精度化し、革新的原子力システムと既存軽水炉に共通な安全基盤技術の確立を行う事を目的とする。同時に原子力の基礎となる核分裂現象を理解するための理論模型の開発と人材育成も行う。そのために主として以下のステップに分けて事業を実施する：

1. 代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定
2. 核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究
3. 核分裂片独立収率計算手法の開発
4. 核データ及び原子炉動特性の評価
5. 委員会の開催

上記目的のうち、平成 27 年度は各項目における以下の内容を実施する。

1. 代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定
 $^{18}\text{O}+^{237}\text{Np}$ 系の代理反応実験を行い、この反応系で到達可能で、これまで測定されていない核種をふくむアクチノイド原子核の核分裂片質量数分布を測定する。
2. 核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究
開発したコードを用いて核分裂生成物の β 崩壊半減期、平均 β 線及び γ 線エネルギー、遅発中性子放出確率を計算し、遅発中性子及び崩壊熱の総和計算を可能にする。
3. 核分裂片独立収率計算手法の開発
これまでに開発した核分裂片独立収率計算コードを用いて核分裂片独立収率の計算を行う。

4. 核データ及び原子炉動特性の評価

① 核データ評価

(1) 及び (3) で得られた核分裂収率、(2) で得られた崩壊データを元に評価を行い、ENDF形式のライブラリーを作成し遅発中性子収量の評価を行う。

② 原子炉動特性の評価

新たに作成した核データによる積分実験解析を実施し、その精度を評価する。

5. 研究推進

研究代表者の下で各研究項目間における連携を密にして研究を進めるとともに、広く意見を聴きながら研究を進めるため委員会を開催する。

平成 27 年度における本事業では、研究計画に従って「代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定」、「大局的理論による核分裂生成物の崩壊熱及び遅発中性子放出割合の推定」、「動力学モデルによる核分裂収率の推定」、「核データ及び原子炉動特性の評価」、「委員会の開催」、の五項目について事業を遂行した。成果をまとめると以下のようなになる。

1. 「代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定」

$^{18}\text{O} + ^{237}\text{Np}$ の多核子移行代理反応において、初めての測定となる ^{238}Pu を含む複合核 $^{237,238,239}\text{Np}$ 、 $^{238,239,240}\text{Pu}$ 、 $^{240,241,242}\text{Am}$ の核分裂片質量数分布およびこれらの励起エネルギー依存性を測定した。

2. 「核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究」

本事業で開発したコードを用いて改良した大局的理論の各バージョンに応じた計算を可能とし、核分裂生成物の個々の核種の β 崩壊半減期・遅発中性子放出割合および平均遅発中性子放出割合・崩壊熱の計算を行った。

3. 「核分裂片独立収率計算手法の開発」

これまでに開発したランジュバンモデルによる核分裂片独立収率計算コードを高速化し、4.①項の核データ評価に必要な核分裂片の質量数分布のエネルギー依存性を U, Np, Pu, Am, Cm の同位体について計算し提供した。

4. 「核データ及び原子炉動特性の評価」

① 核データ評価

即発中性子放出を考慮して収率を導出した後、崩壊データを用いてベータマン法により時間依存の遅発中性子放出量を求めた。時間依存の計算値から、最小二乗法を用いて 6 群近似のパラメータを決定した。評価データを組み合わせて、ENDF 形式の核データファイルを作成した。

② 原子炉動特性の評価

評価された遅発中性子割合のデータを用いて、ICSBEP に内蔵されている実効遅発中性子測定データの解析を実施した。

5. 「研究推進」

外部評価委員会を2回開催した。委員会では代理反応データの解釈を中心に、本プロジェクトの今後（終了後を含む）の発展方向、成果の発信方法等について専門家による活発な議論が行われた。

以上、4年目としての本年度の業務項目を実施し、全ての項目について所期の目標を達成すると共に、事業全体の目標を達成した。

1. はじめに

平成 26 年 4 月 11 日にエネルギー基本計画が閣議決定され、再生可能エネルギーの導入を最大限、加速することなどによって、原発への依存度は可能なかぎり低減することを図るものの、原発を「重要なベースロード電源」とし原発を活用する方針が示された。もんじゅについては放射性廃棄物の量を減らす減容化や有害度の低減などの国際的な研究拠点と新たな位置づけを加え、核燃料サイクルの推進、高温ガス炉の開発の推進の方向も示された。

原子力は中性子が重い原子核に入射して起こる核分裂の連鎖に伴う原子核の変化からエネルギーを安定的に取り出す技術であり、核反応と原子核崩壊がその根底を支える物理現象である。本来、 10^{-18} 秒程度の時間スケールを有する核反応を人類が安定して制御できる根本的理由は遅発中性子の存在であり、ウランを燃料とする原子炉では遅発中性子割合が例外的に大きいという特殊事情によって原子力エネルギー利用が可能になったと言っても過言では無い。遅発中性子は、定常状態にある原子炉の過渡特性や、原子炉不安定時におけるレスポンスを決定する重要な要素であり、原子力の安全性に大きな影響を与える。

これまでも核反応や核分裂に関する研究は綿々と続けられて来たが、低エネルギーで起こる核反応は原子核の個性を反映して複雑であり、個々のプロセスを微視的な立場から十分に理解したとは言えないのが現状である。例えば低エネルギー中性子反応に特有な共鳴現象において、個々の共鳴の位置や幅を予測することは、現代原子核物理の最先端の知識を持ってしても不可能であり、それはまた共鳴領域のただ中にある熱中性子断面積の予測が不可能であることを意味する。さらに、核分裂片の収率が核分裂過程のどの段階でどのようにして決まるのか、即発中性子数の励起エネルギー依存性や核分裂片の質量数依存性（いわゆる鋸歯構造となる）を決めるメカニズムは何か、それらと断裂直後の核分裂片の励起エネルギーとの関係など、解明できていないことが多い。それでも $^{235,238}\text{U}$ を中心とする初期組成燃料での軽水炉の設計や ^{239}Pu から始まる高速炉については、工学的な調整や安全係数の勘案で高い精度で行えるレベルまで来ているが、そのようなやり方では燃料組成や中性子スペクトルの異なる加速器駆動核変換システム等、他の革新的原子力システムではすぐに基礎データの精度不備が大きな問題となる。また軽水炉においても燃焼度が進んでマイナーアクチノイド (MA) が蓄積する状況では不確定性が大きくなる。

原子力に密接に関連していながら十分に把握されていない原子核の性質の例として Pandemonium 問題が挙げられる。これは核分裂生成物が β 崩壊する際に、実験的に分離することが困難な娘核の高励起状態への遷移が引き起こす現象である。このために個々の核分裂片の情報から崩壊熱を計算する、いわゆる総和計算は観測された崩壊熱の時間依存性を再現することができず、現状では特定原子核からの崩壊粒子のエネルギーを全て測定する手法により一時的な解決を見ているに過ぎない。しかも、それによると問題となっていたのは Tc 等の軽い核分裂生成物である。一方で核分裂生成物の分布は、核分裂する原子核が変化すると軽い核分裂生成物の収量が変化するため、特定の核分裂性核種での解決は必ずしも他の核分裂核種での解決を意味しているわけではない。さらには国外で行われた一連の実験もこれまでは 2、3 の標的核に対して行われただけである。

崩壊熱と遅発中性子放出は共に核分裂片の β 崩壊に伴う現象であり、特に半減期に依存して放出される遅発中性子数は原子炉の制御上不可欠である。そのためその測定は原子力の黎明期に主要な核分裂性核種に対しては行われた (例えば参考文献 [1]) が、燃焼に伴って生成する高次 MA に対する直接測定は実現していない。また、主要核種に対してさえも、核分裂片の性質の積み上

げから計算を行う総和計算では測定値を再現できないことも知られている。

福島事故後、使用済み核燃料の処理・処分が世界的な問題となっており、我が国においても学術会議が放射性廃棄物の安定化の方策を重要課題として指摘している。さらにエネルギー・環境会議においても専焼炉の開発を推進するべきという提言が行われた。しかし、MAの専焼炉では、ドップラー反応度と遅発中性子割合が小さいことから来る制御上の問題、すなわち反応度挿入事故への対応が大変厳しいことが知られている。このため例えばオメガ計画のチェックアンドレビューにおいて、MA専焼炉は安全性の余裕が厳しく検討対象外となっている。一方加速器駆動システム(ADS)においても、系を適切な値での未臨界状態に保つ必要があるが、それを検証するためには高精度の遅発中性子データが不可欠である。しかし、遅発中性子割合やそのスペクトルの決定には必然的に不安定な原子核である核分裂片、すなわち多数の中性子過剰核を取り扱うことが必要となり、実験的にも理論的にも困難を伴う。

本課題では原子核物理実験及び理論の手法を高度に組織化して、使用済み核燃料中のマイナーアクチノイドの燃焼を行う高速炉、加速器駆動核変換システム、高燃焼軽水炉などを想定し、問題となるウラン、プルトニウム、高次マイナーアクチノイドの核分裂現象に伴う物理量の中で原子炉の動特性を決定する要因である遅発中性子割合を系統的に高精度化し、革新的原子力システムと既存軽水炉に共通な安全基盤技術の確立を行う事を目的とする。同時に原子力の基礎となる核分裂現象を理解するための理論モデルの開発と人材育成も行う。

本事業の実施体制を図 1.0.0-1 に示す。

研究開発体制

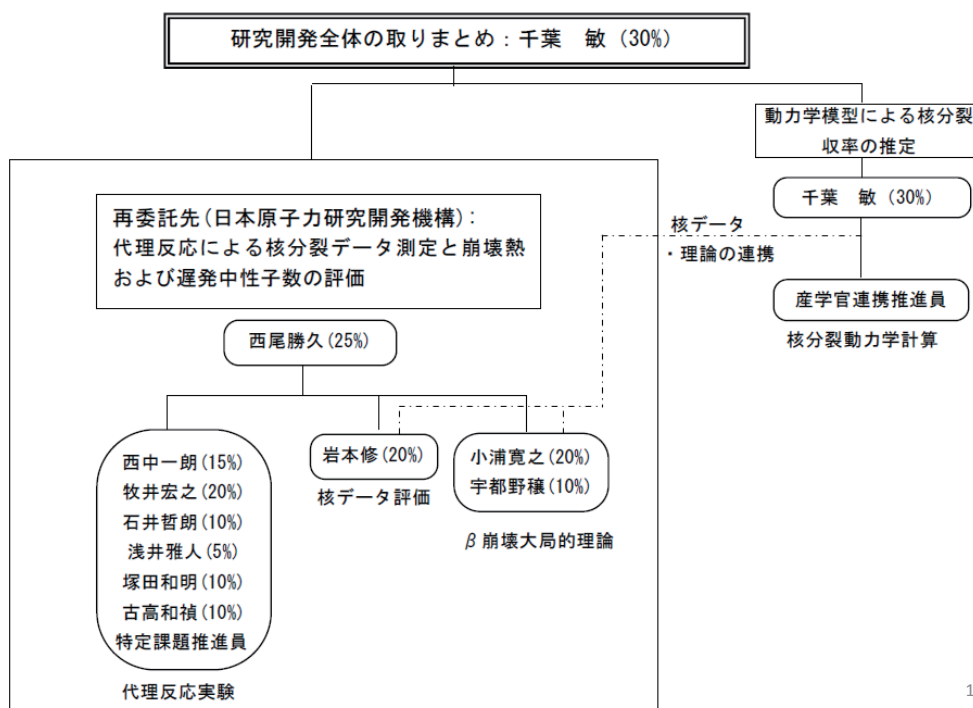


図 1.0.0-1: 本事業の実施体制

参考文献

- [1] *Delayed Neutrons from Fissionable Isotopes of Uranium, Plutonium, and Thorium*, G.R. Keepin, T.F. Wimett and R.K. Zeigler, Phys. Rev. **107**, 1044-1049(1957).
- [2] *Delayed neutron data and group parameters for 43 fissioning systems* M.C. Brady and T.R. England, Nucl. Sci. Eng. **103**, 129-149(1989).

2. 業務計画

2.1 全体計画

本提案では研究を以下の4ステップに分けて実施する：

1. 代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定
2. 核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究
3. 核分裂片独立収率計算手法の開発
4. 核データ及び原子炉動特性の評価

それぞれの項目における計画を以下のようにブレイクダウンする。

1. 代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定では、我々が開発した代理反応の手法を用いて核分裂片の質量数分布 (Fission Fragment Mass Distribution: FFMD) を系統的に測定する。代理反応は核分裂断面積測定的手法として開発したものであるが、核分裂片の質量数分布についても高精度での測定が可能であることがわかった。これによって中性子を用いる直接測定では測定困難な多様なデータを取得できることが示されている。

本研究では、代理反応核子移行反応を用いて、多様な原子核についての核分裂片質量数分布を測定する。ここで取得をめざす原子核を図2.1.0-1に示した。図に示す ^{232}Th , ^{238}U , ^{248}Cm , ^{237}Np の標的原子核に酸素18ビームを照射することで、図の塗りつぶしたひし形()の原子核の質量数分布が得られる。この図には、すでに質量数分布が得られている原子核を印で示してあるが、図からわかるように、本研究ではいくつか核種について初めて質量数分布が得られる予定である。また、解析により、核分裂障壁の高さや、質量数分布の複合核励起エネルギー依存性が得られる。図に示す多くの原子核で、このような詳細なデータは取得されていない。

2. 核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究では、2. で求めた核分裂片の (N,Z) 分布を基にした、各核分裂片の β 崩壊から発生する β 線、 γ 線のエネルギー分布、 β 崩壊遅延中性子放出率を求める。 β 崩壊の大局的理論では β 崩壊強度関数 (図2.1.0-2) について量子力学的和則を考慮し、崩壊の型である Fermi 遷移、Gamow-Teller 遷移、禁止遷移ごとにその形を与えるもので、 β 崩壊定数計算や崩壊熱計算に成果を挙げてきた。ただしこれまでの計算では原子核の核子数の大域的な偶奇性を除いては核構造の詳細には立ち入らずに扱ってきた。本提案では個々の原子核の個性を考慮することにより大局的理論の精密化を行う。まずウラン、プルトニウムといった既知核種の核分裂生成の (N,Z) 分布データを用い、 β 線、 γ 線のエネルギー分布、 β 崩壊遅延中性子放出率を再現できるようにモデルに含まれるパラメータを決定する。次に1. 及び2. により求められた未知核種の核分裂片の (N,Z) 分布より同様の計算を行い、崩壊熱と遅発中性子割合を予測する。
3. 核分裂片独立収率計算手法の開発では、これまで3次元であった揺動散逸模型 (多次元ランジュバン方程式) を5次元に拡張し、測定された質量数分布データを再現できる核分裂

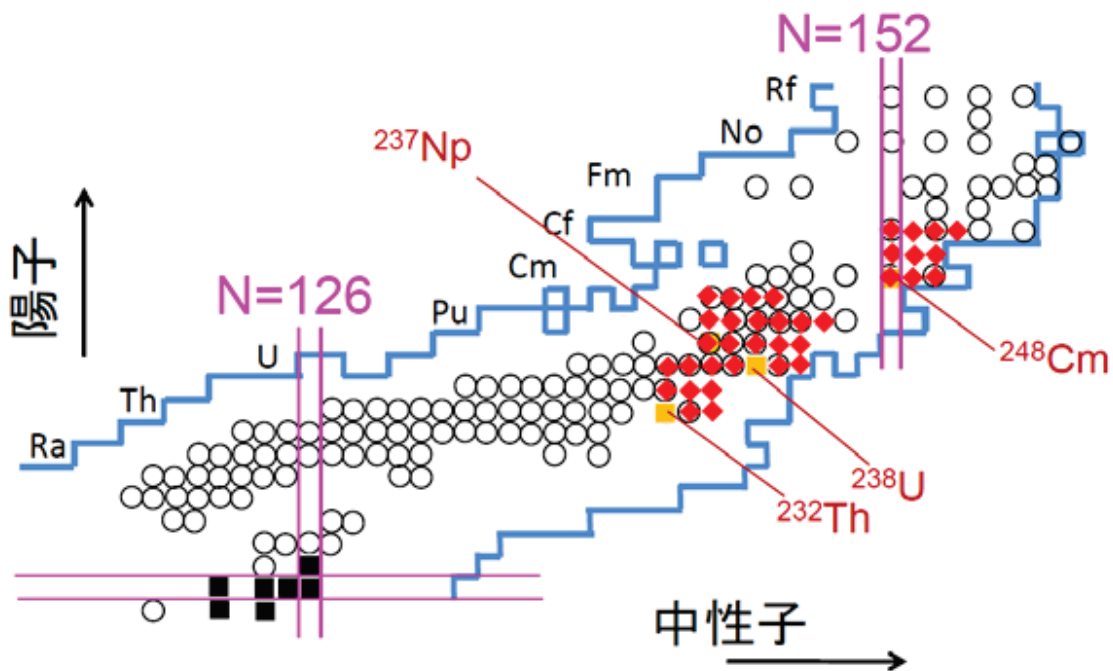


図 2.1.0-1: 本事業で ^{232}Th , ^{238}U , ^{248}Cm , ^{237}Np を標的核とする ^{18}O 入射代理反応で質量数分布を測定する予定の核種を示す核図表

収率 ((N, Z) 分布) を求める。本計算は図 2.1.0-3 に示すような多次元のポテンシャルエネルギー上における原子核変形パラメータの時間変化を求める手法であるが、これまでは二つの分裂片の距離、質量の違い (質量非対称度) の他、二つの核分裂片の変形度を共通とし、3次元計算を行ってきた。しかし核分裂では多次元性が重要であることがわかっているので、本提案では、二つの核分裂片の変形度を独立な自由度とし、さらに分裂の際に二つの分裂片の間で起こる中性子及び陽子の交換の自由度を取り入れる。これより核分裂した瞬間に生成する核分裂片の中性子 (N) 数と陽子数 (Z) の分布を求めることが可能となる。

4. 核データ及び原子炉動特性の評価では、以上のプロセスにより求められた (N, Z) 分布、崩壊熱、遅発中性子割合をデータベース化し、総和計算を基に積分データとの比較を行い妥当性を検討する。問題がある場合は 2. 及び 3. の過程に戻り原因を追求し、一連のデータを系統的に整備する。

2.2 平成 27 年度の成果の目標及び業務の実施方法

上記目的のうち、平成 27 年度は以下の項目を実施する

1. 代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定

$^{18}\text{O} + ^{237}\text{Np}$ 系の代理反応実験を行い、この反応系で到達可能で、これまで測定されていない核種をふくむアクチノイド原子核の核分裂片質量数分布を測定する。

2. 核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究

開発したコードを用いて核分裂生成物の β 崩壊半減期、平均 β 線及び γ 線エネルギー、遅発中性子放出確率を計算し、遅発中性子及び崩壊熱の総和計算を可能にする。

3. 核分裂片独立収率計算手法の開発

これまでに開発した核分裂片独立収率計算コードを用いて核分裂片独立収率の計算を行う。

4. 核データ及び原子炉動特性の評価

① 核データ評価

1. 及び3. で得られた核分裂収率、2. で得られた崩壊データを元に評価を行い、ENDF形式のライブラリーを作成し遅発中性子収量の評価を行う。

② 原子炉動特性の評価

新たに作成した核データによる積分実験解析を実施し、その精度を評価する。

5. 研究推進

研究代表者の下で各研究項目間における連携を密にして研究を進めるとともに、広く意見を聴きながら研究を進めるため委員会を開催する。

2.3 計画表

図 2.3.0-4 に4年間の計画表を示す。

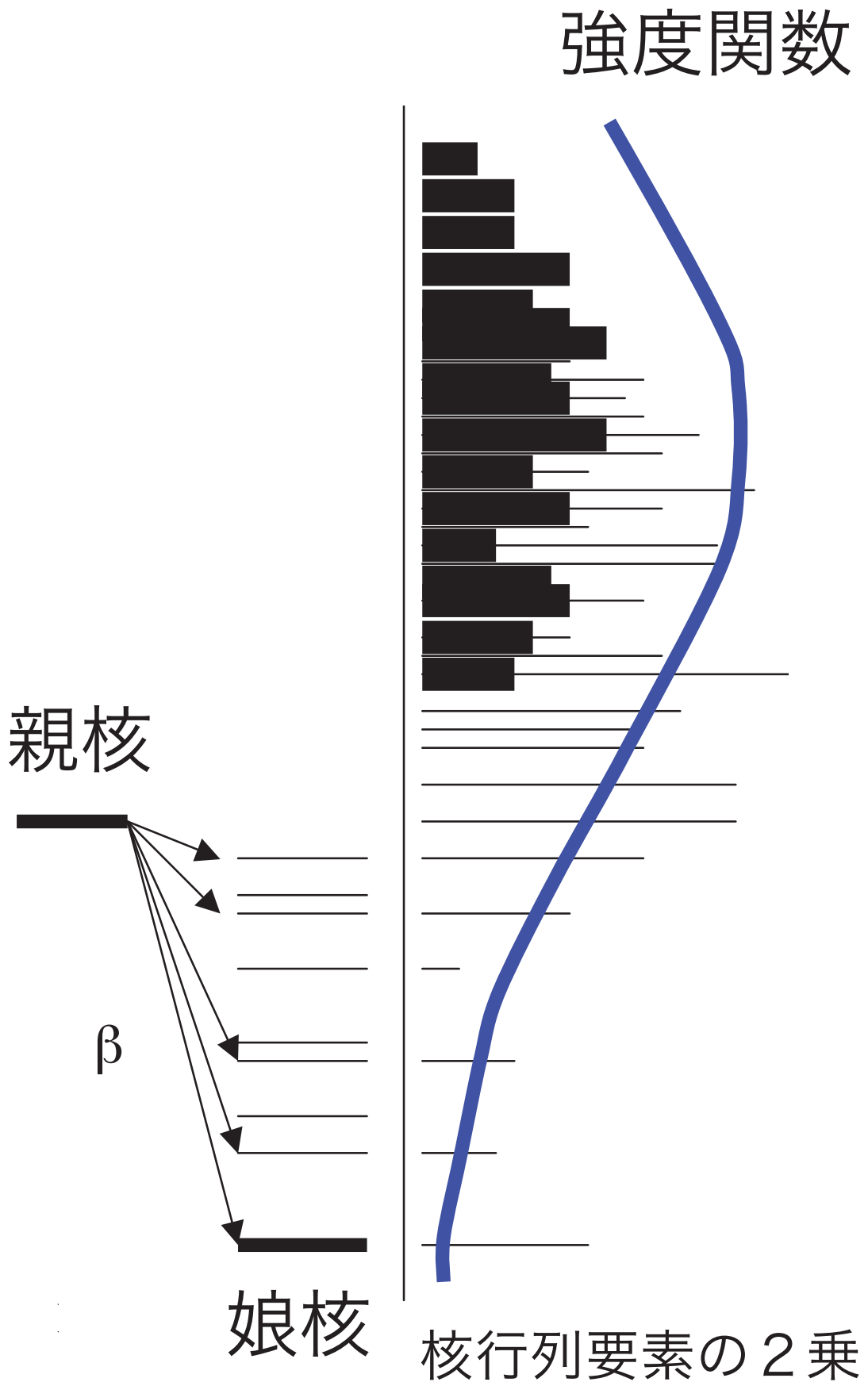


図 2.1.0-2: β 崩壊における親核、娘核及び強度関数の関係を示す模式図

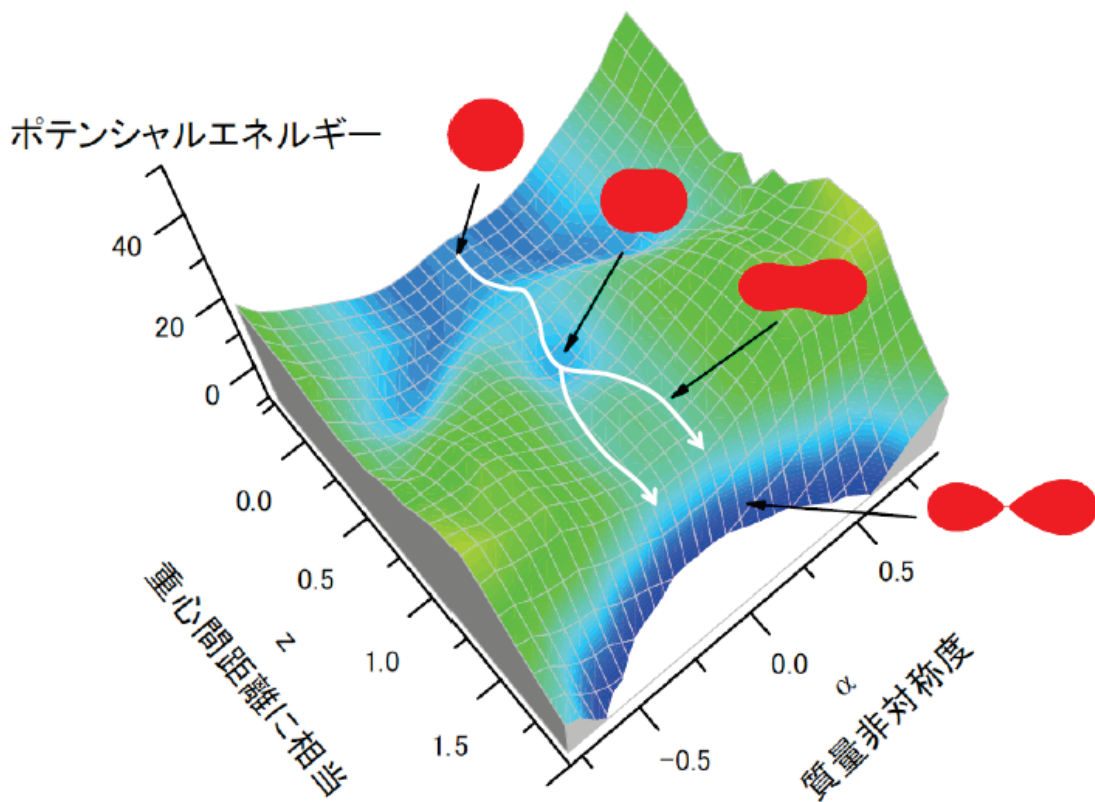


図 2.1.0-3: 多次元ランジュバン方程式による核分裂片分布の計算に用いるポテンシャルエネルギー表面の例

業務項目	平成24年度	平成25年度	平成26年度	平成27年度
(1)代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定(原子力機構) ①測定装置の製作 ②核分裂片質量数分布の測定	測定装置の製作 核分裂片質量数分布の測定(238U標的)	核分裂片質量数分布の測定(232Th標的)	核分裂片質量数分布の測定(248Cm標的)	核分裂片質量数分布の測定(237Np標的) 評価
(2)核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究(原子力機構)	実験データの収集とデータベース作成、大局的理論予測計算の問題点抽出	大局的理論パラメータ検討	遅発中性子収率・崩壊熱計算-1	遅発中性子収率・崩壊熱計算-2 評価
(3)核分裂片独立収率計算手法の開発	陽子移行係数及び中性子移行係数の決定	核分裂片非対称変形度の導入	動力学模型の高次元化 コード作成	計算 評価
(4)核データ及び原子炉動特性の評価(原子力機構) ①核データ評価 ②原子炉動特性の評価		核分裂片分布の評価 積分評価用データの収集と整備	核分裂片分布の評価-2 積分実験解析の実施	遅発中性子収率の評価 評価 積分実験解析の実施 評価
(5)委員会		外部評価	外部評価	外部評価 外部評価
(6)まとめ・評価				事業のまとめ・評価

図 2.3.0-4: 「高燃焼度原子炉動特性評価のための遅発中性子収率高精度化に関する研究開発」年度別全体計画

3. 平成 27 年度の実施内容及び成果

平成 27 年度は、「代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定」、「大局的理論による核分裂生成物の崩壊熱及び遅発中性子放出割合の推定」、「動力学モデルによる核分裂収率の推定」、「核データ及び原子炉動特性の評価」、「研究推進」、の五項目について事業を遂行した。以下、実施内容及び成果について説明する。

3.1 代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定

代理反応によって核分裂片質量数分布の測定を行うための測定装置を開発した。開発した測定装置を原子力機構タンデム加速器施設に設置し、加速した ^{18}O ビームと種々のアクチノイド標的(^{238}U , ^{232}Th , ^{248}Cm , ^{237}Np)との間の多核子移行反応により、多岐にわたる核分裂核種の励起状態(複合核)を生成し、これらの核分裂で生成される核分裂片質量数分布とその励起エネルギー依存性を測定した。1つの反応で取得可能な核データ核種の数、12核種以上にわたった。

代理反応とは、多核子移行反応によって様々な複合核を生成し、これらと等しい複合核を生成する中性子入射反応の核データを取得する方法である。この方法は、比較的軽いイオンビーム(^3He など)を用いて行われてきた。本研究では、より重いビーム(^{18}O)を用いた。これにより、一つの反応によって12核種以上のデータが取得できるようになった。このため、核種による質量数分布の違いをより詳細に系統だって調べることができる。また、複合核の励起エネルギーも核分裂障壁近傍(しきい値)から60MeV領域まで測定できるようになった。これは、代理反応においては、中性子入射エネルギー50MeVを超える領域でのデータを取得できることを意味する。

代理反応の測定装置は、主に多核子移行反応チャンネルを同定し、複合核の核種と励起エネルギーをイベントごとに同定するためのシリコン ΔE - E 検出器、および核分裂で生じる2つの核分裂片を検出し、核分裂片の質量数を決定するための多芯線比例計数管(Multi-wire Proportional Counter: MWPC)によって構成した。また、2つの核分裂片を同時計測するためのアクチノイド標的の薄膜標的を作成する技術開発を行った。核分裂片質量数分布測定装置及び標的(^{238}U , ^{232}Th , ^{248}Cm , ^{237}Np)を用いて実験を遂行し、多様な核種に対してデータを取得することに成功した。

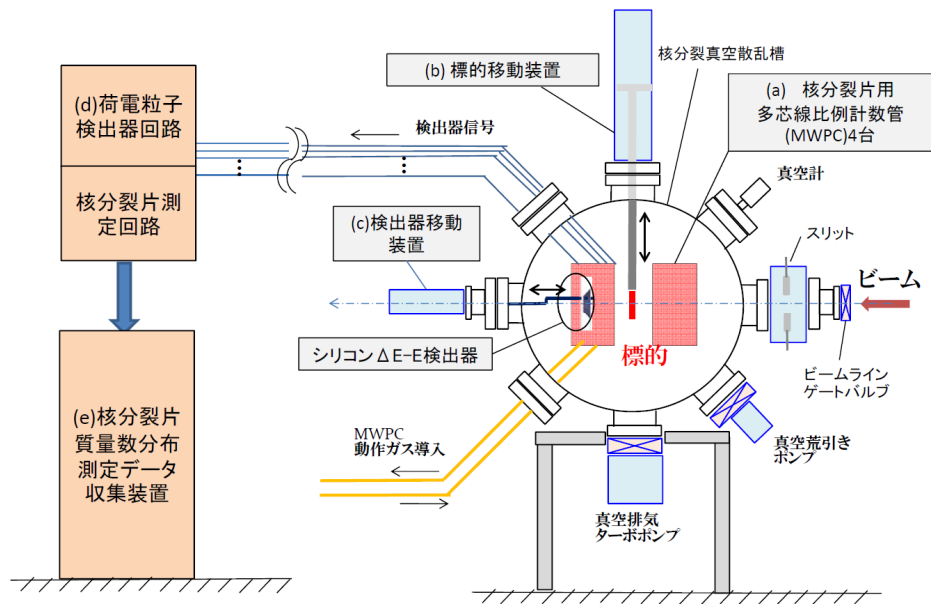


図 3.1.1-1: 核分裂片質量測定装置の構成図

3.1.1 核分裂片質量数分布測定装置の開発

代理反応手法で核分裂片の質量数分布を測定するため、核分裂片を検出する多芯線比例計数管 (MWPC) 等からなる核分裂片質量測定装置を製作した。また、核子移行反応で生成される荷電粒子を識別し、複合核の励起エネルギーを決定するシリコン $\Delta E-E$ 検出器を製作した。平成 26 年度には、キュリウムやネプツニウムなど、より α 崩壊率の高い試料を用いる実験を行うため、RI 専用のビームライン装置等一式を開発した。

a. 核分裂片質量数分布測定装置の概略

図 3.1.1-1 に核分裂片質量数分布測定装置を示す。装置は、原子力機構タンDEM加速器施設に設置した。反応で生成される荷電粒子や核分裂片は、真空散乱槽内で検出する。真空排気装置や真空バルブなど、主要な装置は所有しているものを使用した。真空散乱槽の本体中心部分はステンレス材料で製作しているが、この両側に厚さ 4mm、内径 800mm のアルミニウム製のふたを取りつける構造とし、このふたとステンレス本体との間を O-リングによってシールできる構造となっている。薄いアルミニウムを採用したのは、核分裂に伴って放出される中性子を真空散乱槽の外側で検出するためである。核分裂真空散乱槽の入口は、真空用 4 象限スリットを設けてビームラインに接続している。これにより、水平方向および垂直方向に $\pm 20\text{mm}$ の範囲でビームをコリメートする機能を持たせた。これにより、ビーム操作によってビームが検出器を照射するのを防ぐとともに、細いビーム形状を形成することができるようにした。

真空散乱層中にセットした検出器の配置を図 3.1.1-2 に示す。検出器は、以下に示すように 4 台の多芯線比例計数管 (MWPC) と、シリコン $\Delta E-E$ 検出器から構成した。 $\Delta E-E$ 検出器は、後で

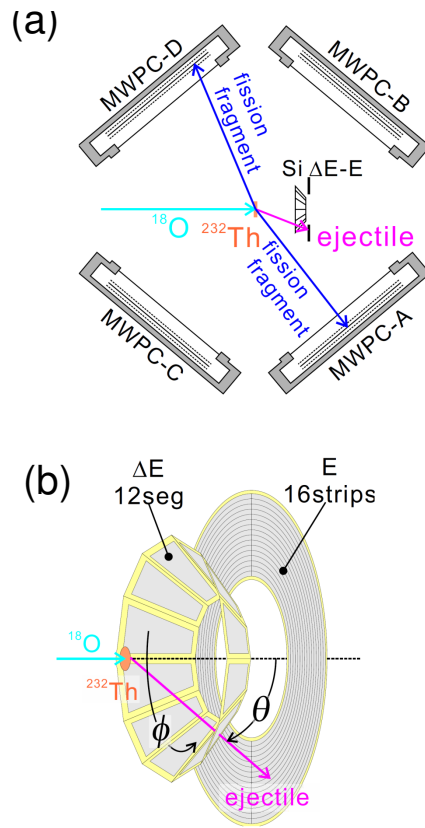


図 3.1.1-2: (a) 検出器のセットアップ、および (b) シリコン ΔE - E 検出器のデザイン。

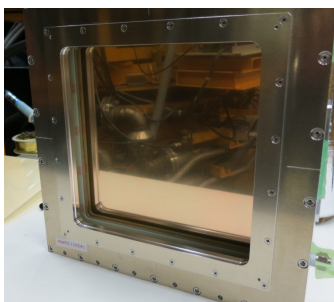
示すように核子移行反応によって生成される酸素 16 などの荷電粒子同位体を識別し、これらの運動エネルギーを決定するシリコン検出器である。なお、MWPC は、中心がビームに対して $\pm 45^\circ$ と $\pm 135^\circ$ の位置となるように設置し、標的と MWPC のカソード間の距離を 224mm とした。それぞれの検出器の写真を図 3.1.1-3 に示す。

(1) 多芯線比例計数管の製作

代理反応で核分裂断面積を決定するため、核分裂片を検出するための多芯線比例計数管 (MWPC) を設計・製作した。多芯線比例計数管は、荷電粒子の入射位置や粒子が通過した時間情報を得るための検出器である。ガスで動作させることから、シリコン検出器に比べて放射線による劣化がないこと、アバランシェ領域で動作させることから、早いパルス特性が得られる特徴がある。一般に、このようなガス検出器では、粒子のエネルギーを正確に読みとることはできない。しかし、本研究目的では、核分裂片とビーム散乱粒子など軽イオンとの分離ができればよく、MWPC によっても目的を達成することができる。また、有感面積の大きな検出器を製作できることから、核分裂検出器として最適であり、大面積の MWPC を開発することにした。

MWPC の有感面積を $200\text{mm} \times 200\text{mm}$ とした。MWPC は 3 平面の電極から構成される。中心面電極は、負のバイアス電圧を印加するカソード面とした。これは 0.85 ミクロン厚のマイラーフィルムの両側に金を蒸着 ($50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 程度) したもので、面全体が電気伝導を持つようにした。この両側をワイヤー平面で覆う構造となっており、ワイヤー面がグランドとなる。このため、ガス増幅はカソードとワイヤー面の間で起こることになる。カソードとワイヤー面の距離を 5.0

(a) MWPC



(b) ΔE -E

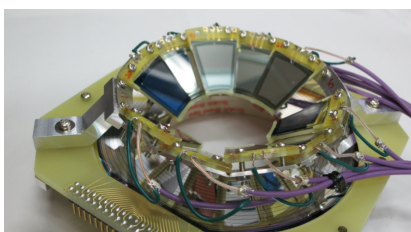


図 3.1.1-3: (a) 多芯線比例計数管、および (b) シリコン ΔE -E 検出器の写真。

mm とした。ワイヤーは直径 20 ミクロンのタンゲステン線（金でコーティングされたもの）を用いて製作した。隣り合うワイヤーの間の距離を 2.0 mm とした。前面のワイヤーは上下方向に、カソード後面のワイヤーは水平方向に張った。ガス増幅は、各ワイヤーの近傍で局所的に起こる。このため、電荷が集まったワイヤーの位置から、核分裂片の入射位置を決定することができる。位置決めはディレイラン方式で行うことにした。各ワイヤーどうしはディレイランで結ばれている。ディレイラインとして、タップ間のディレイを 3ns とした。2 本のワイヤを電氣的に接続し、2 本を 1 組として位置決めをすることにした。従って、位置分解能を 4.0mm とした。標的と MWPC の距離 224mm を用いた飛行時間分析で運動学的に核分裂片の質量数分布を決定するが、4mm の位置分解能は十分な精度となる。

MWPC はイソブタンガスで動作させるものとし、外部からガスを供給するためのガス・チューブコネクタを設置した。また、各電極からの信号は、Lemo コネクタを用いて外部に取り出せるようにした。MWPC は 3Torr のイソブタンガスで動作させた。核分裂片が MWPC 内部に入射できるように、入射窓として 2.0 ミクロンの厚さのマイラーフィルムを使用した。なお、このフィルムは、状況に応じて張り替えできるように、Oリングを使ってフィルム窓を張り替えられる設計とした。

図 3.1.1-4 (上) は、MWPC を設置した核分裂真空散乱槽を示したもので、(下) は真空散乱槽内を映したものである。写真のように MWPC の入射窓はアルミ蒸着された 2 ミクロンのマイラーフィルム面になっている。

(2) データ処理回路とデータ収集装置

検出器から得られる信号を処理するための回路を設置した。多核子移行反応で生成する荷電粒子は、シリコン ΔE -E 検出器を用いて検出する。信号線を電荷型プリアンプに接続し、プリアンプを通じてバイアス電源をかけた。プリアンプの出力信号をシェーピングアンプで増幅および波形整形した。このパルスを PDC モジュール (Peak to Digital Converter) で波高分析することでエネルギーを決定した。

核分裂片検出器 MWPC を動作させるため、カソードに高電圧 (HV) をかけてる。カソードからのパルス信号は、 $3nF$ のセラミックコンデンサで直流成分をカットした後、高速アンプ (FTA) で増幅してパルス波高を調整する。カソード信号は、

- (1) 2つの核分裂片の同時計測信号を得ること、
 - (2) パルス信号を電荷積分することで荷電粒子が MWPC に付与したエネルギー情報を得ること、
 - (3) 核分裂片の飛行時間分析のためのタイミング信号に用いること、
- に使う。タイミング信号をより正確に得るため、コンスタントフラクシオンティスクリミネータ (CFD) を通過させた。

カソード信号を使って上記の (2) の処理を行うため、カソード信号を QDC (Charge to Digital Converter) に入力する。QDC は、外部信号で定義される任意の時間範囲内において、パルスを電荷積分するモジュールで、MWPC のような高速の信号を処理するのに適している。ここで必要となる外部からのゲート回路は、コインシデンス信号を受けたゲート・ディレイジェネレータ (Gate Gen.) で発生させた。

核分裂の飛行時間分析は、TDC (Time to Digital Converter) を用いて行う。一方の MWPC のカソード信号をスタート、対面する MWPC のカソード信号をストップとする。この時、一方のカソード信号が相手の信号より必ず後に現れることを保証するため、後者のパルス信号を遅延回路 (delay) によって遅れさせた。

核分裂片の入射位置を記録するため、ワイヤー電極からの信号を処理する回路を構成した。X 方向の入射を決めるための信号、および Y 方向の入射位置を決めるための信号それぞれについて高速タイミングアンプ (FTA) でゲインを調整した。CFD を通過させた後、時間差分析を TDC を用いて行うことで核分裂片の入射位置を決定した。

データ収集装置システムは VME 規格のモジュールで構成した。パルス信号にゲートをかけてパルスを電荷積分する 16 チャンネル QDC (Charge to Digital Converter) が 1 台、2 つのタイミング時間差に相当するチャンネル数を与える 16 チャンネル TDC (Time to Digital Converter) が 3 台、VME と制御コンピュータを接続してデータ転送を行う VME-CPU ボード 1 台、さらにモジュールを制御するとともにデータ転送を行ってデータを取得し、スペクトルを表示する機能を有する制御システムから構成した。なお、実際の実験では、すでに所有している PDC (Peak to Digital Converter) を組み合わせてデータ収集を行った。これらモジュールは、VME 規格のクレータ電源から電力が供給される。

(3) シリコン ΔE -E 検出器の開発

核子移行反応によって生成される荷電粒子の種類 (同位体) を識別し、粒子のエネルギーを識別して複合核の励起エネルギーを決定する必要がある。このためシリコン ΔE -E 検出器を開発

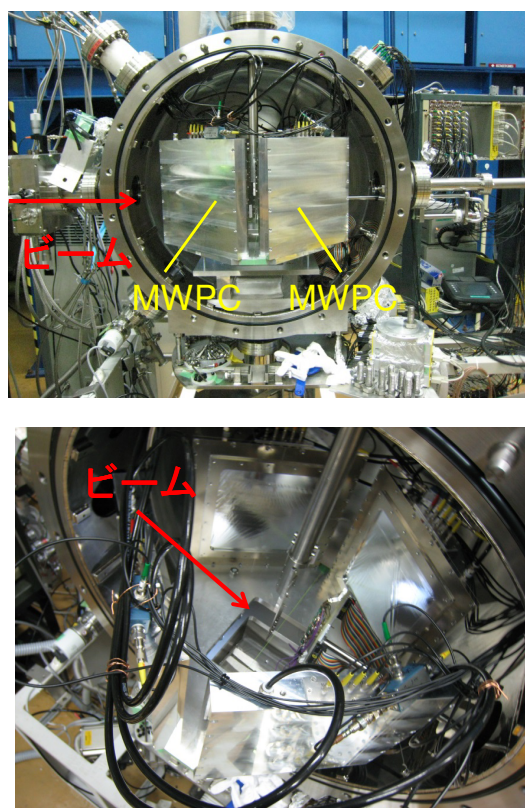


図 3.1.1-4: MWPC を設置した核分裂真空散乱槽（上）。下は、真空散乱槽内を映したもの。

した。

(i) シリコン ΔE 検出器の開発

薄いシリコンウェハを通過した荷電粒子は、入射エネルギーが同じであっても核種が異なればウェハにおけるエネルギー損失量は異なる。このエネルギー損失量を記録することで、特定の原子核（同位体）を分離する。ここでは、核子あたり約 10MeV の酸素同位体を分離するために、厚さ 75 ミクロンの ΔE 検出器を設計・製作した。 ΔE 検出器 1 台は、有感面積 220mm^2 を有する設計とし、中心角度 22.5° 、外形 $\phi 42.4\text{mm}$ 、内径 $\phi 26.0\text{mm}$ に近接する台形とした。 ΔE 検出器は、イオンインプラント法で製作した。この手順を以下に示す。

- (1) 両面が十分な精度で研磨された 3 厚さ 00 ミクロンのシリコンウェハを用意する。
- (2) これを洗浄した後、表面を酸化させて SiO_2 層を形成する。
- (3) 有感面積に相当する部分から、 SiO_2 層を剥離する。
- (4) シリコン全体にボロン (B) をインプラントする
- (5) 有感面積部分を、裏面から削ることで厚さを 75 ミクロンにする。
- (6) シリコンウェハの裏面から、p (水素) をインプラントする。
- (7) ウェハ自身をアニーリングする。
- (8) ウェハ全体をアルミニウム層でコーティングする。
- (9) 有感面以外の部分から、アルミニウムを除去するとともに、アルミニウム電極形状を作る。
- (10) シリコンウェハのうち、必要な部分を残してカットする。
- (11) シリコン検出器をエポキシ・フレームに取り付けるとともに、ボンディングによって信号取

り出し電極を作る

ΔE 検出器の厚さは $75\mu\text{m}$ であるが、有感面積内において厚さの一様性が $\pm 1\mu\text{m}$ 内に収まるように製作した。 ΔE 検出器を最大 12 個使って図 3.1.1-2(b), 図 3.1.1-3(b) のように構成した。核子移行反応で放出される ^{16}O などの粒子は、ビームに対して特定の角度まわりに放出される指向性を持つ。このように円環型の構造にすることで、この指向性にもとづいて効率よく荷電粒子を検出できるようにした。

(ii) シリコン E 検出器および ΔE -E 検出器の構成

E 検出器はマイクロン社製で、円環型の構造を有するものとした。シリコンの厚さは $300\mu\text{m}$ であり、検出器内で荷電粒子を完全に停止させ、全エネルギーを測定できるようにした。中心は、直径 47.7mm の穴があており、この中心がビーム軸になるように設置する。検出器の有感面積は、内径 47.9mm と外径 96.1mm に囲まれた部分である。同心円状に 16 段のストリップ状の電極がある。このため、ビーム軸に対する荷電粒子の放出角度を決定することができ、荷電粒子の運動エネルギーの角度依存性を補正することができる。この検出器は、さらに周方向に対して 4 分割されており、このためストリップの数は合計 64 個となる。しかし、本測定ではこのような細かい分割を必要としないので、左型と右側の 2 分割となるように配線を施して使用した。この結果、独立したストリップ数は 32 個となる。荷電粒子測定回路は、このチャンネル数を考慮して構築した。

b. アクチノイド薄膜標的作成技術の開発

核分裂片の質量数を運動学的に精度よく測定するためには、核分裂片の運動エネルギーを多く損なうことのないよう、薄膜状のターゲットにする必要がある。本研究では、金属バックングに試料を必要量だけ電着する方法を用いた。これは、取り扱う核種がアルファ崩壊核種であり、取り扱う量を最小にする上でも望ましい手法と言えある。具体的には、ニッケルバックングを作製する技術を開発し、その上にアクチノイド試料を電着する手法を開発した。

製作した標的試料として、以下の条件を満たすこととした。

1. 核分裂片の自己吸収が十分に小さいようにターゲットの厚さは $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 程度とすること。
2. 反跳される両核分裂片の測定が可能なようにバックング箔は十分薄いこと。
3. 他の反応の影響がないようにターゲットの化学純度が十分高いこと。
4. ターゲット物質は、キュリウムやネプツニウムのような高 α 放射性で希少なアクチノイドターゲットに展開することも想定し、放射性廃棄物の削減という観点からも、その効率が高いこと。

(1) ニッケルバックングの作成

ニッケルバックングは真空蒸着法で作製した。上記の項目 2 からニッケルバックングの厚さとして、核分裂片が透過するように十分薄い必要があるが、ターゲットが破損しない程度の厚さが必要であり、ここでは $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 程度の厚さを目標とした。真空蒸着では、 $5\mu\text{m}^T \times 25\text{mm}^W \times 100\text{mm}^L$

のニッケル箔を巻きつけた、太さ 1 mm のタングステン線に 40–50 A 程度の電流を流し、抵抗加熱によりニッケルを蒸発させた。ニッケルを蒸着させる基板には厚さ 3 μm の銅箔を用いた。厚さ測定の結果、蒸着されたニッケル層はおよそ 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ であり、目標通りの厚さを得る技術を開発した。

(2) 電着方法

本研究では、薄膜ターゲットの調整法として、溶液化した分子状物質に高電圧を印加し、陰極上においた金属箔上に分子の状態で電着する手法を用いた。ターゲット物質の化学的純度は測定データの信頼性に直結する。試薬の硝酸ウランウムから不純物を除去するため、分離・精製を行った。分離は、化学収率が高いイオン交換法を利用し、塩酸及び硝酸を用いる手法を利用した。

ウラン標的の調整に最適化した電着装置は先行研究で開発した装置を利用した。石英製電着セルでは、2-プロパノールの溶液量で約 3 mL 使用し、直径 2~5 mm の電着面を形成できるようにした。電着時には、電圧印加による発熱があるため、アルミニウム製の水冷式冷却筒中に保持すると共に、陰極のアルミニウムプレートも循環水による冷却を行った。陽極には白金電極を使用し、セル内の 2-プロパノールに接液し使用した。印加する電圧は最大 1.5 kV で 2 mA とした。印加電圧と電流値並びに冷却水の水温をモニターした。これにより、電流値の上限を超えないようにするとともに、低水温で電着するようにした。

薄膜の厚さは、 α 崩壊によって放出する α 線を計測することによって決定した。典型的な薄膜試料の正味の厚さは、35~140 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ とした。以上の方法で ^{238}U , ^{232}Th , ^{248}Cm および ^{237}Np の薄膜標的を作成した。

c. タンデム加速器施設における新ビームラインの構築

実験は、原子力機構原子力科学研究所（東海）に設置されているタンデム加速器施設で行った。加速器の原理を図 3.1.1-5 に示す。平成 24、25 年度は、軽イオン標的室の L1 ビームコースにおいて、 $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$, ^{232}Th の実験を行った。続いて、平成 26 年度に R5 コースを構築した（図 3.1.1-5）。この区域では、より α 崩壊率の高い試料を用いた照射実験ができるよう、負圧管理がされている。ビームラインの構築儀、26~27 年度にかけて、 $^{18}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$, ^{237}Np の実験を行った。

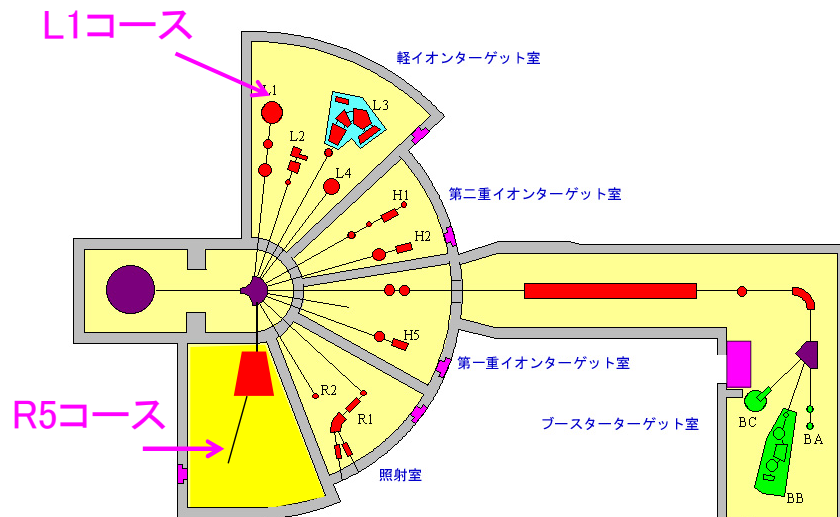
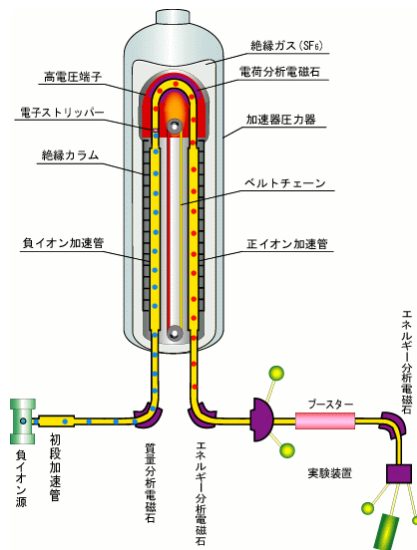


図 3.1.1-5: (上) タンデム加速器と(下) ビームライン。L1 コースおよび新設した R5 コースを示す。

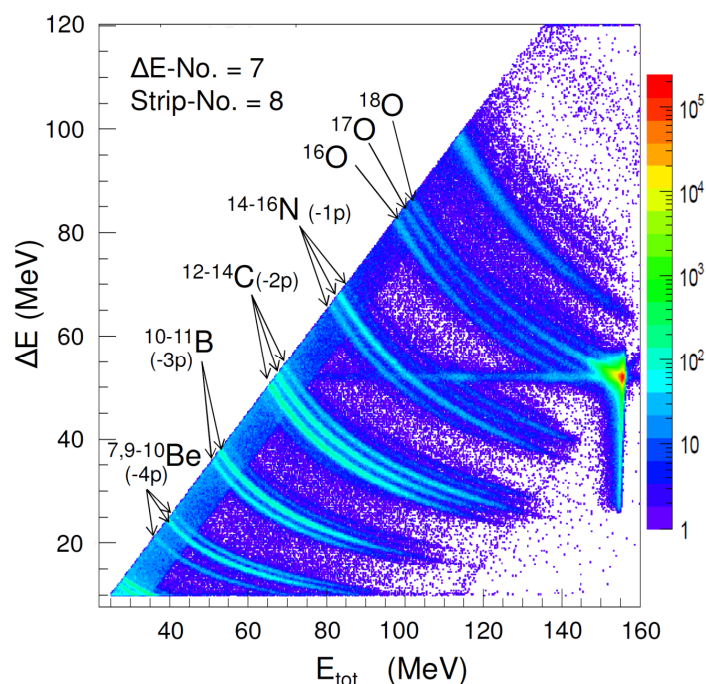


図 3.1.2-1: E と ΔE で得られた散乱粒子のスペクトル。

3.1.2 核分裂片質量数分布の系統的測定

a. タンデム施設における代理反応核分裂実験

平成 24～27 年度にかけて、それぞれ $^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$ 、 $^{18}\text{O}+^{232}\text{Th}$ 、 $^{18}\text{O}+^{248}\text{Cm}$ 、 $^{18}\text{O}+^{237}\text{Np}$ の実験を行った。加速した ^{18}O (8^+) ビームのエネルギーは、157～162 MeV とした。1つの反応実験として、10日を要した。

b. 実験データスペクトル

実験で得られたスペクトルを示す。図 3.1.2-1 は、シリコン ΔE -E 検出器で得られた荷電粒子のスペクトルで、 $^{18}\text{O}+^{232}\text{Th}$ 反応 (^{18}O のエネルギーは 157MeV) のものである。横軸は、検出した散乱粒子のエネルギーとした。 ^{18}O の弾性散乱に伴う強いピークが観測されている。図に示すように、 $^{16-18}\text{O}$ 、 $^{14-16}\text{N}$ 、 $^{12-14}\text{C}$ といった同位体が分離できているのがわかる。 ^{16}O が検出された場合、複合核 ^{234}Th が生成されたことを意味する。 ^{14}N は、 ^{236}Pa の生成を意味する。このように同位体を分離することは、異なる複合核を識別することを意味しており、一度の実験で多くの複合核の核分裂を調べることができることがわかる。

図 3.1.2-2 は、標的をはさんで対面する 2つの MWPC で核分裂片をコインシデンス測定し、この時間差 (dT) を示したものである。図の (a) と (b) は複合核 ^{236}U 、(c) と (d) は ^{235}Pa の結果で、いずれも $^{18}\text{O}+^{232}\text{Th}$ の実験から得た。励起エネルギー 10～20MeV のスペクトル、すなわち (a) および (c) では、2つの山が顕著に現れている。これは、質量非対称核分裂の特徴を示している。一方、高励起状態の 50～60MeV のスペクトルでは、広い分布になっている。すなわち、質量対称の分布であることを意味している。

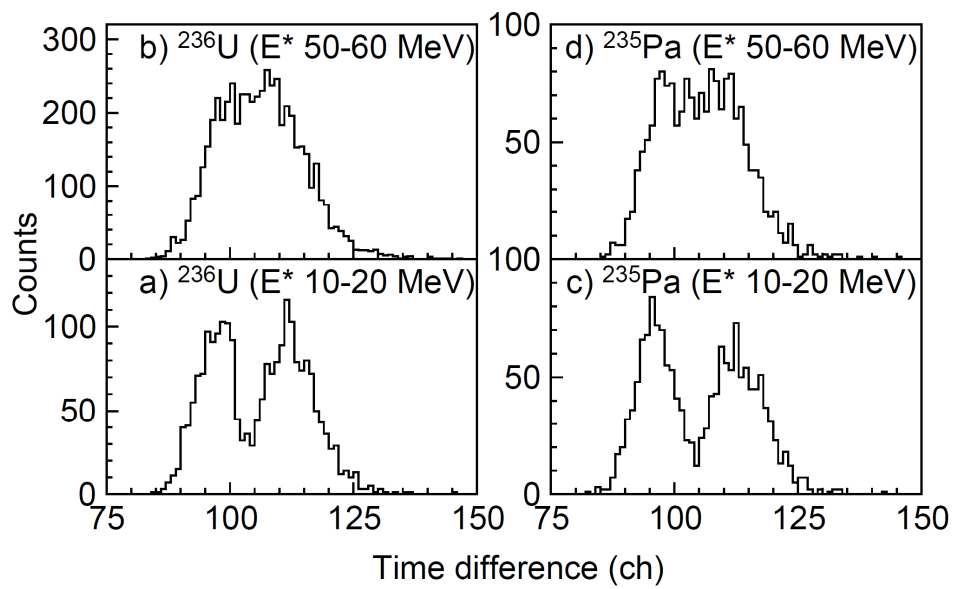


図 3.1.2-2: 2 台の MWPC 間で得られた 2 つの核分裂片の時間差スペクトル。

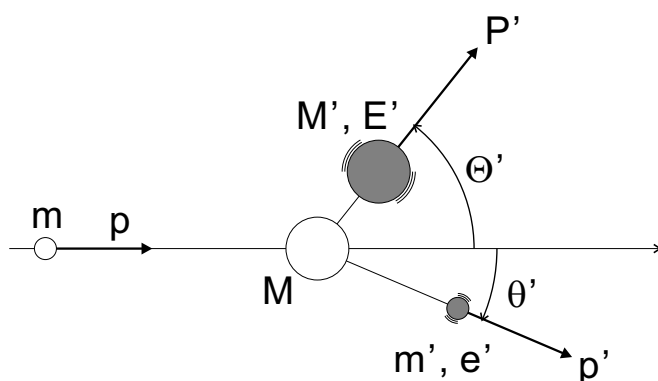


図 3.1.2-3: 核子移行反応 $^{18}\text{O}(^{232}\text{Th}, X)_x$ の運動学の模式図。

表 3.1.2-1: 核子移行反応 (図 3.1.2-3) の運動学におけるパラメータ。

	質量	運動量	向き
入射核 (^{18}O)	m	p	—
標的核 (^{232}Th)	M	0	—
散乱粒子	m'	p'	θ', ϕ'
複合核	M'	P'	Θ', Φ'

c. 核分裂片質量数の決定方法

本実験手法による核分裂片の質量数の決定方法について述べる。図 3.1.2-3 に核子移行反応における運動学の概略を示す。各粒子のパラメータを表 3.1.2-1 にまとめた。運動量とエネルギーの保存則は

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}' + \mathbf{P}' \quad (3.1)$$

$$mc^2 + Mc^2 + \frac{p^2}{2m} = m'c^2 + M'c^2 + \frac{p'^2}{2m'} + \frac{P'^2}{2M'} + E' + e' \quad (3.2)$$

と書ける。運動量保存則の式から、

$$P' = \sqrt{p^2 + p'^2 - 2pp' \cos \theta'} \quad (3.3)$$

であり、 p, p', θ' は実験で測定しているので、複合核 M' の運動量 P' を求めることができる。また、これをエネルギー保存則の式に代入すれば、系の励起エネルギー E_x は、

$$E_x \equiv E' + e' = Q + \frac{p^2}{2m} - \frac{p'^2}{2m'} - \frac{p^2 + p'^2 - 2pp' \cos \theta'}{2M'} \quad (3.4)$$

のように求めることができる。ここで、 $Q \equiv \{(m + M) - (m' + M')\}c^2$ とおいた。散乱粒子 m' が励起されていないという仮定をすれば、複合核の励起エネルギーは $E' = E_x$ である。

2体反応であるから、 $\Phi' = \phi' + \pi$ である。また、 $\mathbf{p}' = \mathbf{p} - \mathbf{P}'$ であるから、

$$p'^2 = p^2 + P'^2 - 2pP' \cos \Theta' \longrightarrow \cos \Theta' = \frac{p^2 + P'^2 - p'^2}{2pP'} \quad (3.5)$$

によって、複合核の飛ぶ向き Θ', Φ' を求めることができる。

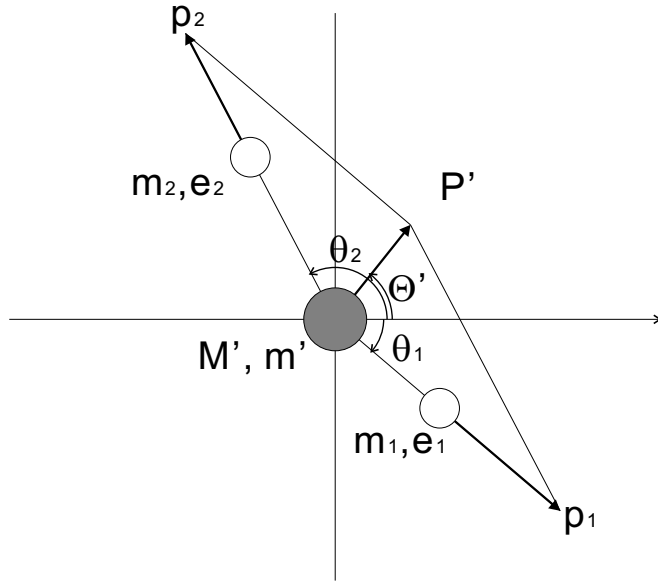


図 3.1.2-4: 核分裂における運動学の概略。

表 3.1.2-2: 核分裂 (図 3.1.2-4) の運動学におけるパラメータ。

	質量	運動量	向き
複合核	M'	P'	Θ', Φ'
核分裂片 1	m_1	p_1	θ_1, ϕ_1
核分裂片 2	m_2	p_2	θ_1, ϕ_2

次に、複合核の核分裂の運動学を計算する。図 3.1.2-4 に運動学の概略を、また表 3.1.2-2 にパラメータを示す。運動量およびエネルギー保存則は

$$\mathbf{P}' = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 \quad (3.6)$$

$$M'c^2 + \frac{P'^2}{2M'} + E' = m_1c^2 + m_2c^2 + \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} + e_1 + e_2 \quad (3.7)$$

と書ける。複合核の運動量ベクトル P' から測った、2つの核分裂片の運動量ベクトル p_1, p_2 の向きを、それぞれ θ_1^*, θ_2^* とすれば、運動量保存則は、

$$P' = p_1 \cos \theta_1^* + p_2 \cos \theta_2^* \quad (3.8)$$

$$0 = p_1 \sin \theta_1^* - p_2 \sin \theta_2^* \quad (3.9)$$

と表され、

$$p_1 = \frac{\sin \theta_2^*}{\sin(\theta_1^* + \theta_2^*)} P', \quad p_2 = \frac{\sin \theta_1^*}{\sin(\theta_1^* + \theta_2^*)} P' \quad (3.10)$$

が得られる。 θ_i^* はベクトル P' と p_i がなす角であるから、

$$\cos \theta_i^* = \frac{\mathbf{P}' \cdot \mathbf{p}_i}{P' p_i} = \sin \Theta' \cos \Phi' \sin \theta_i \cos \phi_i + \sin \Theta' \sin \Phi' \sin \theta_i \sin \phi_i + \cos \Theta' \cos \theta_i \quad (3.11)$$

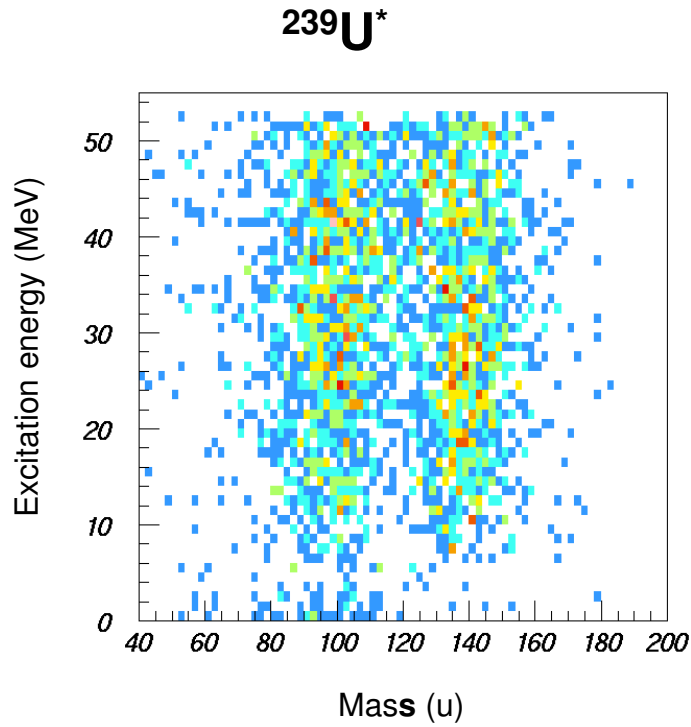


図 3.1.2-5: 核分裂の質量と複合核 ($^{239}\text{U}^*$) の励起エネルギーの相関。

である。これらを用いれば、核分裂片の運動量の大きさ p_1, p_2 を求めることができる。

核分裂片が MWPC で検出されるまでに飛んだ距離をそれぞれ l_1, l_2 とする。これらの距離は、MWPC で得られる位置情報から求められる。2 つの核分裂片が MWPC にたどり着くまでの時間の差は、

$$\tau = \tau_2 - \tau_1 = \frac{l_2}{v_2} - \frac{l_1}{v_1} = \frac{m_2 l_2}{p_2} - \frac{m_1 l_1}{p_1} \quad (3.12)$$

と表せる。

複合核の質量 M' と核分裂片の質量 m_1, m_2 の差 $B = \{M' - (m_1 + m_2)\}c^2$ は 200 MeV 程度であり、質量数が 240 程度の複合核の質量に比べ無視できるほどに小さい。すなわち $m_1 + m_2 = M' - B/c^2 \approx M'$ である。これと時間差情報 τ を用いると、

$$m_1 = \frac{l_2 p_1 M' - \tau p_1 p_2}{l_1 p_2 + l_2 p_1}, \quad m_2 = \frac{l_1 p_2 M' + \tau p_1 p_2}{l_1 p_2 + l_2 p_1} \quad (3.13)$$

となり、核分裂片の質量を求めることができる。

図 3.1.2-5 に、 $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{18}\text{O} + ^{239}\text{U}^*$ によって生成した ^{239}U の核分裂片の質量数と励起エネルギーの相関を示した。この図から、励起エネルギーが高くなるに従い、質量数分布の対称成分が大きくなっていくことが見て取れる。

d. 核分裂質量分布の結果

図 3.1.2-6、3.1.2-7、3.1.2-8、3.1.2-9 に、それぞれ $^{18}\text{O}+^{232}\text{Th}$ 、 $^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$ 、 $^{18}\text{O}+^{248}\text{Cm}$ 、 $^{18}\text{O}+^{237}\text{Np}$ で得られた核種の核分裂片質量数分布を示す。このうち、 ^{234}Th 、 $^{234,235,236}\text{Pa}$ 、 ^{240}U 、 $^{240,241,242}\text{Np}$ 、 $^{238,243}\text{Pu}$ 、 $^{245,246}\text{Am}$ 、 $^{247,249}\text{Cm}$ 、 $^{249,250,251}\text{Bk}$ 、 $^{251,253}\text{Cf}$ 、 $^{254,256}\text{Es}$ 、 ^{255}Fm の 22 核種は、核種として本研究で初めて測定したデータとなった。また、図ではそれぞれの核種において、励起エネルギー 10MeV のピンごとに図示している。これらスペクトルから、以下のことを明らかにした。

1. 励起エネルギー 20MeV 以下では、質量数分布は非対称性を有する。
2. 励起エネルギーの増加とともに、質量数分布は非対称から対称に変化していく。これは、核分裂過程に及ぼす原子核の殻構造が消滅していくことを表しているとして解釈できる。
3. 特定の元素に対する同位体どうしを比べると、励起エネルギーが一定であっても非対称性の大きさが異なる。たとえば、 $^{18}\text{O}+^{232}\text{Th}$ 反応の励起エネルギー・ピン 20~30 MeV を見ると、中性子数の多い同位体ほど、非対称性の構造が顕著である。これは、中性子数が多くなると、中性子数と陽子数の比 (N/Z) が、2 重魔法数核 (^{132}Sn) に接近することにより、高励起状態であっても非対称度を保つように分裂過程が進むと考えられる。
4. 図 3.1.2-10 は低励起エネルギーの核分裂から得られたもので、軽および重核分裂片の質量数重心を与えている。データは、 $^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$ および $^{18}\text{O}+^{248}\text{Cm}$ 反応から得たものであるが、重核分裂片の質量数は、139~144 と質量数 5 の変化にとどまっているのに対し、軽核分裂片では 98~113 と 15 もの変化がある。重核分裂片が関与する殻構造が核分裂の非対称度を決めると考察できる。

3.1.3 まとめ

重イオンを入射反応とする代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定手法を開発した。開発した項目は

1. $\Delta E - E$ 検出器
2. 多芯線比例計数管
3. 試料電着用ニッケルバックキングの作成手法
4. 各試料の電着手法
5. データ収集用電子回路系
6. データ収集用ソフトウェア
7. 解析ソフトウェア

とう一式である。これにより ^{232}Th 、 ^{238}U 、 ^{237}Np 、 ^{242}Cm を標的とした代理反応を遂行し、それぞれのケースにおいて多くの世界発のデータを取得した。またデータ同士の整合性や、他の手法 (中性子入射や陽子入射反応) で得られたデータとの比較を行い、本手法で得られたデータの妥当性を確認した。

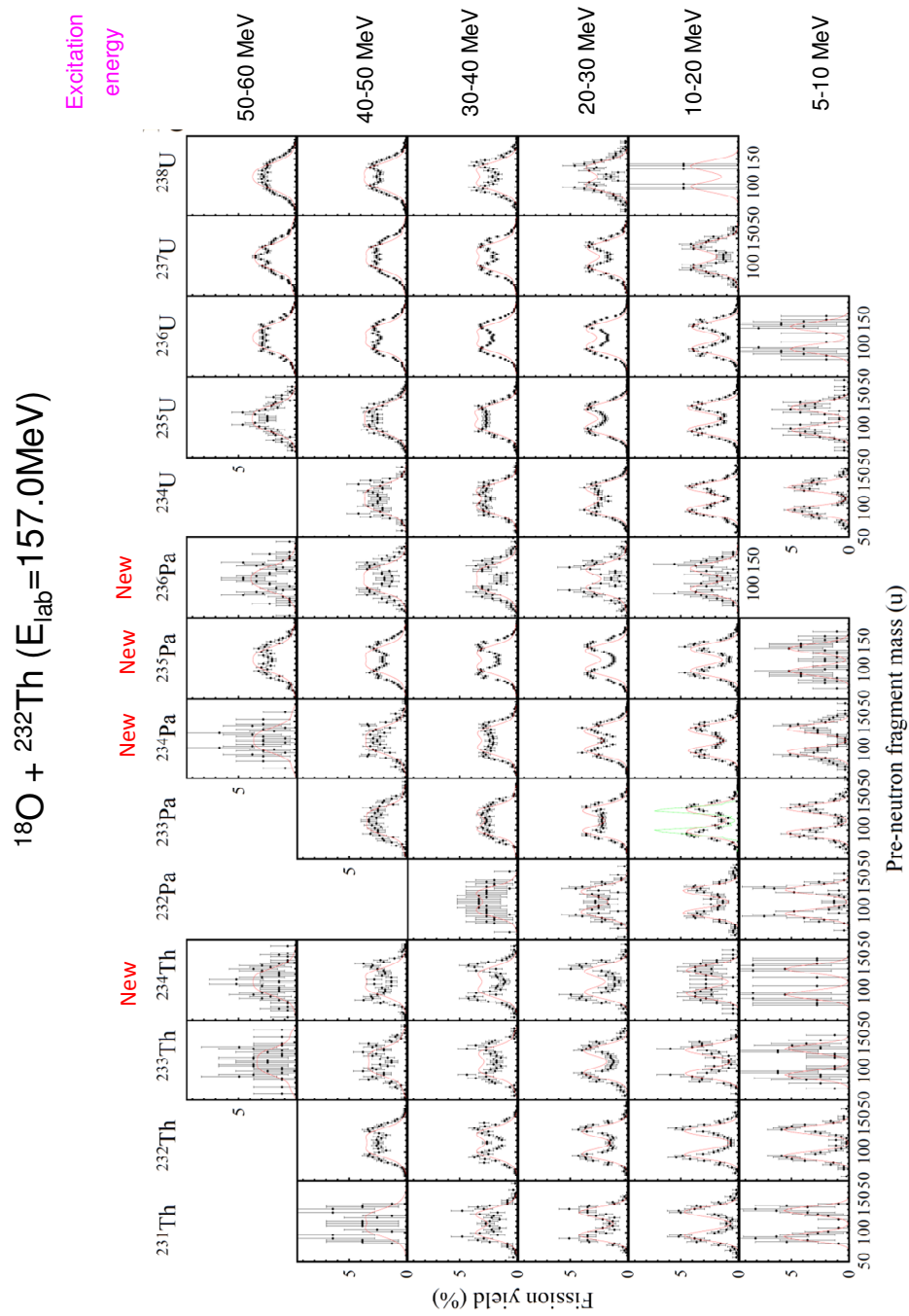


図 3.1.2-6: $^{18}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ で得られたさまざまな複合核の核分裂片質量数分布。

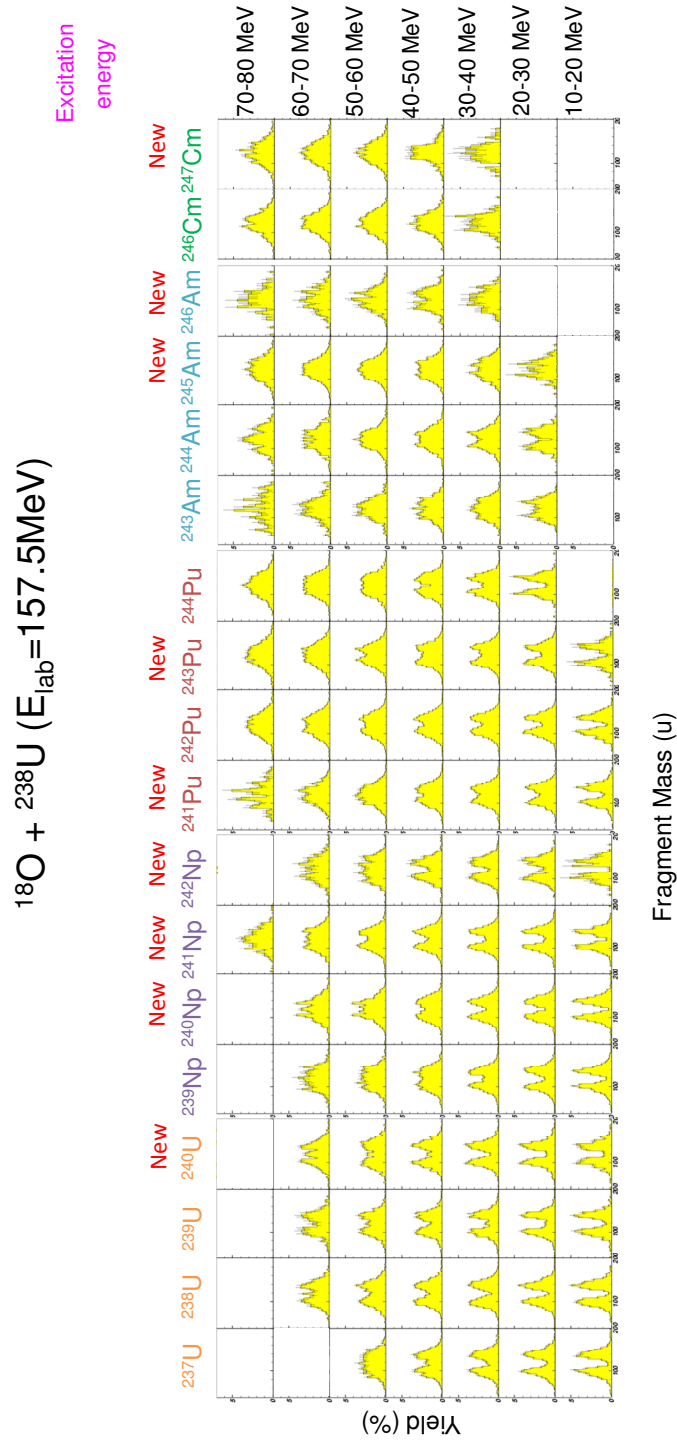


図 3.1.2-7: $^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$ で得られたさまざまな複合核の核分裂片質量数分布。

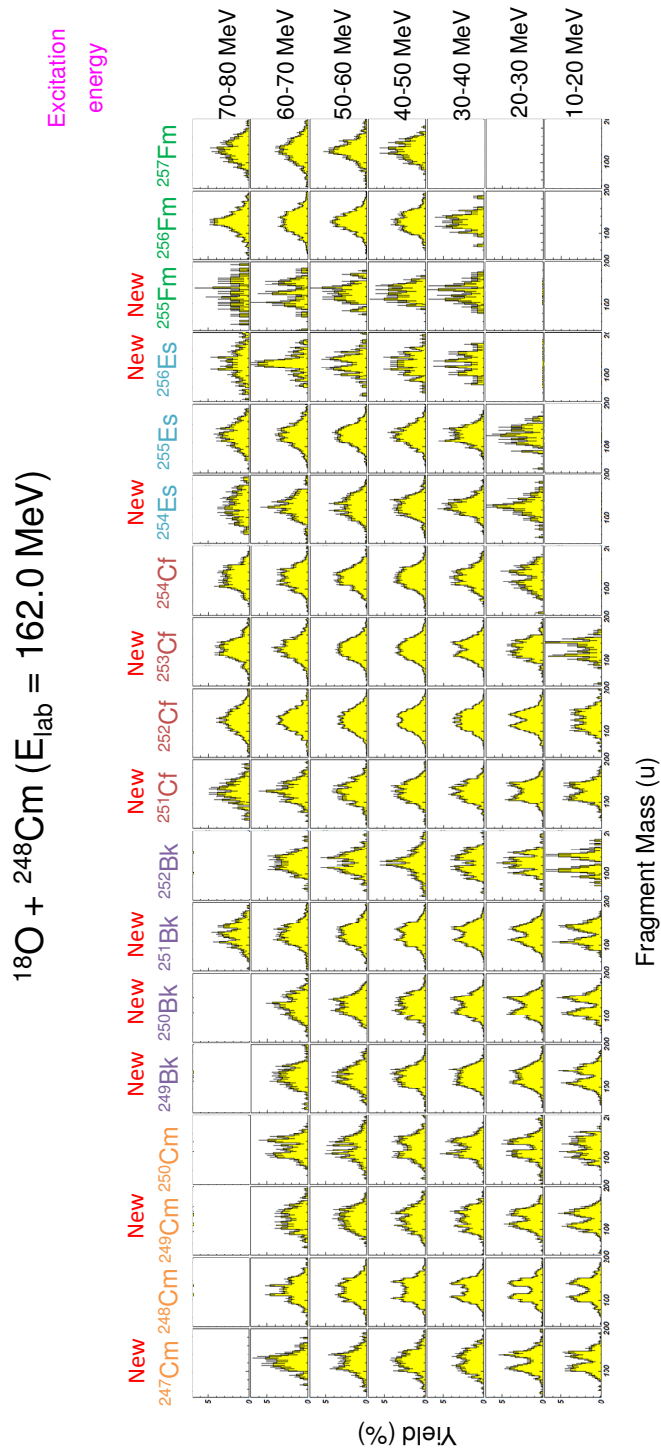


図 3.1.2-8: $^{18}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$ で得られたさまざまな複合核の核分裂片質量数分布。

$^{18}\text{O} + ^{237}\text{Np}$ ($E_{\text{lab}} = 162.0 \text{ MeV}$)

New

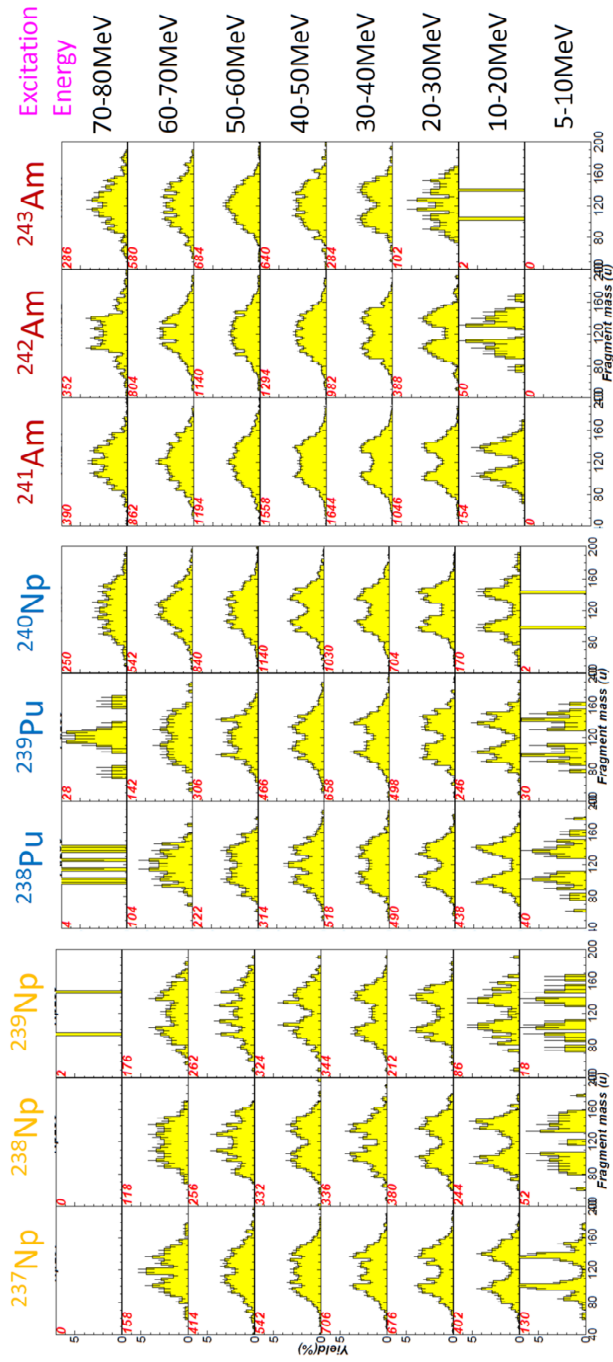


図 3.1.2-9: $^{18}\text{O} + ^{237}\text{Np}$ で得られたさまざまな複合核の核分裂片質量数分布。

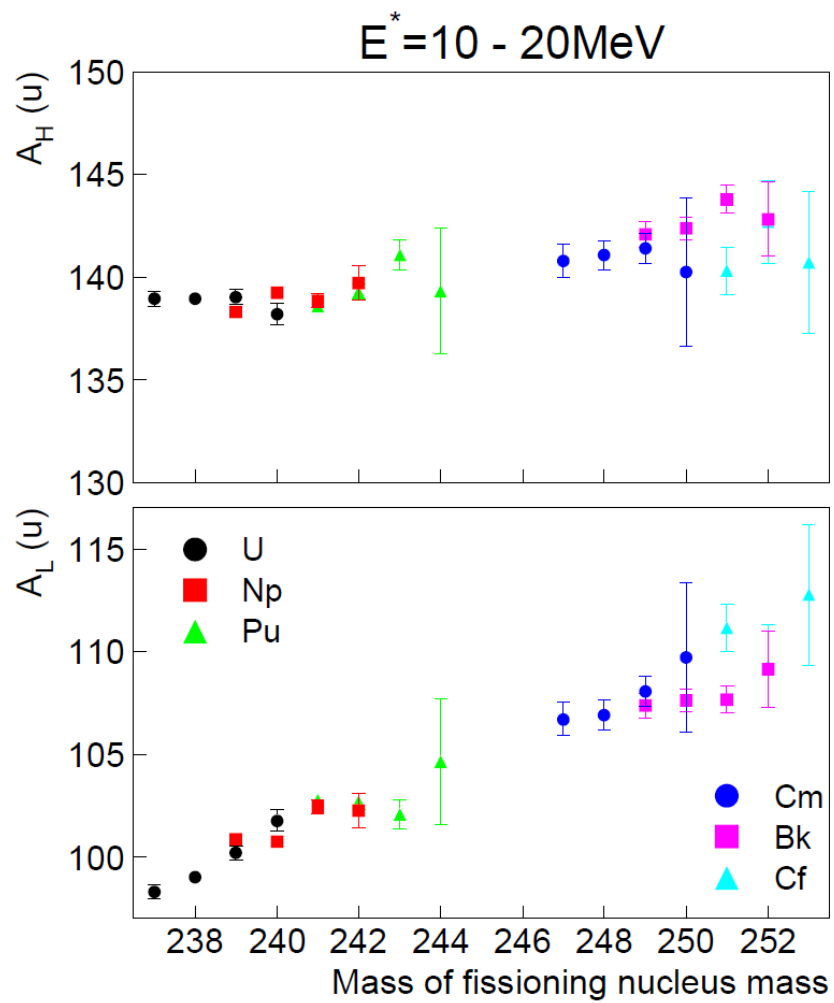


図 3.1.2-10: 軽および重核分裂片の質量重心の変化。

3.2 核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究

本章では、核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究について報告する。

事業目標に従い、(1)核分裂生成核種の β 崩壊半減期や遅発中性子放出率の実験データのデータベース化を行い、(2) β 崩壊の大局的理論に含まれる核構造に起因する部分の改良を行い、(3) β 崩壊の大局的理論による β 崩壊を計算する汎用コードを開発し、遅発中性子放出数及び崩壊熱の総和計算を可能にした。以下その要点について報告する。

3.2.1 実験データの整備

核分裂生成核種の β 崩壊半減期、 β 線、 γ 線のエネルギー分布、遅発中性子放出率の既往の実験データを収集してデータベース化を行った。また、関連する実験データとして、評価済み核分裂生成物：独立収率、累積収率のデータも収集した。半減期および遅発中性子放出率の収集は評価済み原子核構造データファイル ENSDF (Evaluated Nuclear Structure Data File) の2012年3月版を元に行った。そして半減期に関して2551核種、うち β^- 崩壊半減期に関して587核種、さらに遅発中性子放出率 P_n に関して216核種についての実験データを収集した。 γ 線、 β 線スペクトルおよび核分裂収率に関しては JENDL FP Decay Data File 2011 and Fission Yield Data File 2011 を元に行い、1284核種(アイソマーを別種として数えて)についての β 線およびガンマ線スペクトルを収集した。質量値に関しては AME (Atomic Mass Evaluation) の2012年12月版を元に行い、2438核種についての評価済み実験データを収集した。

収集データの例として遅発中性子放出率が測られた核種を図3.2.1-1に、図3.2.1-2(^{235}U に熱中性子(n_{thermal})を照射した際の評価済み累積核分裂収率(JENDL Fission Product File (2011 version) [1])を示す。

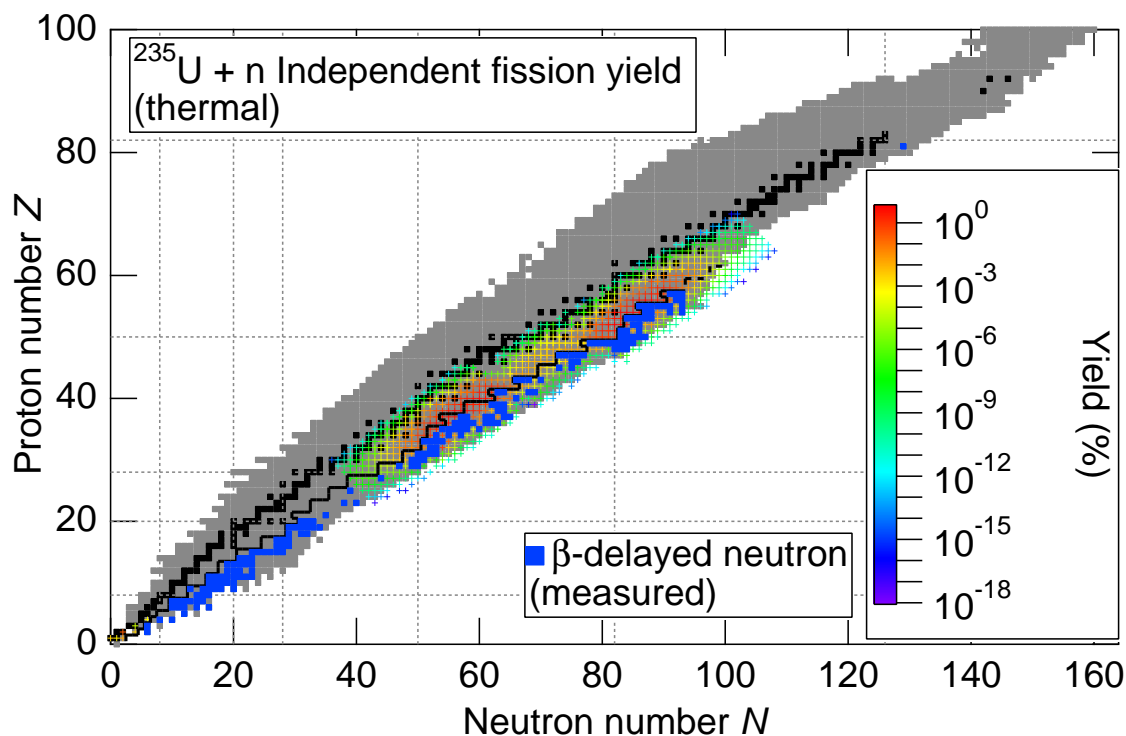


図 3.2.1-1: β 崩壊遅発中性子が測られた原子核(図中の青四角、216核種)

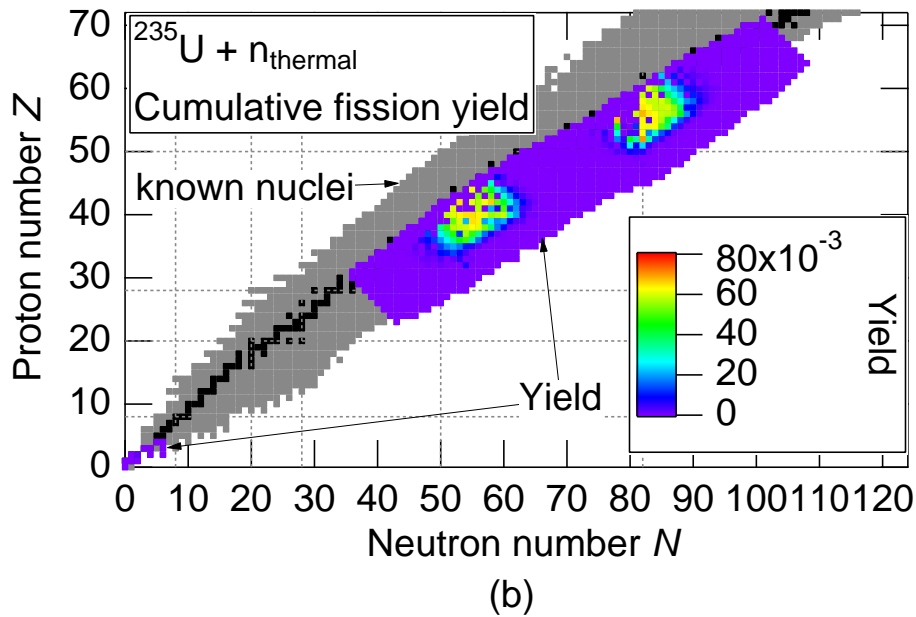


図 3.2.1-2: 累積核分裂収率 ($^{235}\text{U} + n_{\text{thermal}}$)

個々の核種の実験値のみで総和計算を実施するためには、核分裂収率 Y_{cum} が有意に存在する核種の遅発中性子放出割合 P_n が必要であるが、両図を比較することにより、実験的に得られた P_n がまだ十分でないことが分かる。そのため、実験的な測定と同時に、理論計算による導出が炉の動特性を理解するために重要であることが確認された。

3.2.2 理論模型の改良

a. β 崩壊及びその随伴現象の基本事項

β 崩壊半減期は崩壊定数 λ_β を用いて

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda_\beta} \quad (3.14)$$

とかける。 β 崩壊は崩壊の型に応じてフェルミ遷移、ガモフ・テラー遷移、第 1 禁止遷移... と独立事象として遷移する。よって

$$\lambda_\beta = \lambda_F + \lambda_{GT} + \lambda_1^{(0)} + \lambda_1^{(1)} + \lambda_1^{(2)} + \dots \quad (3.15)$$

となる。崩壊定数の具体的な表式はガモフ・テラー遷移のみを挙げると

$$\lambda_{GT} = \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} |g_A|^2 3 \int_{-Q}^0 |M_{GT}(E)|^2 f(-E) dE \quad (3.16)$$

となる。 $|M_\Omega(E)|$ は崩壊の型 Ω に対する核行列要素、 f は積分された Fermi 関数である。積分は親核の基底状態エネルギーを 0、娘核の基底状態エネルギーが $-Q_\beta$ として $-Q_\beta$ から 0 までなされる。 Q_β は Q 値である。

遅発中性子の放出は β 崩壊する際に娘核の中性子分離エネルギー S_n が Q_β より小さいときに起こりうる。そのとき放出される中性子は 0 から $Q_\beta - S_n$ の範囲のエネルギーを持つ。このとき遅発中性子放出確率は閾エネルギーから親核の基底状態エネルギーまでを積分することによって得られる：

$$P_n = \frac{C}{\lambda_\beta} \int_{-Q_\beta + S_n}^0 |M(E)|^2 f(Z, -E) \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma\gamma} dE \quad (3.17)$$

ここで C は式 (3.16) における積分の外側にある係数に関連した定数である。崩壊幅 Γ は中性子放出と γ 崩壊との競合を表現するために導入した。

崩壊熱の計算も核行列要素及びある因子を乗じた量を積分することによって得られる。

b. β 崩壊大局的理論

β 崩壊半減期、遅発中性子放出確率、崩壊熱を計算として得るためには核行列要素 $M(E)$ を求める必要がある。本事業においては大局的理論と呼ばれる方法を採用してこれを求める。その詳細は前年度までの報告にて概説したので割愛するが、その要点は $|M(E)|$ を以下の形で記述する点にある。

$$|M_\Omega(E)|^2 = \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} D_\Omega(E, \epsilon) W(E, \epsilon) \frac{dn_1}{d\epsilon} d\epsilon \quad (3.18)$$

ここで D_Ω は 1 粒子強度関数、 ϵ は崩壊する核子の単一粒子エネルギー、そして $W(E, \epsilon)$ は Pauli の排他原理を表現した関数、そして $dn_1/d\epsilon$ は単一粒子エネルギー分布である。単一粒子関数 $D(E, \epsilon)$ は適当な関数で表されており、これが和則を満たすように構築されている。

c. 解析

図 3.2.2-2 は核行列要素の 2 乗である $|M(E)|^2$ およびそれに f 関数をかけた量 $|M(E)|^2 f(-E)$ を ^{137}I を例にとったものである。上段は $|M(E)|^2$ を対数表記で表したものである。 -2.8 MeV 付近にある不連続性は対相関エネルギーギャップによるものであり、娘核の基底状態付近（図中左端）に見られるパルス状の構造は離散的な固有状態の成分によるものである [2]。核行列要素に関する限り第 1 禁止遷移は許容遷移と比べてかなり大きい値を持つことが示されている。一方中段の図は崩壊定数の要素を対数表記したものである。全エネルギー領域にわたって Gamow-Teller 遷移に対する崩壊定数は他の崩壊様式に比べて大きい値を示す。これは一つには強度関数の関数形が Fermi 関数や第 1 禁止遷移に比べて異なるからであり、また、第 1 禁止遷移の核行列要素が他の遷移の場合に比べて大きい、最終的に崩壊定数を求める際には、第 1 禁止遷移には $(m_e c/\hbar)^2$ というおよそ 10^{-7} の付加因子がかけられており、第 1 禁止遷移の値は小さい。

一方遅発中性子放出確率を計算する積分は $-Q_\beta + S_n$ （図中の垂直線）から 0 までの、高励起部分にわたる部分で行われる。この領域は積分値の絶対値は図中の対数表記の様子を見て分かる通り全体の領域を積分する場合（全崩壊定数）に比べて小さいので、遅発中性子放出確率の積分は全崩壊定数の値にはあまり寄与しない。

大局的理論は β 崩壊の遷移強度を表す強度関数が満たすべきエネルギー和則を用いて構築されたもので、 β 崩壊の大局的性質を表すのに適した理論である。ただし元々の形だとあまり核構造

の詳細に立ち入らないため、核構造依存の不一致が生じる場合があり、実際に用いられる大局的理論はその点で一部改良を施している。和則のみを考慮した大局的理論を'Plain'と呼ぶとすると、現状の大局的理論は'GT2 (Gross Theory 2nd version)'と呼ばれ、'Plain'な大局的理論に比べて、(1)パウリ原理適用の改良および β 和則の再検討、(2)対相関理論に基づく陽子数・中性子数の偶奇性に伴う補正、(3)ガモフ・テラー強度関数の改良が施したものである [3, 4, 5]。

図 3.2.2-7 は計算値と実験値の半減期の比の常用対数 (Log_{10}) を取ったものである。上図は大局的理論の GT2 のものである (下図は後説にて説明)。全体の傾向は理論計算は概ね実験データの傾向を示しているといえるが、半減期を過小評価している特徴的な領域が存在する。それは

- $Z=9-20, N=21-28$
- $Z=29-40, N=51-58$
- $Z=47-58, N=77-82$
- $Z=71-82, N=127-138$

の領域である。

この不一致を詳細にするため、 $Z=47-58, N=77-82$ 近辺の同位体の実験値との比較を図 3.2.2-4 に示す。黒三角、黒丸などが実験値、赤がこれまでの GT2 の結果である。 $\text{In}, \text{Cd}, \text{Ag}$ の同位体において、中性子数 82 のところから中性子数が大きいところ炉で GT2 の半減期が急に下がっている。この境では実際 β 崩壊 Q 値が急に上がっているが、実験値はその Q 値の急な変化に影響を受けず、単調な減少の傾向を示している。また、比較のために載せた FRDM+QRPA 計算でも単調な減少の傾向を示している (彼らの Q 値も急な変化を示しているが、QRPA の半減期計算にその影響は見られない)。

図 3.2.2-5 は $^{131,132}\text{In}$ の単一粒子準位を示したものである。 $^{131}\text{In}_{82}$ では中性子の Fermi 面での準位軌道が $2d_{3/2}$ でパリティは + であり、一方陽子の Fermi 面での準位軌道が $1g_{9/2}$ でパリティは同じく + である。一方 $^{132}\text{In}_{83}$ では中性子の Fermi 面での準位軌道が $2f_{7/2}$ でパリティは - であり、陽子の Fermi 面での準位軌道 $1g_{1/2}$ のパリティ + と異なる。これにより β 崩壊の主要な部分は抑制され、半減期としては長くなる傾向になるはずである。

大局的理論は原子核の幅広い領域にわたり精度よく実験値の β 崩壊及びそれに付随する現象の諸量をよく再現するモデルとして用いられているが、これまでの大局的理論ではこのような意味での核構造に起因する効果は取り入れられていなかった。そこで、本事業では大局的理論にこのような核構造に起因する効果を取り入れて改良を行う。

d. 大局的理論の改良

これまでの大局的理論はスピン・パリティといった核構造の詳細に関しては考慮していなかった。この場合、特に問題となるのは単一粒子軌道の移行に伴うパリティ変化である。単一粒子描像で見たとき、中性子準位のパリティと陽子のパリティが異なる場合は許容遷移が抑制される。この場合の準位とは、原子核全体のスピン・パリティ (例えば偶偶核なら 0^+ 、奇質量核なら半整数、奇奇核なら整数を組む) そのものではなく、仮想的に陽子・中性子がそれぞれ独立に運動していると想定した際に考えられる、それぞれの単一粒子準位のことである。例えば前節での例で

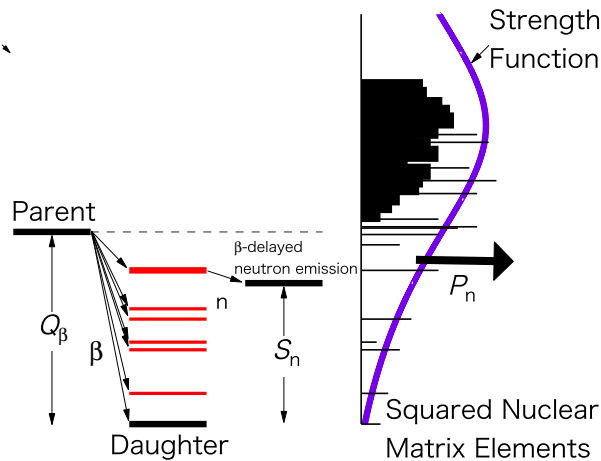


図 3.2.2-1: β 崩壊および遅発中性子放出の模式図。

は $^{131}_{49}\text{In}_{82}$ の場合、中性子準位は $2f_{7/2}$ (パリティは f 軌道により -)、陽子準位は $1g_{9/2}$ (パリティは g 軌道により +) といった具合である。

大局的理論では、核行列要素の 2 乗は式 (3.18) で表されるが、単一粒子エネルギー分布 $dn_1/d\epsilon$ は Fermi 面付近では離散的に扱い、それ以外の部分は連続分布として扱っている。 β 崩壊に関わる核子は Fermi 面付近の核子のみではなく、エネルギー的に可能なあらゆる核子に関わる。例えば偶偶核の場合、 β 崩壊に関わる核行列要素は大局的理論では次のように表す。

$$|M_{\Omega}(E)|^2 = |M_{\Omega S \rightarrow l}(E)|^2 + |M_{\Omega S \rightarrow c l}(E)|^2 + |M_{\Omega C \rightarrow C}(E)|^2 + |M_{\Omega C \rightarrow l}(E)|^2 \quad (3.19)$$

このうち添字 s は陽子・中性子で崩壊する側の核子 (β^- の場合中性子、 β^+ の場合陽子) の最後の (離散) 準位で surface の頭文字、添字 l は陽子・中性子で崩壊される側の核子 (β^- の場合陽子、 β^+ の場合中性子) の最後の (離散) 準位で lowest の頭、c は連続状態 (continuum) の意味である (図 3.2.2-6 参照)。奇質量数核も同様に表記できる。

今回の改良では、陽子・中性子の基底状態単一粒子準位のパリティが異なる場合、許容遷移では基底状態を含む子崩壊に関わる遷移を抑制するように模型を修正する。言い換えるとパリティが異なる場合の許容遷移では連続状態 (c) \rightarrow 連続状態 (c) 間のみの遷移を許す、という条件を与えることにする。つまり

$$|M_{\text{allowed,parity-hindered}}(E)|^2 = |M_{\Omega C \rightarrow C}(E)|^2 \quad (3.20)$$

とする (図 3.2.2-6 で黒矢印のみの遷移)。

このような過程が成り立つのは概ね球型原子核付近の準位に対してであり、変形核領域ではより多くの状態が混在するためあまりよく成り立たないと予想される (つまり Fermi 付近に関わる許容遷移が起こりうる)。そこで、変形度が大きい原子核に対しては従来の方のまま計算を行う。変形度の理論予測に対しては KTUY 質量模型 [7] の値を用い、最適化の結果変形度 $\alpha = 0.05$ 以下の核種に対して今回の修正を行った。

単一粒子準位の推定に対しては Koura-Yamada 単一粒子ポテンシャル [8] の計算結果をもとに数表化したものを用いた。このポテンシャルは任意の陽子数・中性子数に対して球形単一粒子準位を与えるものであり、KTUY 質量公式の元となるポテンシャルである。

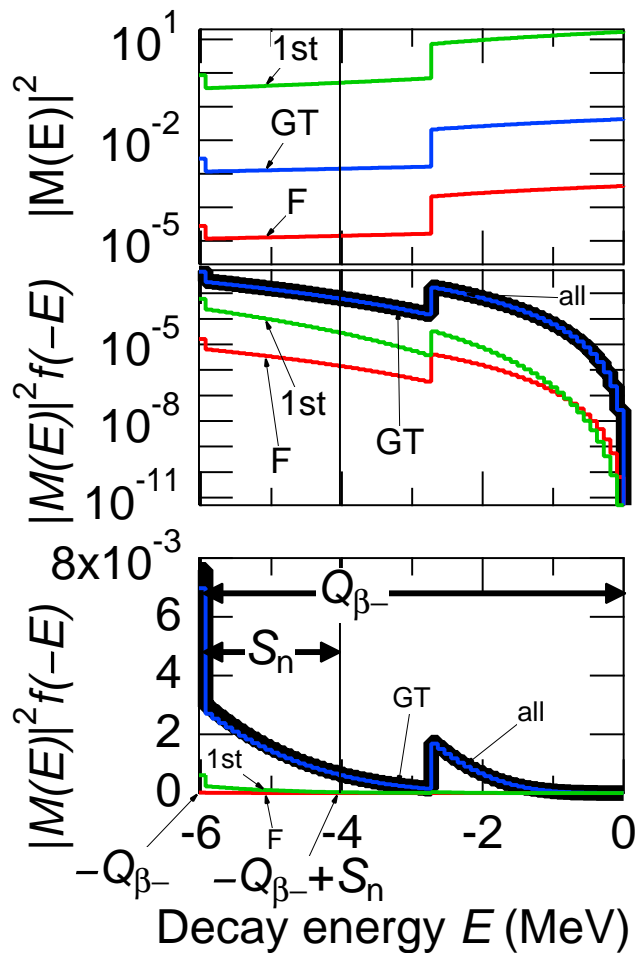


図 3.2.2-2: (上段): ^{137}I の場合の核行列要素の 2 乗。Fermi (F) 遷移、Gamow-Teller (GT) 遷移、および第 1 禁止遷移 (1st) の場合。(中段): 核行列要素の 2 乗と積分された Fermi 関数との積 (対数表記)。(下段): 中段と同様。ただし線形表記。

大局的理論の強度関数部分については上記の変更に伴い修正を行い、今回結果として GT2 と呼ばれる版の一つ前の関数型及びパラメータセットを用いた [4]。その違いは関数型とパラメータセットの選択にとどまる。

e. 改良の結果

(i) 半減期・遅発中性子放出確率

上記の改良に伴い、単一粒子準位のパリティが変化する箇所で許容遷移が抑制された。まず $Z=47-58$, $N=77-82$ 近辺の同位体の実験値との比較を図 3.2.2-4 に示す。図中の緑の線が今回の結果である。In, Cd, Ag の同位体において GT2 の時に見られた、中性子数 82 のところでの理論計算の急激な変化がなくなり、ほぼ実験値の傾向が再現されている。表 3.2.2-1 にあるように、この領域での Koura-Yamada ポテンシャルから得られた単一粒子準位は中性子数 77-82 までの $2d_{3/2}$

表 3.2.2-1: パリティ変化が生じる主な領域

陽子数の範囲 対応する準位 (パリティ)	中性子数の範囲：軽側 対応する準位 (パリティ)	→	中性子数の範囲：重側 対応する準位 (パリティ)
40-50 1g _{9/2} (+)	77-82 2d _{3/2} (+)	→	83-90 2f _{7/2} (-)
9-20 1d _{5/2} (+)	17-20 1d _{3/2} (+)	→	21-28 1f _{7/2} (-)
3-8 1p _{1/2} (+)	3-8 1p _{1/2} (+)	→	9-14 1d _{5/2} (-)

(パリティ+) に対し、中性子数 83-90 では 2f_{7/2} (パリティ-) の準位となっている。この軌道のパリティ変化に対して今回のモデルの修正がなされている。この表は球形原子核に対するものであり、実際の計算では変形度の大きな核種に対しては抑制を与えていないことに注意されたい。表 3.2.2-1 には他の領域での幾つかの例についても挙げた。

核図表上全体での様子を図 3.2.2-7 の下図で示す。従来の GT2 で見られた過小評価が系統的に改善されている。

遅発中性子放出確率についても同様な改良の元に計算を行った。平均 2 乗偏差としての差はあまり変化は見受けられなかったが、個別の核種での偏差の傾向は今回の変更によりいくつか変化があった。

(ii) 平均遅発中性子放出数

核分裂反応によって生じる遅発中性子は核分裂によって生じる核分裂生成物が β 崩壊する際に随伴して生じる中性子放出によるものである。ある核分裂性核種から生じる平均遅発中性子数 $\bar{\nu}$ は遅発中性子放出確率 P_{ni} と累積核分裂収率 $Y_{cum,i}$ を用いて

$$\bar{\nu} = \sum_i P_{ni} Y_{cum,i} \quad (3.21)$$

と表すことができる。 P_{ni} と $Y_{cum,i}$ の値が正しければ、上記の式より核分裂性の各核種に対する平均遅発中性子数 $\bar{\nu}$ が得られる。表 3.2.2-2 にいくつかの核種に対する平均遅発中性子数の結果を示す。

これまで GT2 では直接測定である Keepin の値 (表の最左欄) と比べて常に過少評価をしていたが (表の右から 2 番目の欄)、今回の結果 (表の最右欄) は GT2 の結果と比べて Keepin の値をよく再現するような傾向を示した。表には P_n が実験値として測られている核種についてのみの総和計算の結果も載せているが (表中の Exp)、今回の計算結果はこの実験値の総和計算とも類似の結果を得た。実際の総和計算では核分裂収率の精度も影響するのでその点も留意すると、今回の理論計算のみの P_n の結果から導出したものは良い結果であると評価できる。

今回、 β 崩壊半減期だけでなく、遅発中性子放出確率 P_n 、そして平均遅発中性子放出割合 $\bar{\nu}$ を同時に考慮して行った。このことにより、原子核の基礎物理的な結果と合わせて、核データの観点でも利用しうる理論モデルの構築を実施することができた。

表 3.2.2-2: 平均遅発中性子放出数

中性子	標的	平均遅発中性子放出数 $\bar{\nu}_d$			
		direct	総和計算		
		Keepin	Exp	GT2	This work
熱	^{233}U	0.670	0.735	0.355	0.619
	^{235}U	1.620	1.795	1.174	1.834
	^{239}Pu	0.630	0.700	0.412	0.741
高速	^{233}U	0.730	0.683	0.310	0.548
	^{235}U	1.620	1.760	0.955	1.704
	^{238}U	4.390	4.044	2.726	4.649
	^{239}Pu	0.630	0.616	0.346	0.644
14MeV	^{233}U	0.420	0.716	0.315	0.599
	^{235}U	0.927	1.267	0.604	1.130
	^{238}U	2.730	2.701	1.647	2.966
	^{239}Pu	0.420	0.541	0.255	0.517

3.2.3 崩壊大局的理論計算の汎用コードの作成

大局的理論は1969年の公開以来、いくつかの改良がなされてきた。現時点では2nd version と呼ばれているものや、本事業で開発したものなどまで変更がなされている [2, 3, 4, 5, 9, 10, 11, 12, 13]。1973年に公開された1st version は天体核物理における計算や ENSDF における参照理論値としてなど広く普及しており、また、2nd version は崩壊熱計算における高励起エネルギー部分の補完に用いたり r 過程元素合成への理論計算、または原子力機構公開の核図表の β 崩壊理論半減期予測に用いたりしている。また、その途中段階の version もありそれぞれの目的で利用されている。本事業で開発したコードはこのような version の違いも平易に再現するよう開発した。図 3.2.3-1 はコード上のパラメータの設定箇所である。なお、本コードは FORTRAN77 (一部 90) で作成されている。今回設定したパラメータは以下の通りである。

- 理論のバージョン

- 1: plain
- 2: Koyama-Takahashi-Yamada (GT1)
- 3: KTY+ improved DGT
- 4: KTY+ Kondoh
- 5: KTY+ Kondoh+ improved DGT(GT2)
- 6: Semi-Gross
- 7: Koura

- 強度関数のタイプ

- 1: Modified-Lorentz-1(sigma=12):GT1 Takahashi (1973) version (sigma=12)

- 2: Modified-Lorentz-1(sigma=16):GT1 Kondoh(1985) version (sigma=16)
 - 3: Two-functions of modified-Lorentz: GT2- JAERI-M87-122(1987) version
 - 4: Two-functions of hyperbolic-secant: GT2 Tachibana(1990)version
 - 5: Two-functions of GT2 function: SGT Nakata(1997) version
 - 6: Two-functions of new function: Koura version
- 陽子・中性子偶奇エネルギー Δ_{pn}
 - : 1: 0.85, 0.70, 0.60
 - : 2: from mass relation

これらのパラメータを目的に応じて設定し、計算が可能となるようにした。なお、パラメータ中6: Semi-Grossなどは今回の事業には用いなかったモデルであるが(今回のコードで実装していない)、将来の汎用性を考慮しパラメータ枠として用意のみをしてある。

a. iversion=1:plain

式(3.18)のうち $W(E, \epsilon)$ 及び $dn_1/d\epsilon$ を1として計算したもの。前々年度の報告において、大局的理論の性質を明らかにするため、できるだけ改良を施さない計算を比較のため用意し、これを”Plain”と称した。1粒子強度関数 D_{GT} は修正ローレンツ分布を用いた。

b. iversion=2:Koyama-Yamada-Takahashi

いわゆる1st versionに相当[10]。Atomic Data and Nuclear Data Tableに掲載されたこともあり、現在でも広く普及している。ENSDF (Evaluated Nuclear Structure Data File) の評価の際の β 崩壊半減期理論値としても多く採用されている。1粒子強度関数 D_{GT} は修正ローレンツ分布を用いた。

c. iversion=3:KTY+improved DGT

1st version 対して Gamow-Teller 1粒子強度関数 D_{GT} に補正を加えたもの。具体的には1粒子強度関数を修正ローレンツ分布から双曲線正割分布に変更した。強度関数をより良く再現するように導入された。[4]より導入。

d. iversion=4:KTY+Kondoh

1st version 対して BCS 対相関の効果を取り入れたもの。[4]より導入。

e. `iversion=5:KTY+Kondoh+improved DGT(GT2)`

いわゆる 2nd version に相当 [4]。1st version 対して Gamow-Teller 1 粒子強度関数 D_{GT} を双曲線正割分布にし、BCS 対相関の効果を取り入れたもの。

f. `iversion=6:Semi-gross`

いわゆる半大局的理論と呼ばれるもの。今回のコードにはパラメータ値のみ割り振り、実装はしなかった。

g. `iversion=7:Koura`

本事業にて開発したもの。

h. `iversiotype=1:Modified-Lorents`

1 粒子強度関数を修正ローレンツ分布にしたもので、式中（前々年度の報告者参照）に出てくる σ_N を 12 MeV としたもの。1st version で採用。

i. `iversiotype=2:Modified-Lorents`

1 粒子強度関数を修正ローレンツ分布にしたもので、式中（前々年度の報告者参照）に出てくる σ_N を 16 MeV としたもの。1st version より後の論文で修正ローレンツ分布を採用した場合は全てこれを採用している。

j. `iversiotype=3:Two-function of modified-Lorents`

[13] において採用した関数形。大局的理論は各遷移ごとに強度の和則が満たされていると考え、強度関数を与えている。ガモフ・テラー遷移に関してはその分布がアイソバリックアナログ状態を中心に幅広く分布すると考えられて来たが、(p,n) 反応実験の知見により、従来関数で満たされる和則は全体の 60%程度で、残りはもっと高励起部分に強度が分布していると理解されている。この知見を取り入れるため、粒子強度関数を幅の異なる 2 つの修正ローレンツ分布からなるものとして導入した。前々年度の報告書も参照。

k. `iversiotype=4:Two-function of hyperbolic scant`

いわゆる 2nd version [4] で採用された関数形。前項と同様に (p,n) 反応実験の知見を参考にし、双曲線正割分布で導入したもの。

l. iversiontype=5:Two-function of GT2 function

半大局的理論で導入した関数形。今回のコードにはパラメータ値のみ割り振り、実装はしなかった。

m. iversiontype=6:Two-function of new function

前年度までに本事業にて開発したもの。前年度の報告書を参照。

n. iversiondeltanp=1:c 1: 0.85, 0.70, 0.60

対相関ギャップエネルギー $\Delta_{n,p}$ の値。[2] の論文で、 $A < 160$ に対して $\Delta_n = \Delta_p = 0.85$ 、 $160 \leq A < 230$ に対して $\Delta_n = \Delta_p = 0.70$ 、 $A \geq 230$ に対して $\Delta_n = \Delta_p = 0.60$ とした。

o. iversiondeltanp=2: from mass relation

対相関ギャップエネルギー $\Delta_{n,p}$ はその核種の周りの核種の質量値が得られていれば求めることができる。[2] の論文でも紹介。原子質量評価値 AME(Atomic Mass Evaluation) 2012 を用い、導出可能な核種に対して与えたもの。必要な質量値が揃っていない場合は前記の値を用いた。

以上のようにして、さまざまなパラメータセットの設定を行った。

3.2.4 結果例

前節のように設定したセットに応じて、遅発中性子放出に関連した任意の中性子過剰核の β 崩壊半減期、遅発中性子放出数を計算することが可能である。また、核分裂収率が与えられれば、その収率に応じた平均遅発中性子数や崩壊熱を求めることも可能である。その結果の一部は前年度の報告で紹介した。

ここでは、前年度の報告で紹介しなかった崩壊熱の例について紹介する。

図 3.2.4-1 は U-235+ n_{th} に対する崩壊熱の時間発展を描いたものである。核分裂収率として JENDL FP Decay Data File[1] を用いた。その他の諸量は全て理論計算を用いて計算した。version の違い（本章の説明における iversion で示すと 4 と 7）により崩壊熱の傾向が異なっている、赤い線は一粒子準位密度 dn_1/de に殻補正効果を導入した点が主要な変更部分であり（前年度までの報告書参照）その結果崩壊熱がより初期に近い方にシフトする結果となっている。

以上のようにして、大局的理論による β 崩壊を計算する汎用コードを開発し、遅発中性子及び崩壊熱の総和計算を可能にした。

3.2.5 まとめ

核分裂片領域核種の β 崩壊特性実験データを収集しデータベースを作成した。今回収集した評価済み実験データにより、旧来のデータと比べてより中性子過剰核のデータを得ることになり、この領域の系統的な振る舞いを得る結果となった。そして今回行った β 崩壊理論的改良により、 β 崩壊半減期だけでなく、遅発中性子放出確率、そして平均遅発中性子放出割合などを同時に考慮して行った。このことにより、原子核の基礎物理的な知見を得ると同時に、核データの観点でも利用しうる理論模型の構築を実施することができた。

参考文献

- [1] Katakura, J. 2012, JENDL FP Decay Data File 2011 and Fission Yield Data File 2011, JAEA-Data/Code 2011-025, Japan Atomic Energy Agency.
- [2] Koyama, S., Takahashi, K., and Yamada, M., 1970, Gross Theory of β -Decay and Its Application to the Fermi Matrix Element, Progress of Theoretical Physics **44**, 663.
- [3] Kondoh, T., Tachibana, K., and Yamada, M., 1985. Improvement of the Gross Theory of β -Decay. I - Formalism -, Progress of Theoretical Physics **74**, 708.
- [4] Tachibana, T., Yamada, M., and Y. Yoshida, Y., 1990, Improvement of the Gross Theory of β -Decay. II: One-Particle Strength Function, Progress of Theoretical Physics **84**, 641.
- [5] Tachibana, T., and Yamada, M., 1995, in Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, ENAM95, (Editions Frontueres, Gif-sur-Yvette), p. 763.
- [6] Lorusso G., et al., 2015, β -Decay Half-Lives of 110 Neutron-Rich Nuclei across the N=82 Shell Gap: Implications for the Mechanism and Universality of the Astrophysical r Process, Phys. Rev. Lett. **114**.
- [7] Koura H., Tachibana, T., Uno, M., and Yamada, M., 2005, Nuclidic Mass Formula on a Spherical Basis with an Improved Even-Odd Term, Progr. Theor. Phys. **113**, 305.
- [8] Koura H., et al., 2000, Single-particle potentials for spherical nuclei, Nuclear Physics A **671**, 96.
- [9] Takahashi, K., and Yamada, 1969, Gross Theory of Nuclear β decay, Progress of Theoretical Physics **41**, 1470.
- [10] Takahashi, K., Yamada, M., and Kondoh, T., 1973, Beta-decay half-lives calculated on the gross theory, Atomic Data and Nuclear Data Tables **12**, 101.
- [11] 山田雅美、森田正人、藤井昭彦、 β 崩壊と弱い相互作用 (新物理学シリーズ 15) 培風館, (1974).
- [12] 山田雅美, 物理学最前線 8 「 β 崩壊強度関数」, 共立出版 (1984).
- [13] Tachibana, T., and Yamada, M., 短寿命核分裂生成核種の半減期および平均崩壊エネルギーの評価, JAERI-M **87-122** (1987).

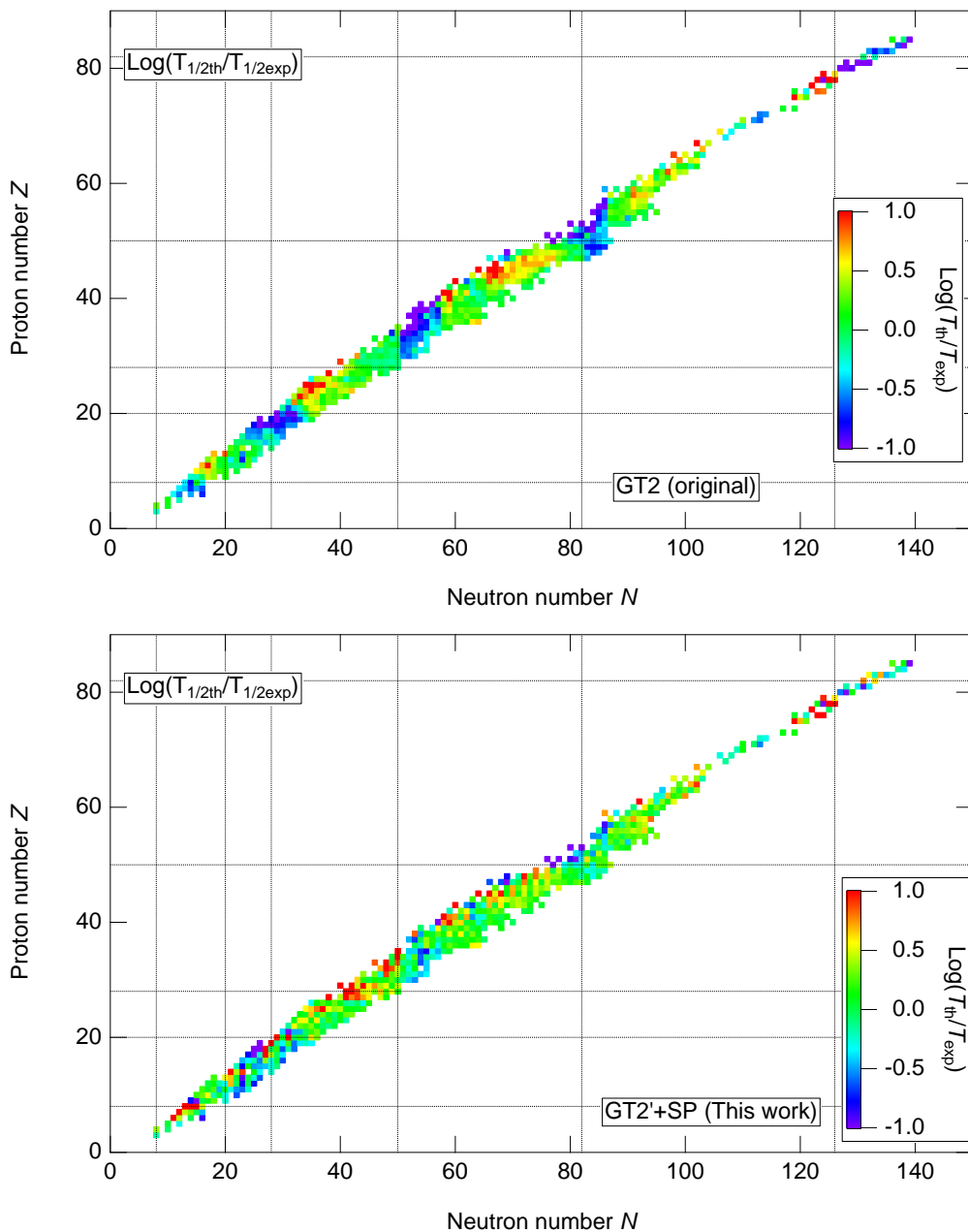


図 3.2.2-3: 大局的理論による理論計算と実験値の半減期比較 (核図表表記)。 $\text{Log}(\text{理論値}/\text{実験値})$ 。 $\text{Log}(\text{理論値}/\text{実験値})$ が 0 であれば一致し、1 または -1 の場合は 10 倍または $1/10$ の比となる。上図: GT2 で計算された理論計算との比較。下図: 今回の改良結果 (後述)

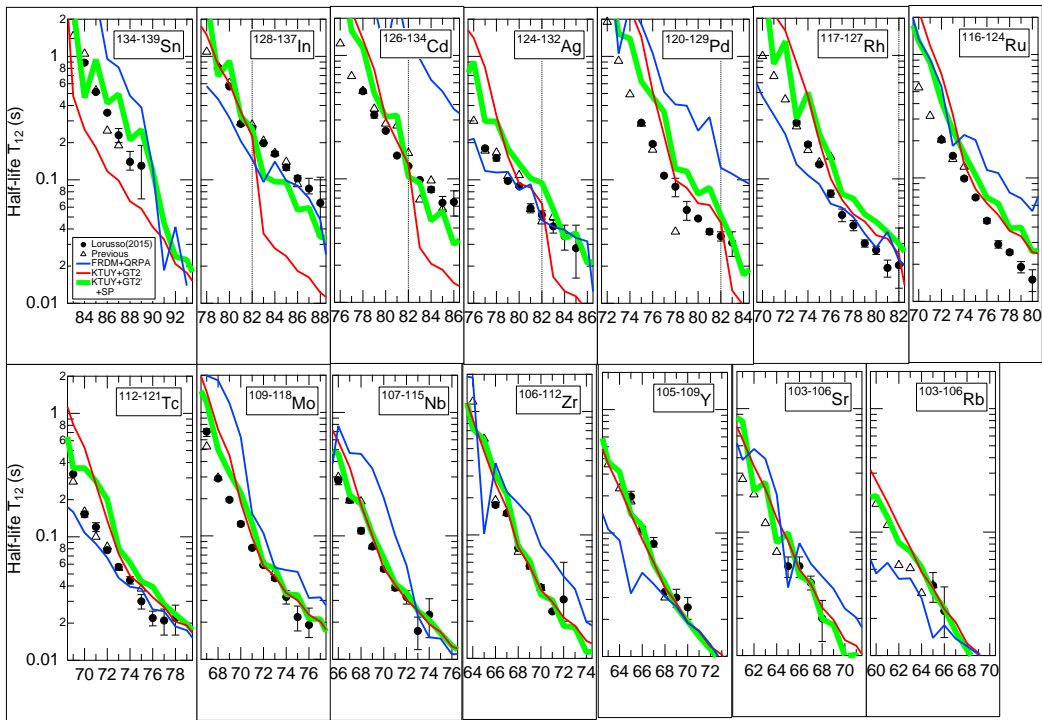


図 3.2.2-4: 中重中性子過剰核における半減期の実験値と理論値の比較。各元素ごとの同位体としてプロット。横軸は中性子の数。実験値及び比較のための理論値は [6] より引用。

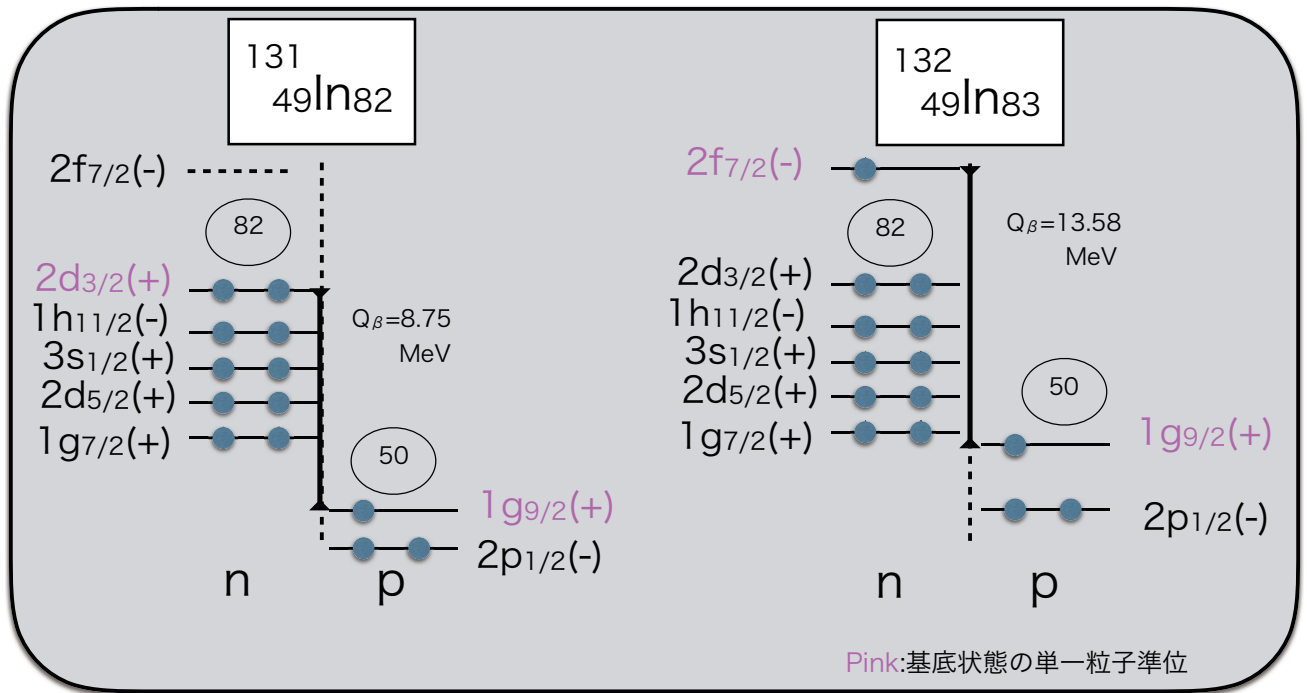


図 3.2.2-5: $^{131,132}\text{In}$ の単一粒子準位。n : 中性子単一粒子準位。p : 陽子単一粒子準位

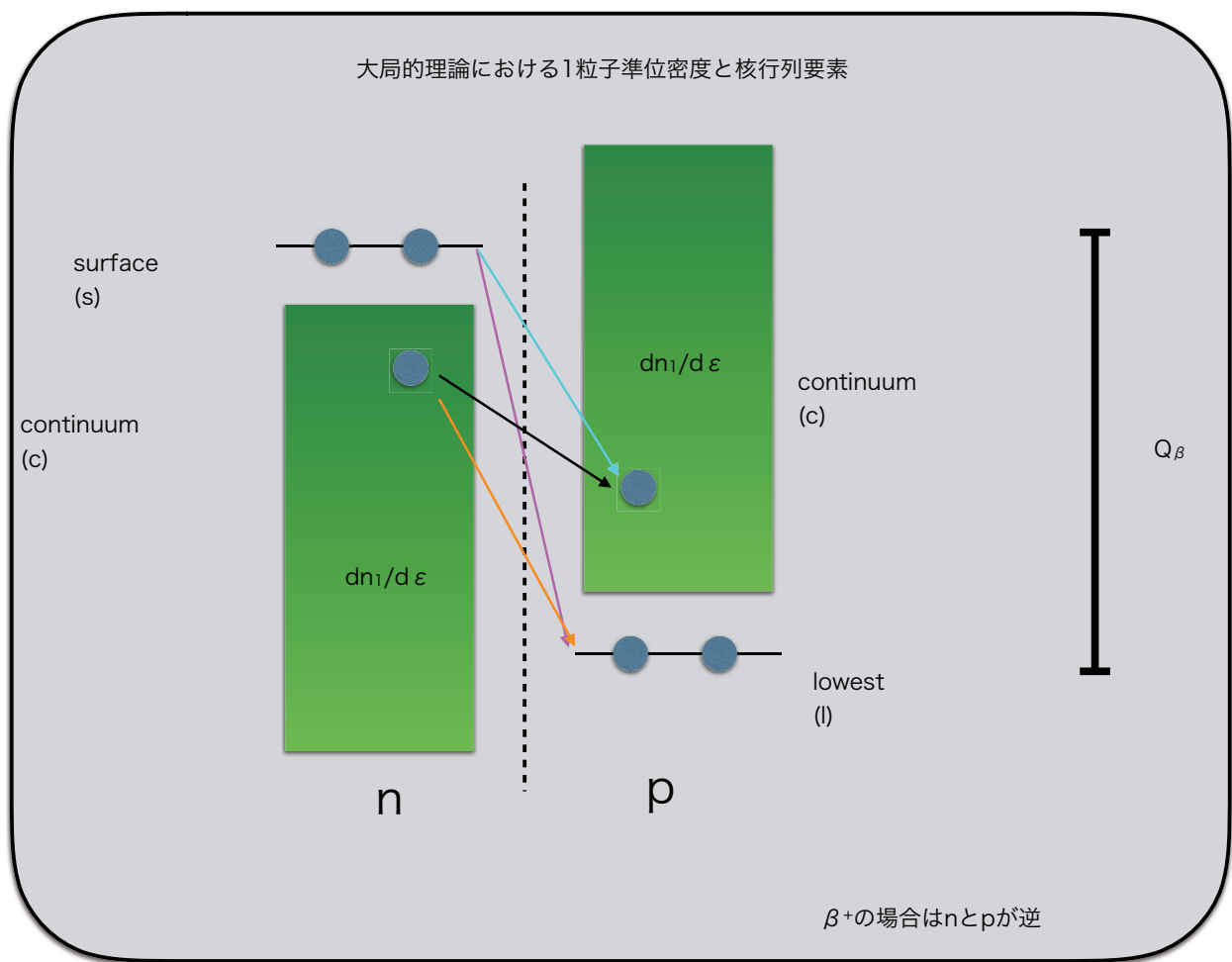


図 3.2.2-6: β 大局的理論における 1 粒子準位密度と各行列要素

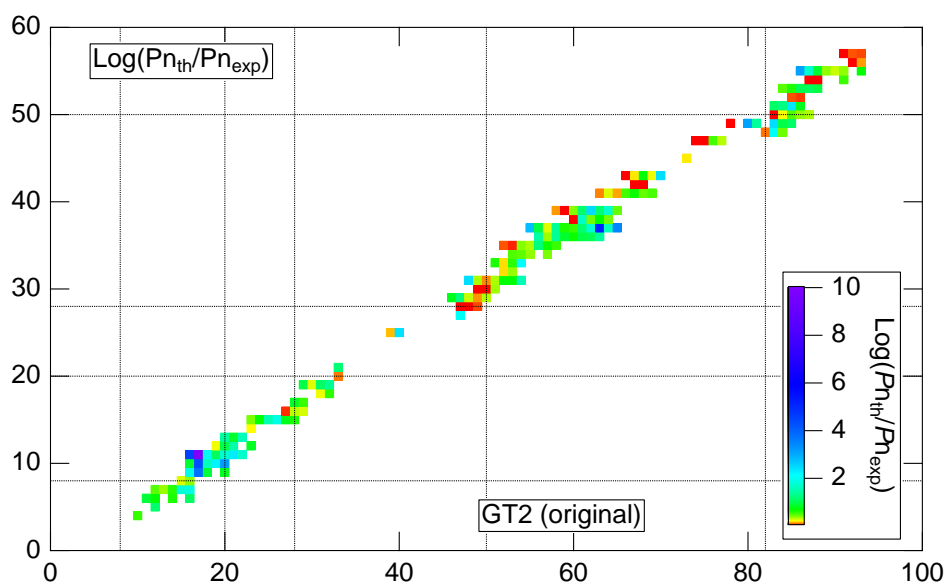
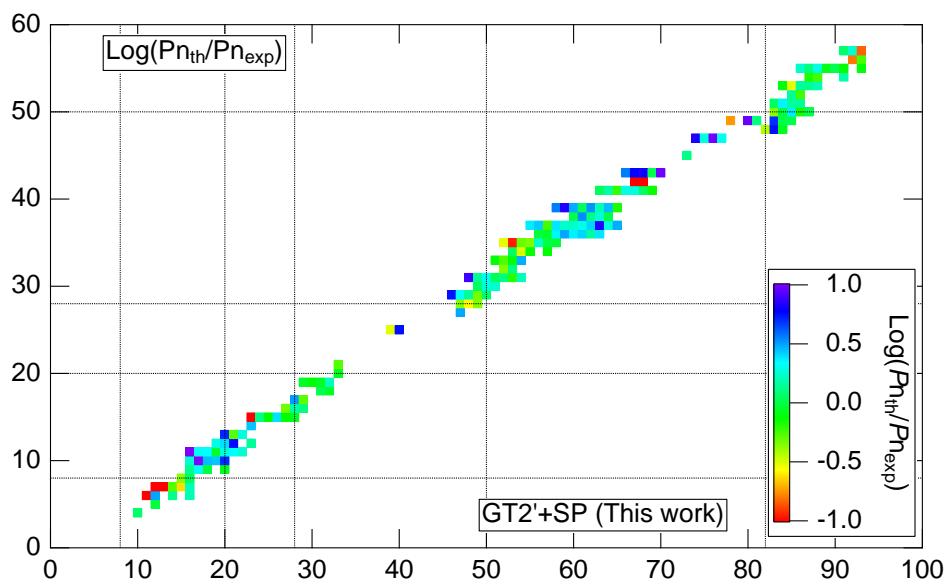


図 3.2.2-7: 大局的理論による理論計算と実験値の遅発中性子放出割合比較 (核図表表記)。 $\text{Log}(\text{理論値}/\text{実験値})$ 。上図: GT2 で計算された理論計算との比較。下図: 今回の改良結果


```

module GTVersion
  implicit none
c  iversion
c  1:plain
c  2:Koyama-Takahashi-Yamada(GT1)
c  3:KTY+improved DGT
c  4:KTY+Kondoh
c  5:KTY+Kondoh+improved DGT(GT2)
c  6:Semi-Gross
c  7:Koura
c  iversiotype
c  1:Modified-Lorentz-1(sigmaN=12) : GT1 Takahashi(1973) version(sigmaN=12)
c  2:Modified-Lorentz-2(sigmaN=16) : GT1' Kondoh(1985) version(sigmaN=16)
c  3:two function of modified-Lorentz : GT2- JAERI-M87-122(1987) version
c  4:two function of hyperbolic-secant: GT2 Tachibana(1990) version
c  5:two function of GT2 function : SGT Nakata(1997) version
c  6:two function of new-function : Koura version
c  iversiondeltanp c 1:0.85,0.70,0.60
c  2:from mass relation
  integer,parameter:: iVersion=2,iVersiotype=2,iVersiondeltanp=1

```

← GT1st versionとして普及(ENSDFの評価等)
 ← GT2nd versionとして標準的に普及
 ← 今回改良した版

図 3.2.3-1: コード上のパラメータの設定箇所。

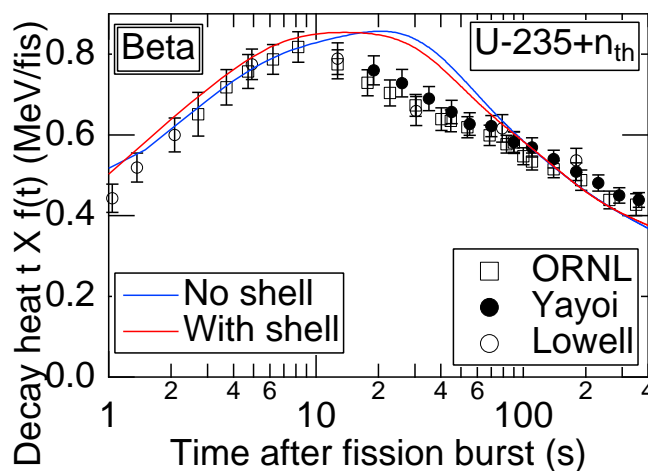


図 3.2.4-1: U-235+n_{th} の崩壊熱の時間発展の計算結果。縦軸は崩壊熱にその時の時間をかけた量。崩壊熱の時間発展の構造を見るのによく用いられる。青線は本章の説明における iVersion=4 の例。赤線は殻効果を取り入れた新しい計算結果の例で本章の説明における iVersion=7 の例。

3.3 核分裂片独立収率計算手法の開発

本章では核分裂片独立収率の研究について報告する。本年度の事業目標に従い、これまでに開発した核分裂片独立収率計算コードを用いて核分裂片独立収率の計算を様々な核種およびエネルギーに対して行った。

3.3.1 揺動散逸模型（ランジュバン模型）の概要

核分裂の時間発展は「入射粒子が標的核にぶつかって形成される複合核の形状の時間発展」と物理的に解釈することができる。複合核の形状の表し方にはいくつか流儀があるが、本研究では特に二中心殻模型（図 3.3.1-1 参照のこと）を用いる [1]。二中心殻模型については平成 24 年度の成果報告の中で詳細に解説が与えられているため、本稿では変数の定義のみを次のように与える。

$$z_0 = |z_1| + |z_2|, \quad (3.22)$$

$$\delta_1 = \frac{3(a_1 - b_1)}{2a_1 + b_1}, \quad (3.23)$$

$$\delta_2 = \frac{3(a_2 - b_2)}{2a_2 + b_2}, \quad (3.24)$$

$$\alpha = \frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2}. \quad (3.25)$$

ここで更に重心間距離 z_0 を次のように複合核の半径 R_{CN} を用いてスケーリングすることで計算コストの軽量化を図っている。

$$z = \frac{z_0}{R_{CN}B}, \quad (3.26)$$

$$B = \frac{3 + \delta}{3 - 2\delta} \quad (3.27)$$

これらの二中心殻模型の変数で表される複合核の形状の時間変化は揺動散逸理論に基づくランジュバン方程式（摩擦項と揺動項が加わった運動方程式）

$$\frac{dq_i}{dt} = (m^{-1})_{ij} p_j, \quad (3.28)$$

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial V}{\partial q_i} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial q_i} (m^{-1})_{jk} p_j p_k - \gamma_{ij} (m^{-1})_{jk} p_k + g_{ij} R_j(t) \quad (3.29)$$

に従う [2]。ここで二つの分裂片で変形度が共通 ($\delta_1 = \delta_2 = \delta$) と仮定した三次元計算では、 q_i は複合核の形状は先述の三つの変数 $q_i = \{z, \delta, \alpha\}$ で定義できる。 z が複合核の伸びに対応する重心間距離であり、 δ が分裂片の変形度および α が分裂片の質量非対称度に対応している。また V はポテンシャル、 m_{ij} は慣性質量、 γ_{ij} は摩擦係数である。揺動項に含まれる R_{ij} はランダム力で、

$$\langle R(t) \rangle = 0, \langle R(t)R(t') \rangle = 2\delta(t - t') \quad (3.30)$$

で規格化された白色雑音である。ランダム力の大きさ g_{ij} は複合核の温度 T と摩擦係数の間でアインシュタイン関係 $\gamma_{ij}T = \sum_k g_{ik}g_{kj}$ を満たす。

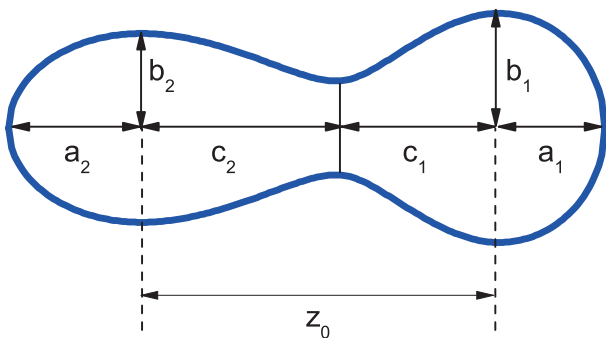


図 3.3.1-1: 二中心殻模型による複合核の形状。二中心殻模型は二つの調和振動子の対称軸を z 軸、それに垂直な軸を ρ 軸とすると、二つの振動子が接触する点を原点とする。その原点から各々の調和振動子の中心までの距離を z_1, z_2 とし、楕円の z 軸方向の長さを a_1, a_2 、 ρ 軸方向の長さを b_1, b_2 とする。

3.3.2 理論コードの整備状況

初年度から昨年度までの過去三年の間に下記とおり、概要で述べたランジュバン模型に対して遅発中性子収率や原子炉動特性の評価への応用を目指した理論の拡充を行ってきた。

- 陽子非対称度および中性子非対称度の導入 (平成 24 年度) : 分裂片の質量分布だけでなく、同じ質量数を持つ分裂片に対して電荷分布や中性子分布をランジュバン模型で計算できるように理論を拡張した。
- 二つの核分裂片で独立な変形度の導入 (平成 25 年度) : 複合核の形状を表す際に二つの分裂片の変形度が共通であるという仮定は実際よりもエネルギー的に損をする核分裂の形状を与える可能性がある。特に質量非対称が大きい場合には分裂時の形状を正しく表現できない。そこで二つの分裂片で異なる変形度を導入し、より現実的な複合核の形状を記述できるように模型を拡張した。
- 微視的輸送係数の導入 (平成 26 年度) : ランジュバン模型は統計的な性質が強い模型であるため高エネルギー ($E^*=100\text{MeV}$ 以上) での核分裂を得意としてきた。その経緯から原子核を流体として考える巨視的な取扱い (Werner-Wheeler 近似) による輸送係数 (慣性質量および摩擦係数) が使われてきたが、原子炉で重要となる低温 (低エネルギー) 状態では輸送係数をポテンシャルからの線形応答で求める微視的な取扱いの方が巨視的取扱いよりも現実的だと期待されてきた。昨年度には微視的輸送係数を導入し、その効果を検証した [3, 4]。

このように高燃焼度原子炉動特性の評価のための遅発中性子収率高精度化に必要な動力学模型の構築が昨年度までで終了した。以上の成果をもとに、本年度は様々な核種およびエネルギーを対象としたランジュバン計算を行った。特に原子炉動特性評価のために下記の核種を対象とした励起エネルギー $E^* = 5 \sim 30\text{MeV}$ の間で 5MeV 刻みでの独立収率を用意した。

- U 同位体 : ^{233}U , ^{234}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{239}U
- Pu 同位体 : ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu

- Am 同位体 : ^{241}Am , ^{242}Am , ^{243}Am , ^{244}Am
- Cu 同位体 : ^{242}Cm , ^{244}Cm , ^{245}Cm , ^{246}Cm , ^{247}Cm

また本年度は代表的な核分裂の指標となる物理量と実験値の比較から、構築した模型の高精度化を図った。

3.3.3 独立収率の計算結果

本節では昨年度までに開発したランジュバンコードを用いて様々な核種で計算を行い、原子炉動特性評価ヘデータの引渡しを行った。そこで実際に動特性評価に用いられた核種の中からウラン同位体を例に、様々なエネルギーでの質量分布と全運動エネルギーの計算結果を分裂片の関数として図示する。図 3.3.4 から図 3.3.4 はいずれも中性子入射によってできる複合核 ^{233}U から ^{239}U までのウラン同位体の計算結果で、複合核の励起エネルギーが下のパネルから順に 10MeV, 15MeV, 20MeV, 25MeV, 30MeV の場合に対応している。また左側の二つのピーク構造を持つ図はいずれも分裂片の質量分布であり、右側は全運動エネルギーを示している。特に質量分布は全体の面積が 2 になるように規格化してあることに注意されたし。これら (図 3.3.4 から図 3.3.4) からは同位体間での分裂片質量分布のピーク位置の変遷や励起エネルギー依存性を系統的に引き出すことができる。また全運動エネルギーの質量分布も様々な核種に対して一連の図中右側のパネルのように予想することが可能である。この他にも図 3.3.4-8 に示したような分裂片の同位体分布に関してもランジュバン模型という物理現象を表す運動方程式から調整パラメータなしで主要なライブラリと比べて遜色ない理論予測値を与えることができた。ここで図中赤色の点が今回の計算値で、その他の点は代表的な核データライブラリに対応している。なお比較に用いた主要ライブラリの詳細は図中に表示してある。最後に図 3.3.4-9 に示したとおり、 ^{226}Ac から ^{264}Fm までの軽および重核分裂片の平均質量を JENDL/FPY-2011 ライブラリと比較した。以上で示したとおり、昨年度までに改良を重ねたランジュバン模型は代表的な核データライブラリの値を再現できるだけでなく、実測値のない核種に対しても様々な物理量を与えることができる。

3.3.4 まとめ

本事業では、原子炉内で起こる原子核の崩壊過程を把握するために、原子炉内で実現される低温領域において予言力を持つ理論模型を構築し、実験データとの比較を重ねながら予測精度向上を図ることを目標の一つとしていた。そこで原子炉動特性を評価するために不可欠な同位体収率を与えるための拡張 (平成 24 年度) や核分裂時の複合核の形状をより現実的に記述するための改良 (平成 25 年度)、低温での運動で重要となるポテンシャルと矛盾しない輸送係数の導入 (平成 26 年度) を行うことによって理論模型の高精度化を実現してきた。その成果は本節で示した多数の計算例からも見て取れる。本事業で開発された核分裂片独立収率計算手法は低励起状態から高励起状態での独立収率の実験値を様々な核種において精度良く再現する。また計算過程に調整パラメータが入らない、純粋な物理描像に基づく理論模型であるため、実験値のない核種に対しても十分な予言力を保っている。高燃焼度原子炉動特性の評価への応用という面では同位体収率の更なる精度向上が望まれる部分もあるが、原子力の基礎となる低温での核分裂現象を少ない基本的な変数で説明できる理論模型が構築できた。

参考文献

- [1] J. Maruhn and W. Greiner, Z. Phys. **251**, 431 (1972).

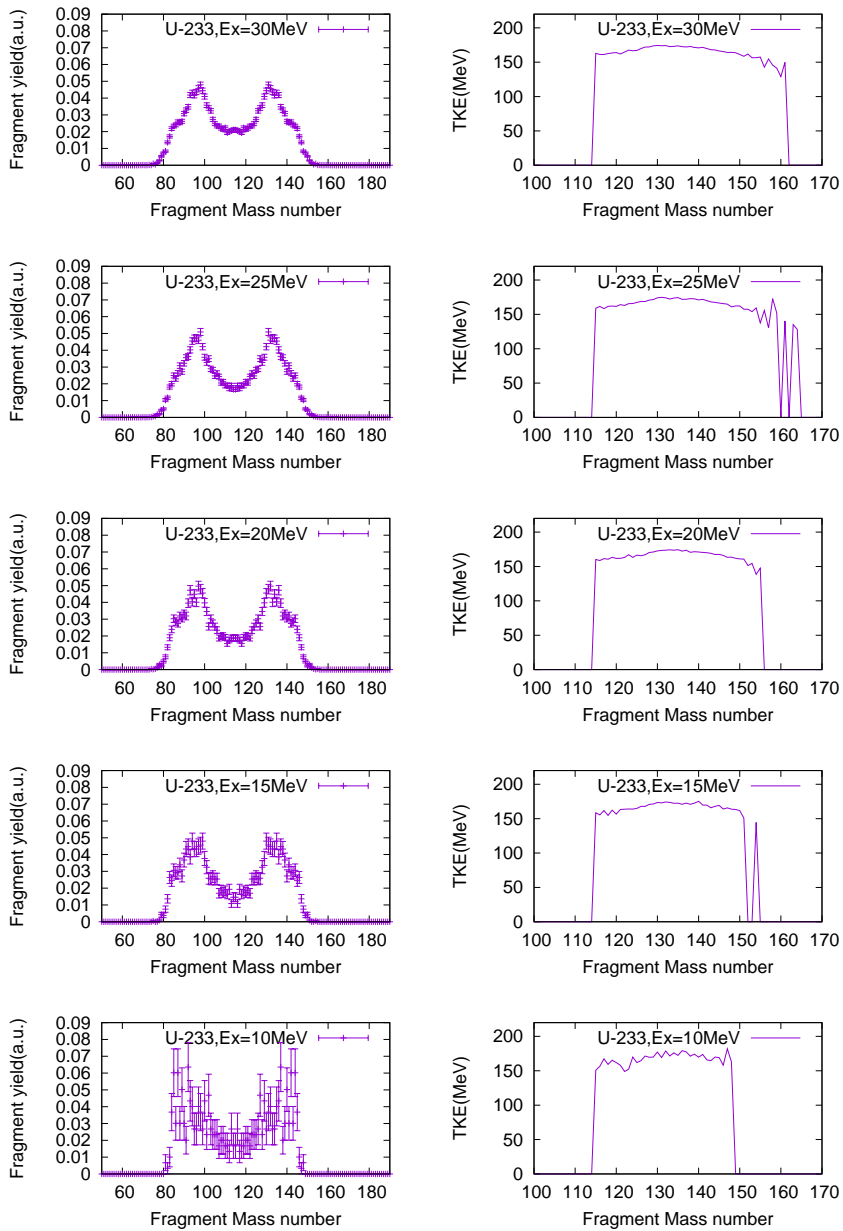


図 3.3.4-1: 中性子入射で形成される複合核 ^{233}U の核分裂時の分裂片の質量分布 (左側の5つのパネル) と全運動エネルギー分布 (右側の5つのパネル)。

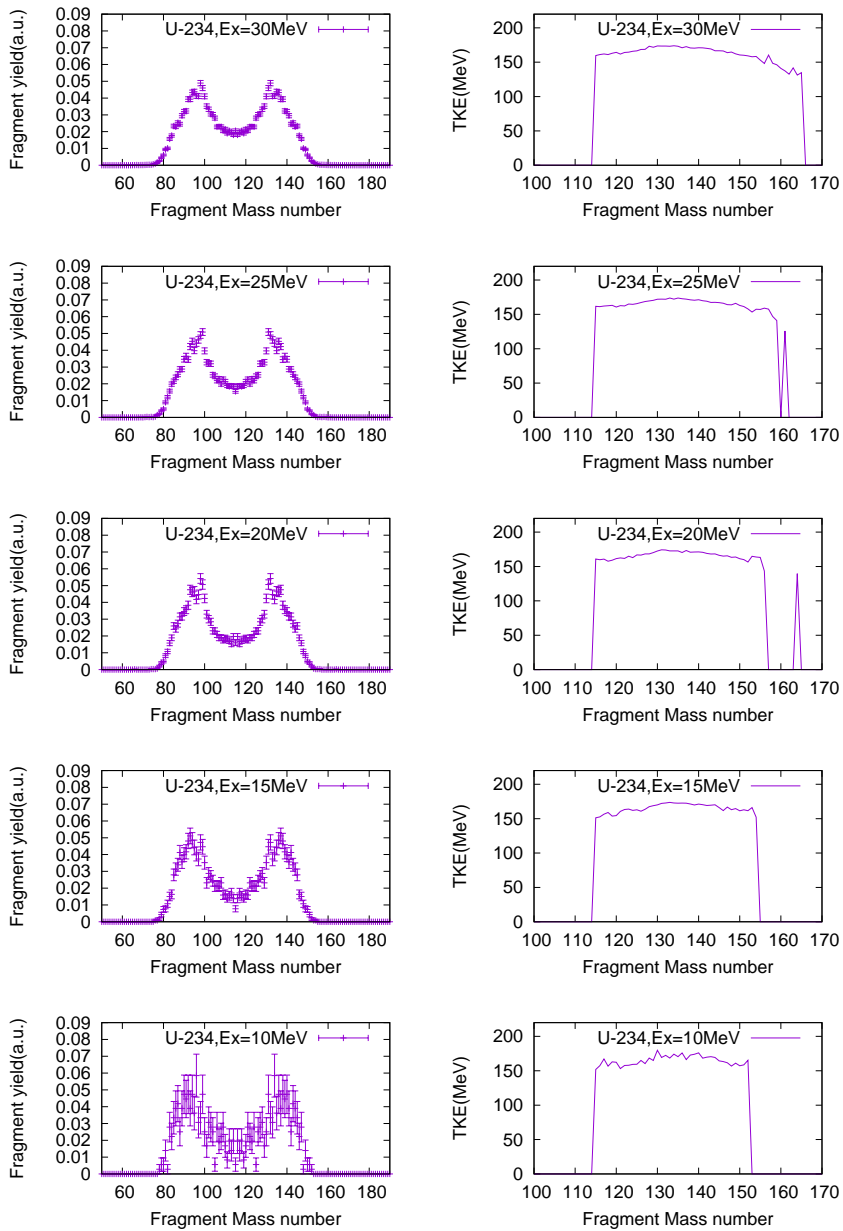


図 3.3.4-2: 中性子入射で形成される複合核 ^{234}U の核分裂時の分裂片の質量分布 (左側の5つのパネル) と全運動エネルギー分布 (右側の5つのパネル)。

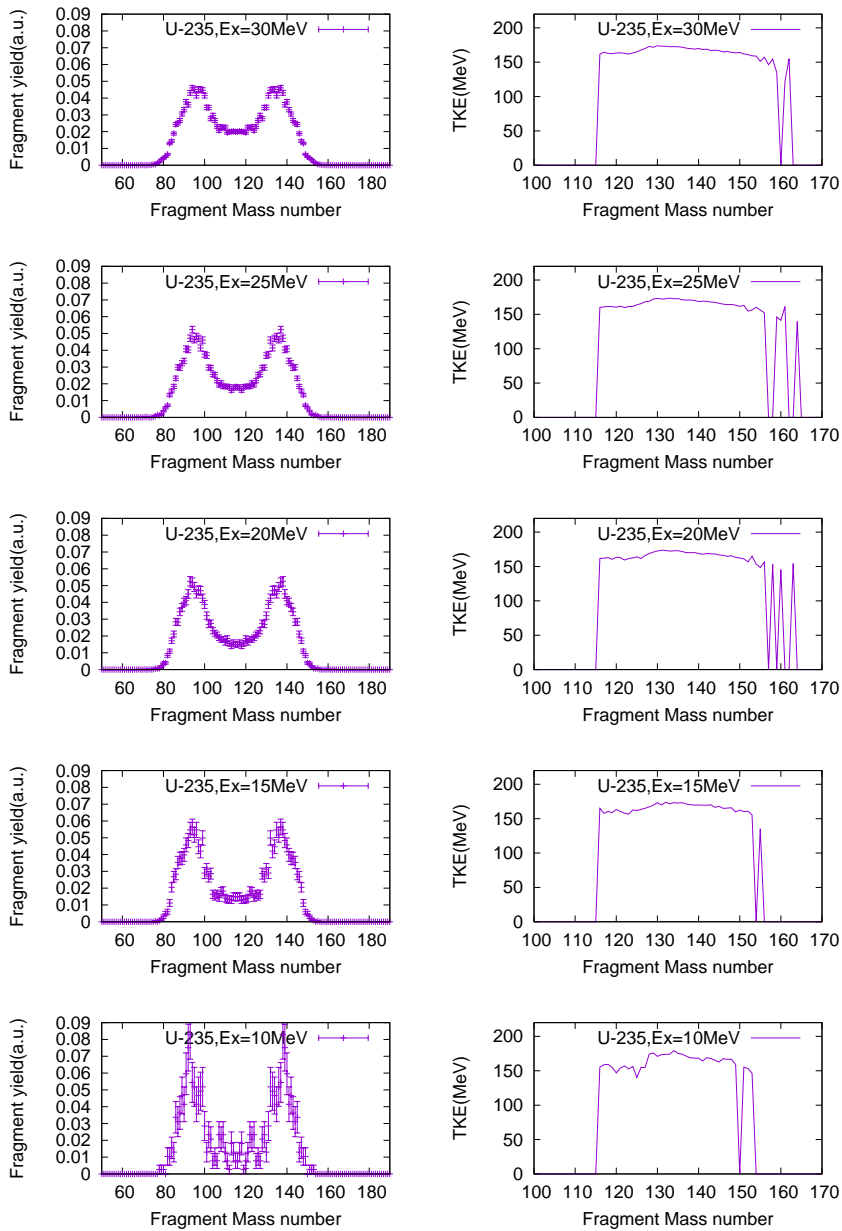


図 3.3.4-3: 中性子入射で形成される複合核 ^{235}U の核分裂時の分裂片の質量分布 (左側の5つのパネル) と全運動エネルギー分布 (右側の5つのパネル)。

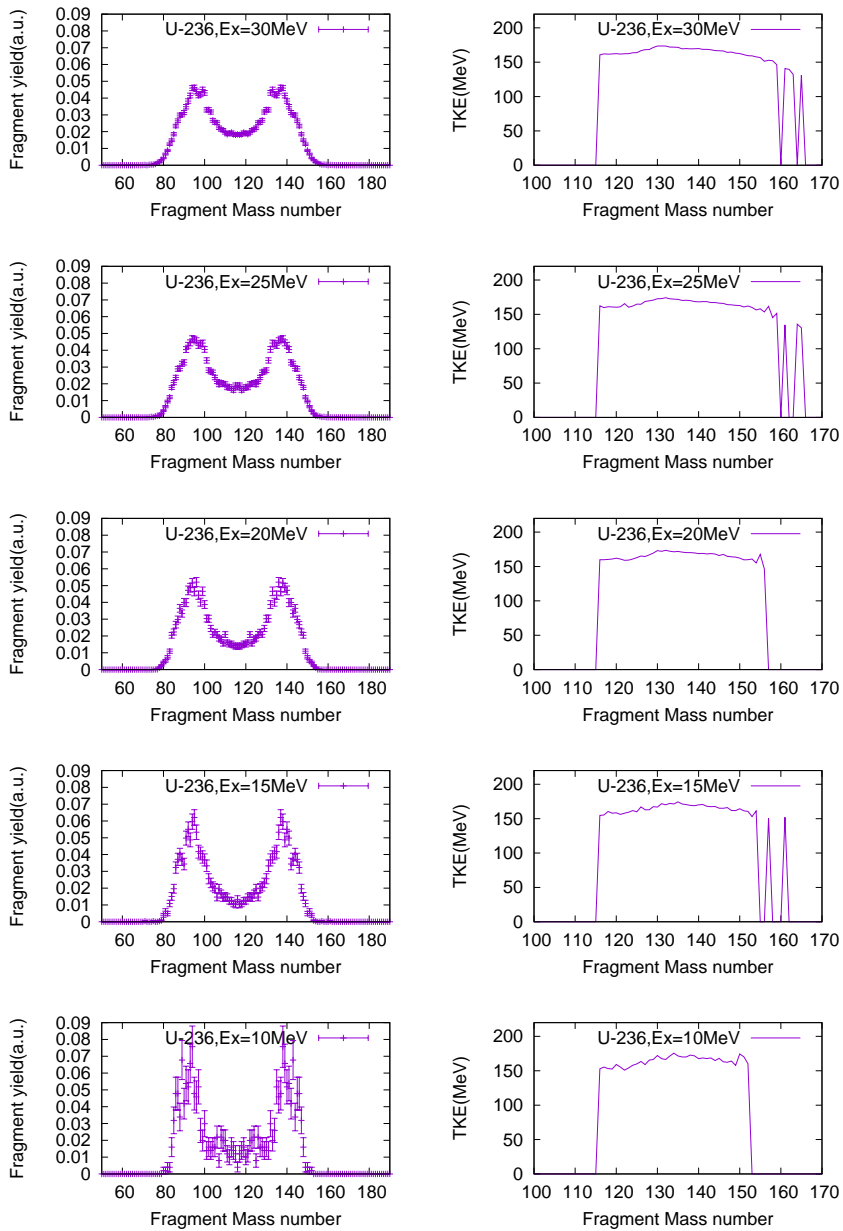


図 3.3.4-4: 中性子入射で形成される複合核 ^{236}U の核分裂時の分裂片の質量分布 (左側の5つのパネル) と全運動エネルギー分布 (右側の5つのパネル)。

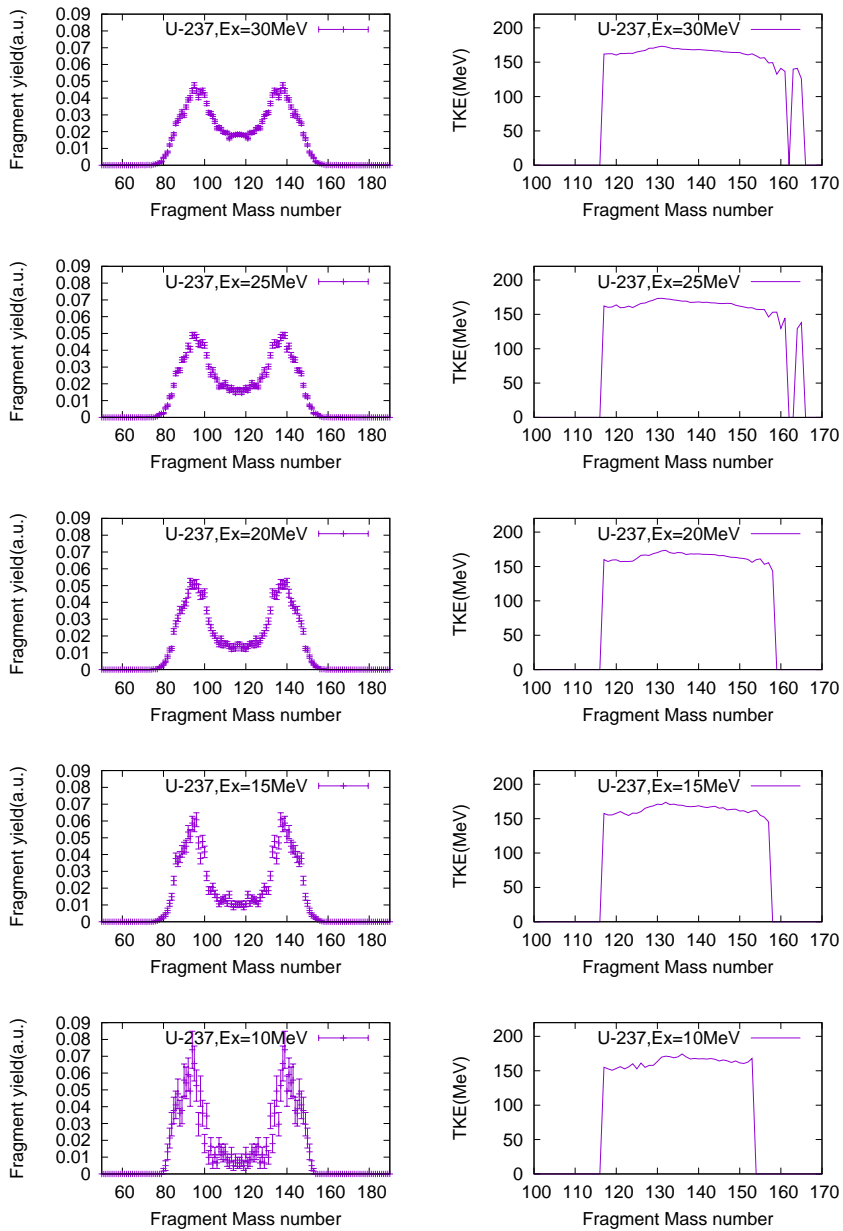


図 3.3.4-5: 中性子入射で形成される複合核 ^{237}U の核分裂時の分裂片の質量分布 (左側の5つのパネル) と全運動エネルギー分布 (右側の5つのパネル)。

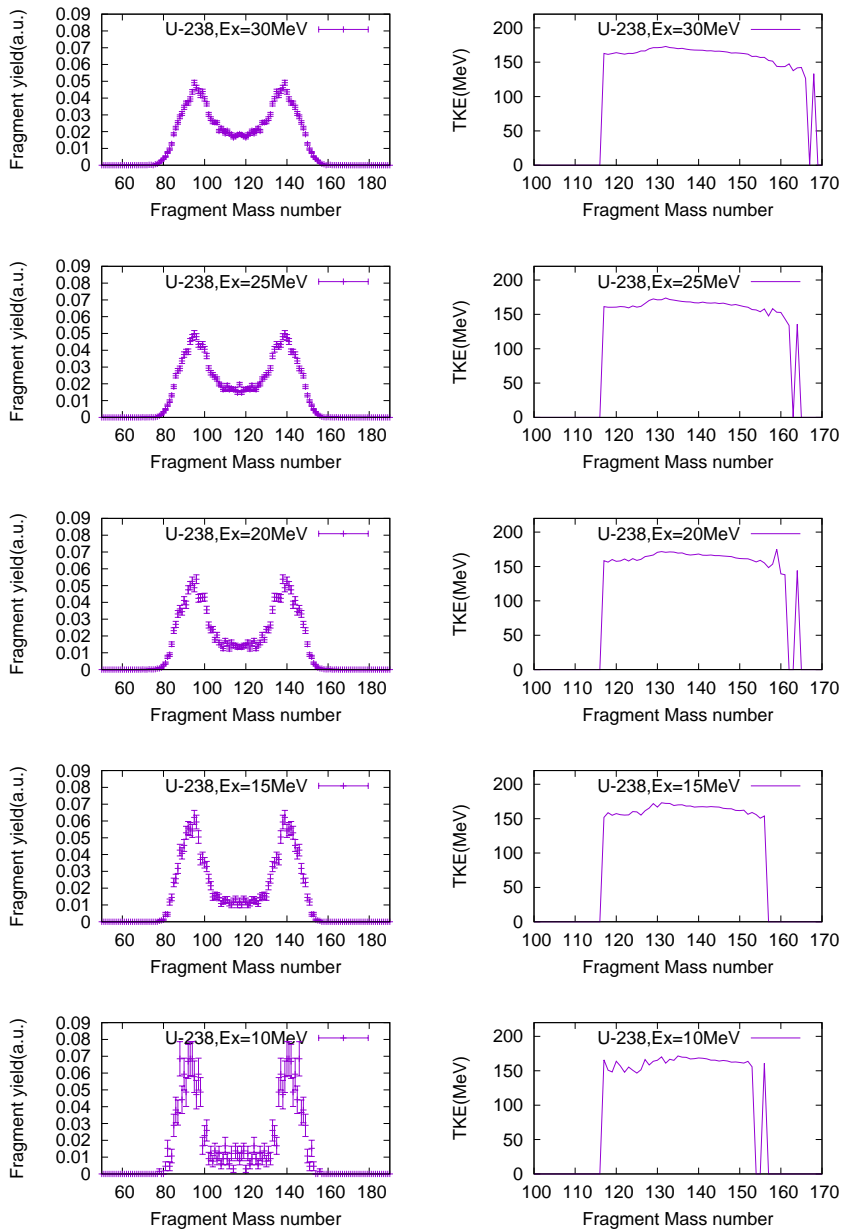


図 3.3.4-6: 中性子入射で形成される複合核 ^{238}U の核分裂時の分裂片の質量分布（左側の5つのパネル）と全運動エネルギー分布（右側の5つのパネル）。

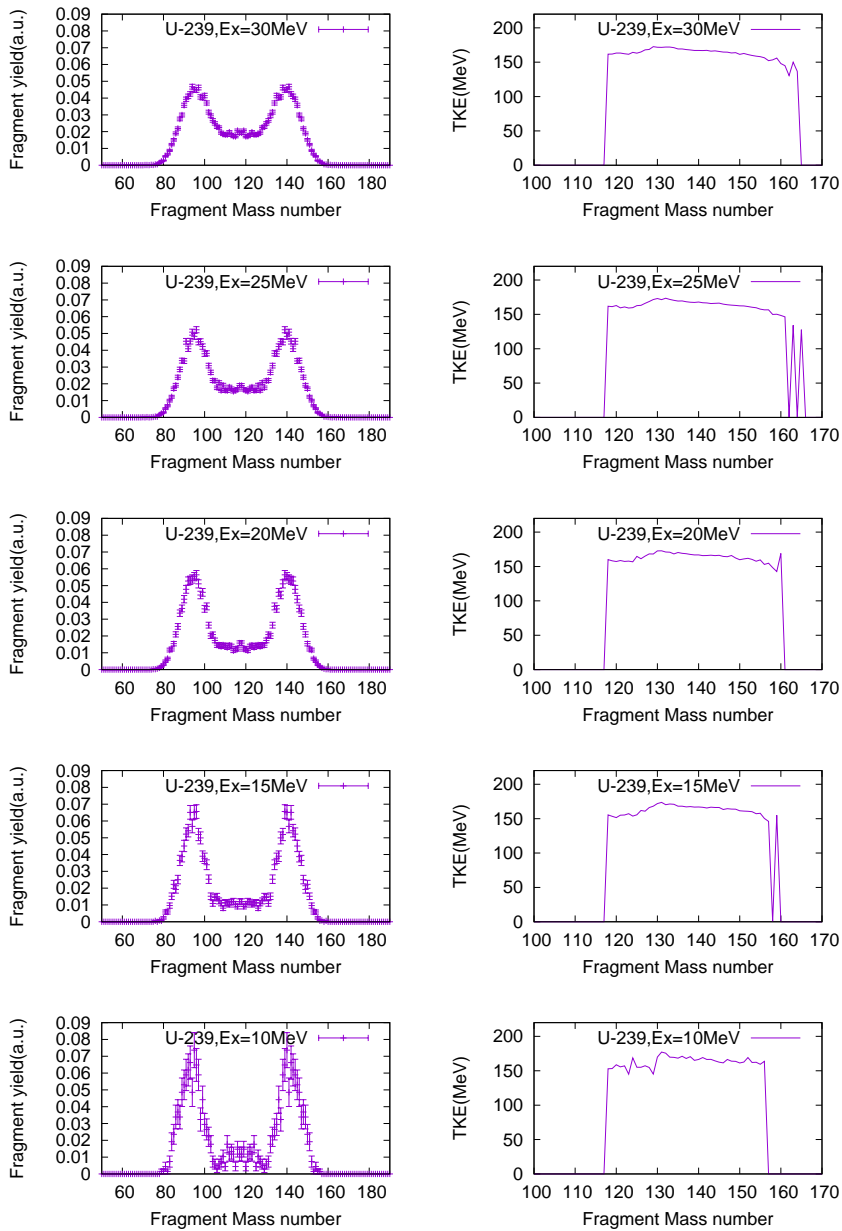


図 3.3.4-7: 中性子入射で形成される複合核 ^{239}U の核分裂時の分裂片の質量分布 (左側の5つのパネル) と全運動エネルギー分布 (右側の5つのパネル)。

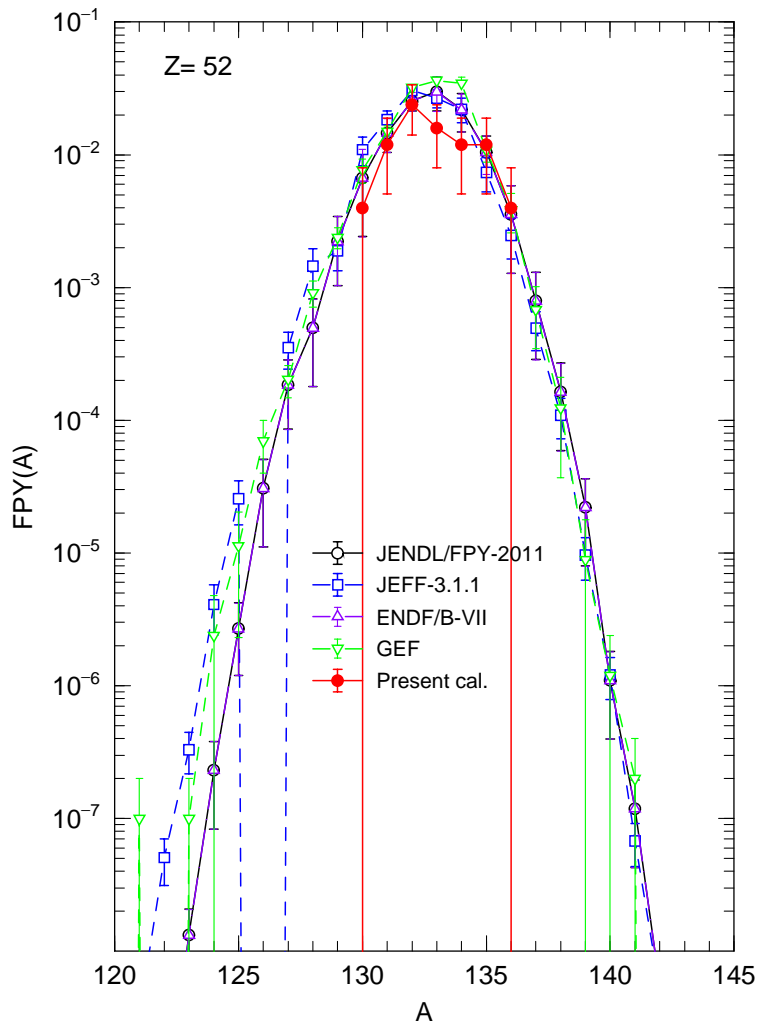


図 3.3.4-8: 陽子数 $Z=52$ を持つ分裂片の分布。誤差棒付きの赤い点がランジュバン模型による計算結果。他の参照値はいずれも代表的な核データライブラリの値で、各々、黒丸印が JENDL/FPY-2011、青い四角印が JEFF-3.1.1、紫色の三角印が ENDF/B-VII に対応している。緑色の逆三角は様々なパラメータを用いて精密に調整された現象論的な模型 GEF の予測値である。

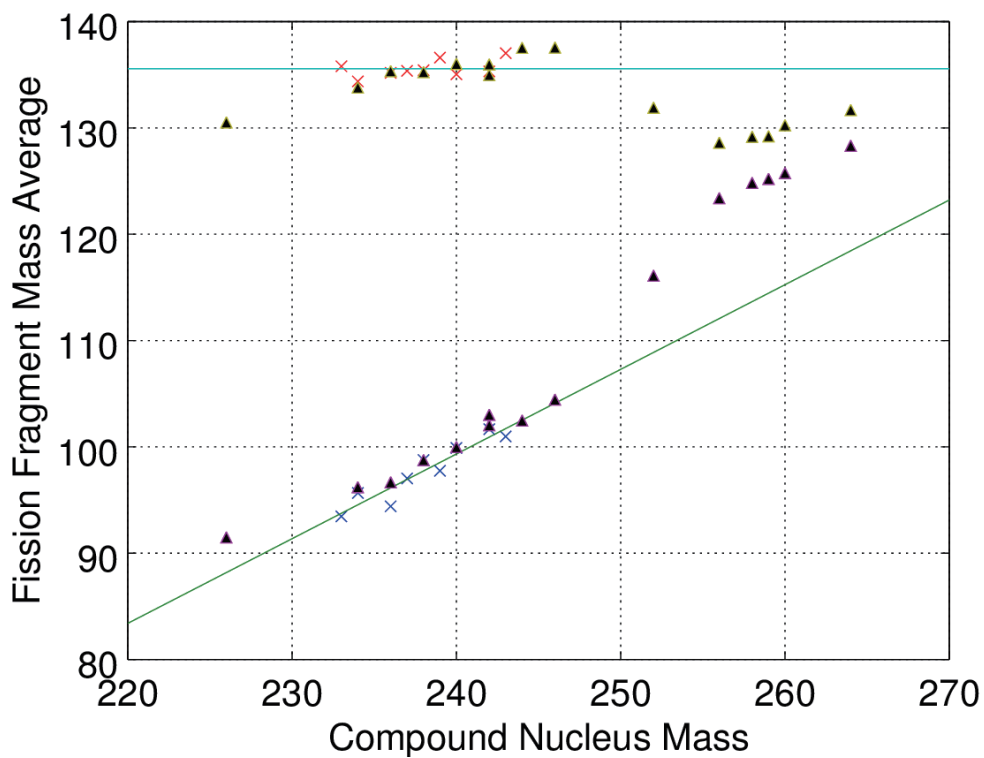


図 3.3.4-9: 軽及び重核分裂片の平均質量の複合核の質量に対する遷移。三角印はランジュバン模型による計算であり、青色と赤色のバツ印は JENDL/FPY-2011 に格納されたデータである。青色の実線は複合核の質量数 $A=250$ までの重い核の平均を示し、緑色の実線は $A=250$ までの軽い核の最適値を示す。

- [2] Y. Aritomo and S. Chiba, “Fission process of low excited nuclei with Langevin approach”, *Phys. Rev. C* **88**, 044614-1-7 (Oct. 2013).
- [3] F. A. Ivaniuk, S. Chiba, Y. Aritomo “The Transport Coefficient of Collective Motion within the Two-Center Shell Model Shape Parametrization”, *J. Nucl. Sci. Tech.*, DOI:10.1080/00223131.2015.1070111.
- [4] Y. Aritomo, S. Chiba and K. Nishio “Independent fission yields studied based on Langevin equation” *Progress in Nuclear Energy*, **85** (2015) 568-572.

3.4 核データ及び原子炉動特性の評価

3.4.1 核データ評価

核データ評価では「1. 代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定」及び「3. 核分裂片独立収率計算手法の開発」で得られた核分裂収率データと「2. 核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究」で得られた崩壊データ(遅発中性子放出率)を元に、遅発中性子核データの評価を実施した。年度ごとの進捗を以下に示す。

- H25 年度

代理反応測定及び動力学模型(ランジュバン計算)で得られたデータを元に核分裂収率の暫定的な評価を行った。また核データの標準的なフォーマットである ENDF 形式 [1] のデータベースを作成するツールを整備し、テストファイルを作成した。

- H26 年度

$^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$ の代理反応測定データを用いて、U, Np, Pu の同位体に対する核分裂収率の評価を行った。測定データは質量数分布のみが得られているため、電荷分布については経験式を適用した。また、ランジュバン計算で得られた新たなデータを元に即発中性子放出を考慮し独立核分裂収率を評価した。独立核分裂収率から崩壊データを用いて累積核分裂収率を導出し、ENDF 形式のデータベースを作成した。

- H27 年度

代理反応及びランジュバン計算で得られた核分裂収率と崩壊データを元に評価を行い、ENDF 形式のライブラリーを作成し遅発中性子収率の評価を行った。具体的には代理反応測定及びランジュバン計算で得られた核分裂収率について、即発中性子放出を考慮して独立核分裂収率を導出した後、ベータマン法による崩壊系列の計算結果から、総和計算により時間依存の遅発中性子放出量を求めた。得られたデータから最小二乗法を用いて6群近似のパラメータを決定した。これらの評価データと JENDL-4.0[2] の断面積データを組み合わせて、核データファイルを作成し、原子炉動特性のベンチマーク計算へ提供した。

以下に詳細を述べる。

a. 動力学模型計算結果を用いた評価

(1) 簡易的即発中性子評価

励起エネルギー 20MeV の ^{236}U に対するランジュバン計算の結果に対して、以下の仮定により即発中性子放出の簡易的な評価を行った。

- 全核分裂片について中性子放出分布は一定
- 各核分裂片からの中性子放出数はガウス分布

これらを用いると、 n 個の即発中性子を放出する確率 $p_{\bar{\nu}}(n)$ は、

$$p_{\bar{\nu}}(n) = \int_{n-0.5}^{n+0.5} dx \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\bar{\nu}}} e^{-\frac{(x-\bar{\nu})^2}{2\sigma_{\bar{\nu}}^2}} \quad (3.31)$$

となる。ここで $\bar{\nu}$ は平均の中性子放出数、 σ_{ν} はその分散である。ランジュバン計算で得られた分布を $Y_L(Z, A)$ とすると、即発中性子放出後の分布 $Y_I(Z, A)$ (独立核分裂収率) は

$$Y_I(Z, A) = \sum_n Y_L(Z, A + n) p_{\bar{\nu}}(n) \quad (3.32)$$

で得られる。図 3.4.1-1 に励起エネルギー 20MeV の ^{236}U 核分裂の核分裂収率と JENDL-4.0 のデータとの比較を示す。得られた結果は対称分裂部分について若干の過小評価が見られるものの、ピークに位置及び幅共に JENDL-4.0 のデータとよく一致することが分かった。

得られた質量数分布から遅発中性子収率の暫定的な評価を行った。荷電分布としてガウス分布を仮定し、JENDL/FPD-2011[3] の崩壊データを用いて累積核分裂収率を求め、総和計算により遅発中性子収率を得た。荷電分布中心値及び分散は、JENDL の評価値及び得られた遅発中性子収率を参考に調整を行った。ただし荷電分布の核分裂核の励起エネルギーにより変化しないとした。得られた結果を図 3.4.1-2 に示す。ランジュバン計算結果から得られた値は 7MeV 以上の中性子エネルギーでは JENDL-4.0 で与えられている評価値と近い値となったが、低エネルギー部分で大きく過小評価している。図中の曲線は汎用の核分裂理論計算コード GEF[4] の結果であるが、大きなエネルギー依存性を持ち、低エネルギー部分で評価データと近い値を示す。簡易的な評価では低エネルギー部分の過小評価を改善することが困難なため、GEF コードの即発中性子放出及び荷電分布を用いて評価を実施した。

(2) GEF コード計算を考慮した評価

核分裂片の荷電分布及び即発中性子放出分布を GEF コードを用いて計算した。遅発中性子放出核として重要な Br 同位体について、 ^{236}U の 10, 20, 30MeV の励起状態から核分裂により生成された場合の中性子放出数の分布を図 3.4.1-3 に示す。同位体により、放出される中性子数の分布は異なるとともに、核分裂核の励起エネルギーが増加するとにより、放出される中性子数は大きく変化している。

ランジュバン計算の核分裂収率の質量数分布から、GEF コードによる荷電分布及び即発中性子放出分布を用いて、最終的な独立核分裂収率 $Y_I(Z, A)$ を得た。ランジュバン計算による得られた質量数分布を $Y_L(A)$ とすると、 $Y_I(Z, A)$ は

$$Y_I(Z, A) = \sum_n Y_L(A + n) \frac{Y_G(Z, A + n)}{\sum_z Y_G(z, A + n)} p_G^{(Z, A + n)}(n) \quad (3.33)$$

で得られる。ここで $Y_G(Z, A)$ 及び $p_G^{(Z, A)}(n)$ はそれぞれ GEF コードの計算による核分裂片 (原子番号 Z 、質量数 A) の収率計算結果及び n 個の即発中性子を放出する確率である。得られた収率から JENDL/FPD-2011 の崩壊データ及び遅発中性子放出率を用いて、総和計算により遅発中性子収率を求めた。図 3.4.1-4 及び 3.4.1-5 に、励起エネルギー 10MeV ~ 30MeV の ^{236}U 及び ^{240}Pu に対する質量数ごとの核分裂収率と遅発中性子収率を示す。図の上段が核分裂片の、下段が遅発中中性子の収率である。励起エネルギーの増加により核分裂片の質量数分布が広がり、また、遅発中中性子の放出は軽い核分裂片の方に偏っていることが分かる。

これらの総和計算結果を元に、励起エネルギーを対応する中性子入射エネルギーに換算し、中性子入射核分裂に対する遅発中性子収率の評価値を決定した。マルチチャンス核分裂の効果は無視し、全てファーストチャンス核分裂であるとした。図 3.4.1-6 に遅発中中性子収率の評価結果を示す。図中の丸印がランジュバン計算データから導出した遅発中中性子収率の結果である。実線が最

最終的な評価結果である。JENDL-4.0 及び GEF の計算結果についても比較のため示す。上から二段目の左端が $^{235}\text{U}(n,f)$ に対する遅発中性子収率であるが、 ^{235}U に対する遅発中性子収率は比較的良好に分かっており、特に低エネルギーでは JENDL-4.0 の値は信頼性が高いと考えられる。しかしながら、JENDL-4.0 と比較して、ランジュバン計算に基づく評価結果は中性子エネルギー約 3.5MeV(励起エネルギー 10MeV) の部分で大きく過小評価している。ランジュバン計算では古典的な動力学を用いており、低励起エネルギーの信頼性は一般的には低い可能性があるため、最終的な評価値としては励起エネルギー 10MeV のデータは採用しないこととし、全ての核について、低エネルギー部分は GEF の結果を励起エネルギー 15MeV のデータで規格化して外挿したものを評価値とした。全体として JENDL-4.0 の評価値に近いが、低エネルギー部分の依存性が異なり、精度向上のためには更なる検討の余地があると思われる。

(3) 遅発中性子放出率の遅発中性子収率への影響

異なる遅発中性子放出率 P_n データセットについて、遅発中性子収率総和計算の結果へ与える影響について調べた。図 3.4.1-7 及び図 3.4.1-8 は ^{236}U 及び ^{240}Pu に対する核分裂片質量数及び励起エネルギー依存性の比較である。図中の FPD11 は JENDL/FPD-2011、GTK2015 は大局理論による P_n データに基づいた結果である。case1 は FPD11 を 2014 年 4 月版 ENSDF[5] の P_n データ及び JAEA 核図表 2014[6] の編集時に収集されたデータで改訂したものである。case2 は case1 で P_n がゼロのものを GTK2015 の値に変更したものである。FPD11 と case1、case2 ではほぼ同じ値となったが、GTK2015 を使用した遅発中性子収率は他と比較し 2 倍程度の大きさになった。図 3.4.1-6 は FPD11 のデータを用いた結果であるが、GTK2015 と比較し遅発中性子の測定データを考慮して評価された JENDL-4.0 の値に近い。本事業の原子炉動特性評価には、FPD11 に基づいた評価値で実施したが、GTK2015 に基づいた評価値は大幅に過大評価する可能性が大きく、また case1、case2 で考慮した P_n の影響は非常に小さいと考えられる。

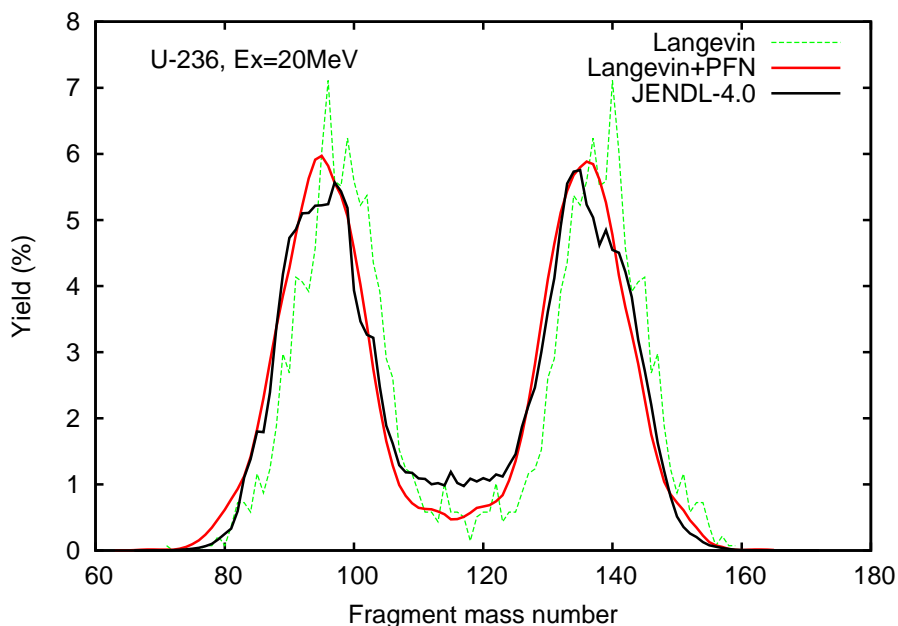


図 3.4.1-1: ランジュバン計算から評価した独立核分裂収率と JENDL-4.0 の評価値との比較。“Langevin” はランジュバン計算、“Langevin+PFN” は即発中性子放出を考慮した値、“JENDL-4.0” は 14MeV 中性子に対する $^{235}\text{U}(n,f)$ の評価値を表す。

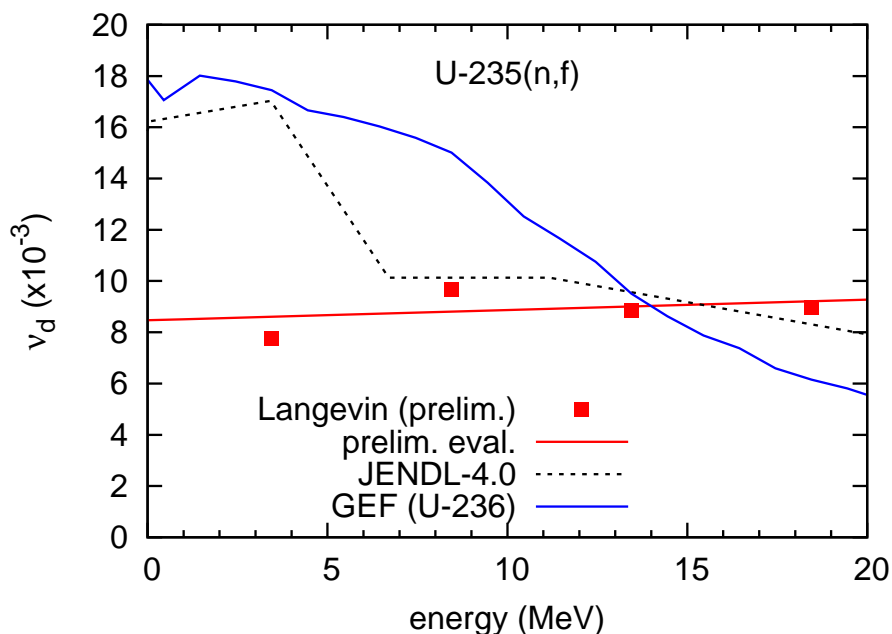


図 3.4.1-2: $^{235}\text{U}(n,f)$ に対する遅発中性子収率の暫定評価結果。“Langevin(prelim.)” は ^{236}U に対するランジュバン計算結果から導出した値を表す。“prelim. eval” はエネルギー依存性を直線で近似したもの。

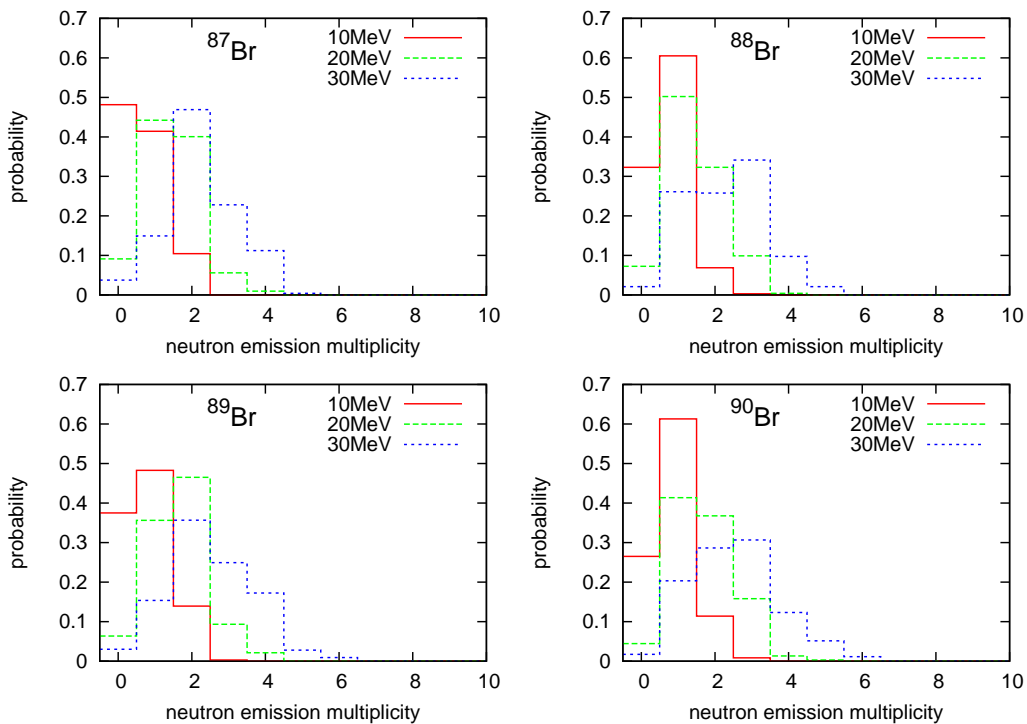


図 3.4.1-3: GEF コードにより計算した ^{236}U の核分裂片 (Br 同位体) からの中性子放出数分布。 ^{236}U の励起エネルギー 10, 20, 30MeV からの核分裂について、実線、破線、点線で示している。

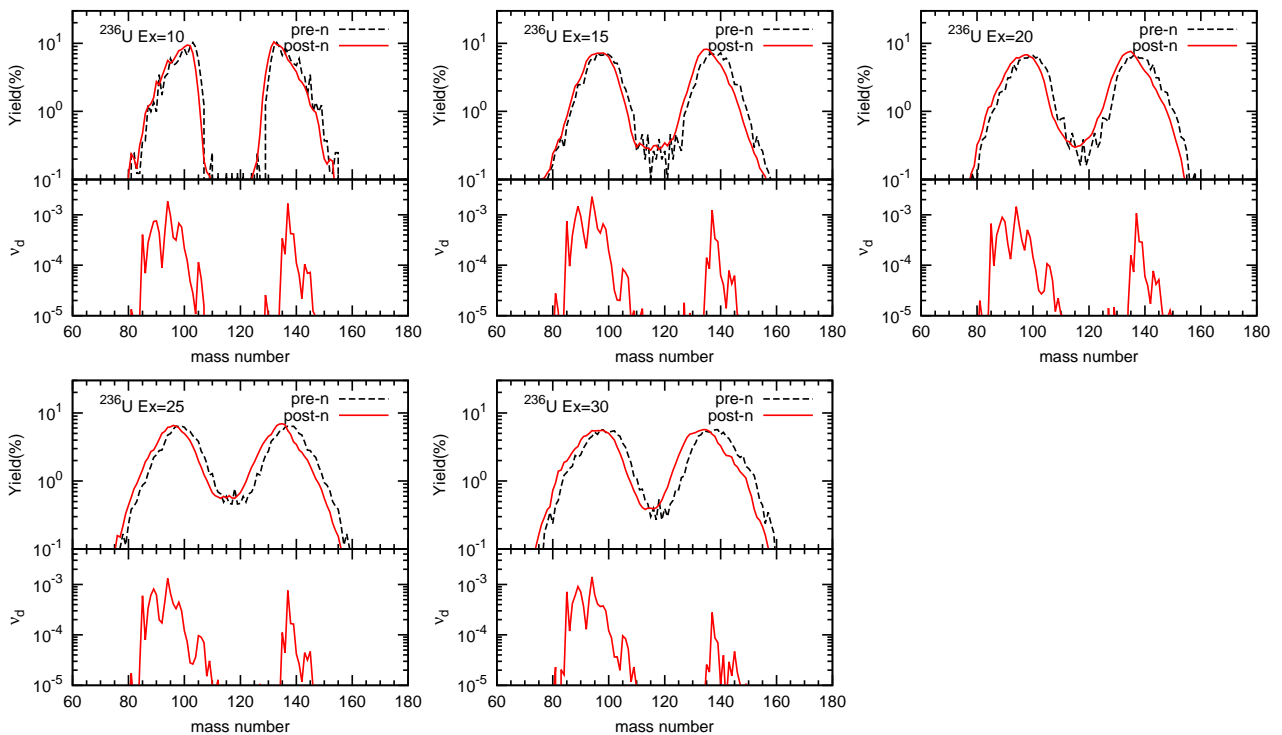


図 3.4.1-4: ランジュバン計算結果から評価した ^{236}U の核分裂収率と遅発中性子収率の質量数依存性。“pre-n” は即発中性子放出前、“post-n” は即発中性子放出後の分布を表す。

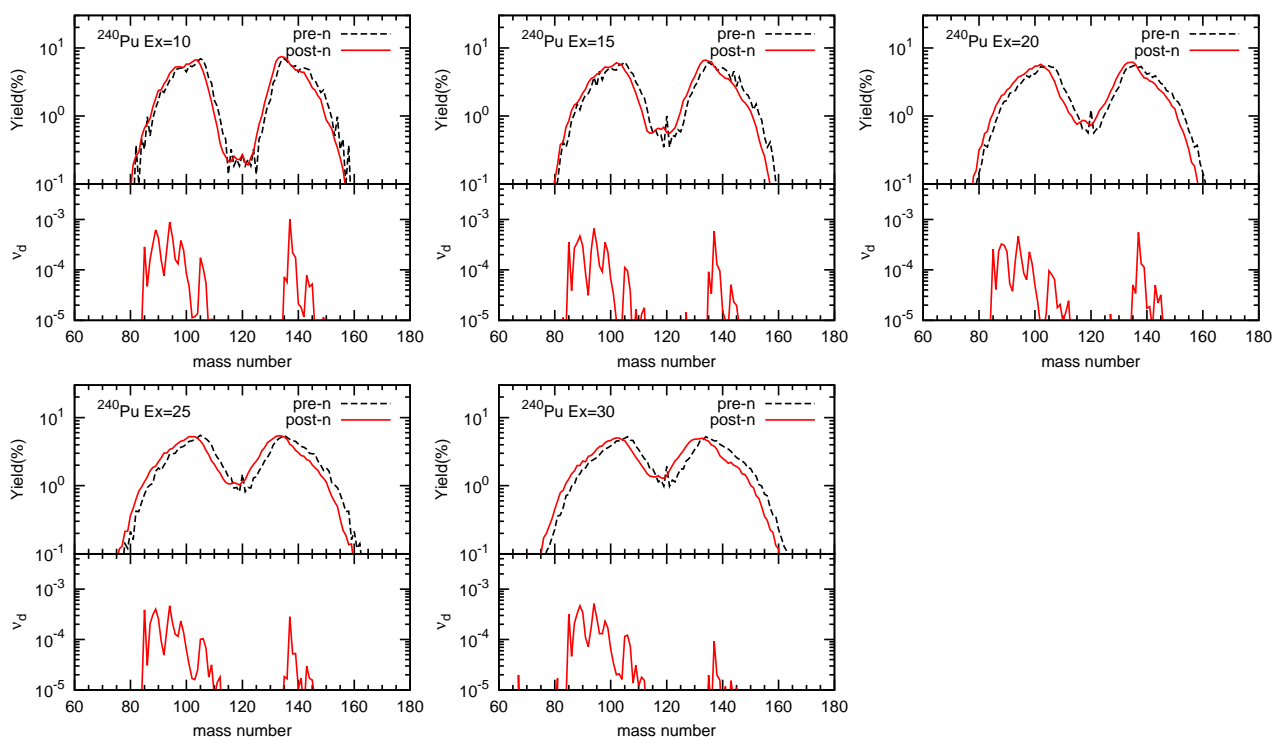


図 3.4.1-5: ランジュバン計算結果から評価した ^{240}Pu の核分裂収率と遅発中性子収率の質量数依存性。その他は図 3.4.1-4 と同様。

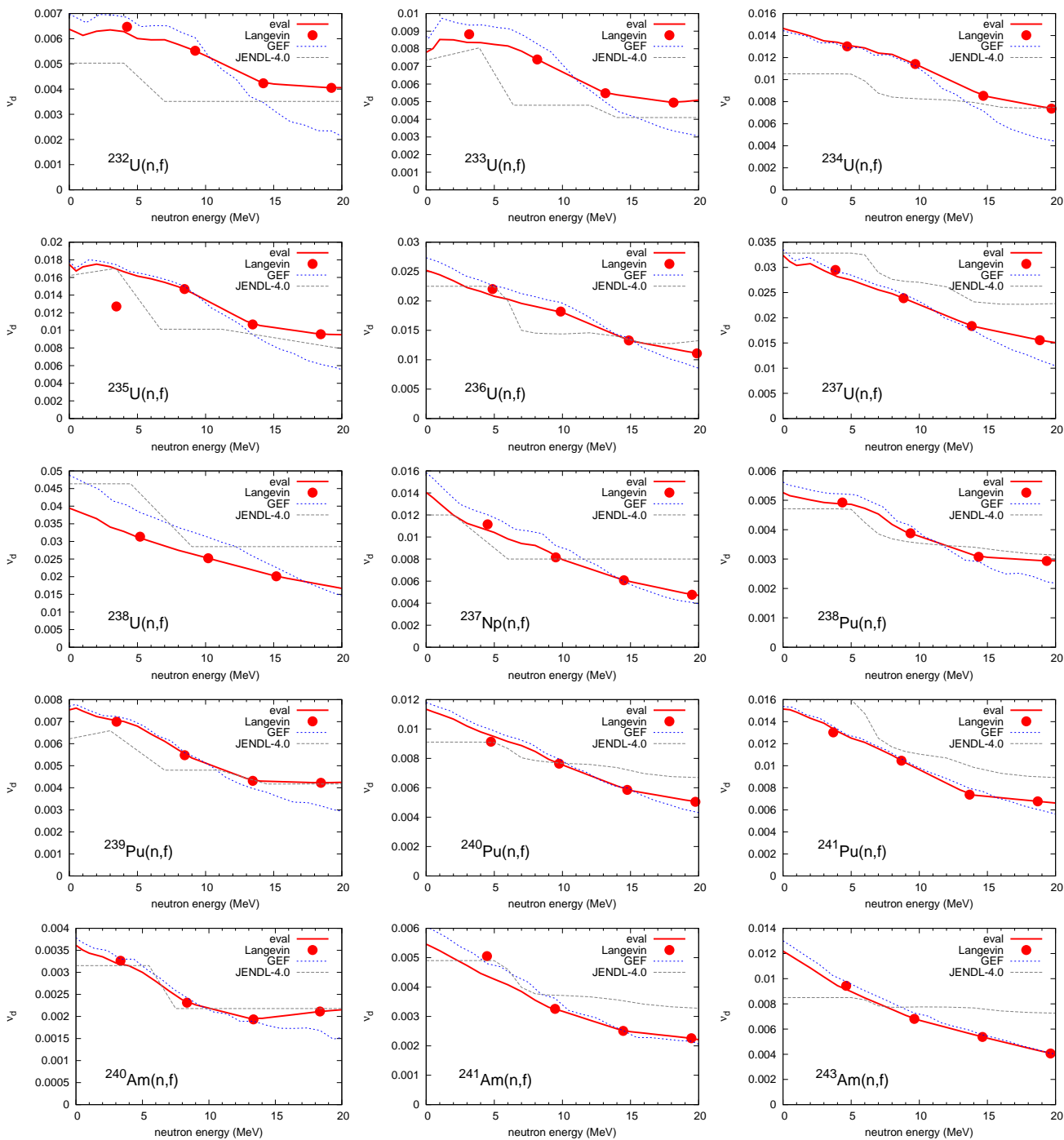


図 3.4.1-6: ランジバン計算に基づく遅発中性子収率の評価結果。丸印がランジュバン計算結果から得た遅発中性子収率、実線が評価結果、点線が GEF の計算結果、破線が JENDL-4.0 の評価値を表す。

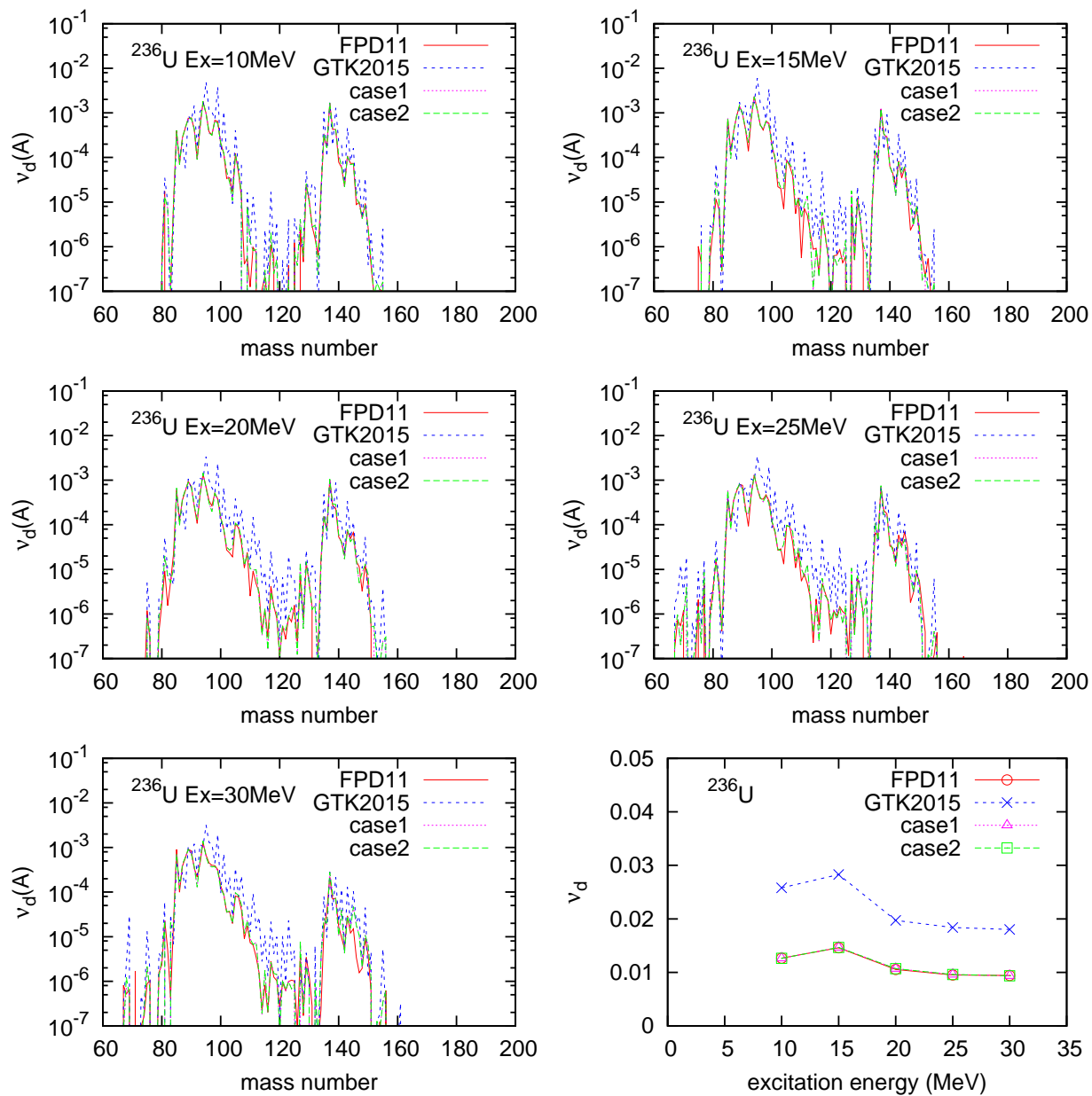


図 3.4.1-7: ^{236}U 核分裂に対する遅発核分裂収率の核分裂片質量数及び励起エネルギー依存性。“FPD11”はJENDL/FPD-2011の P_n 、“GTK2015”は大局理論による P_n である。“case1”、“case2”については本文を参照。

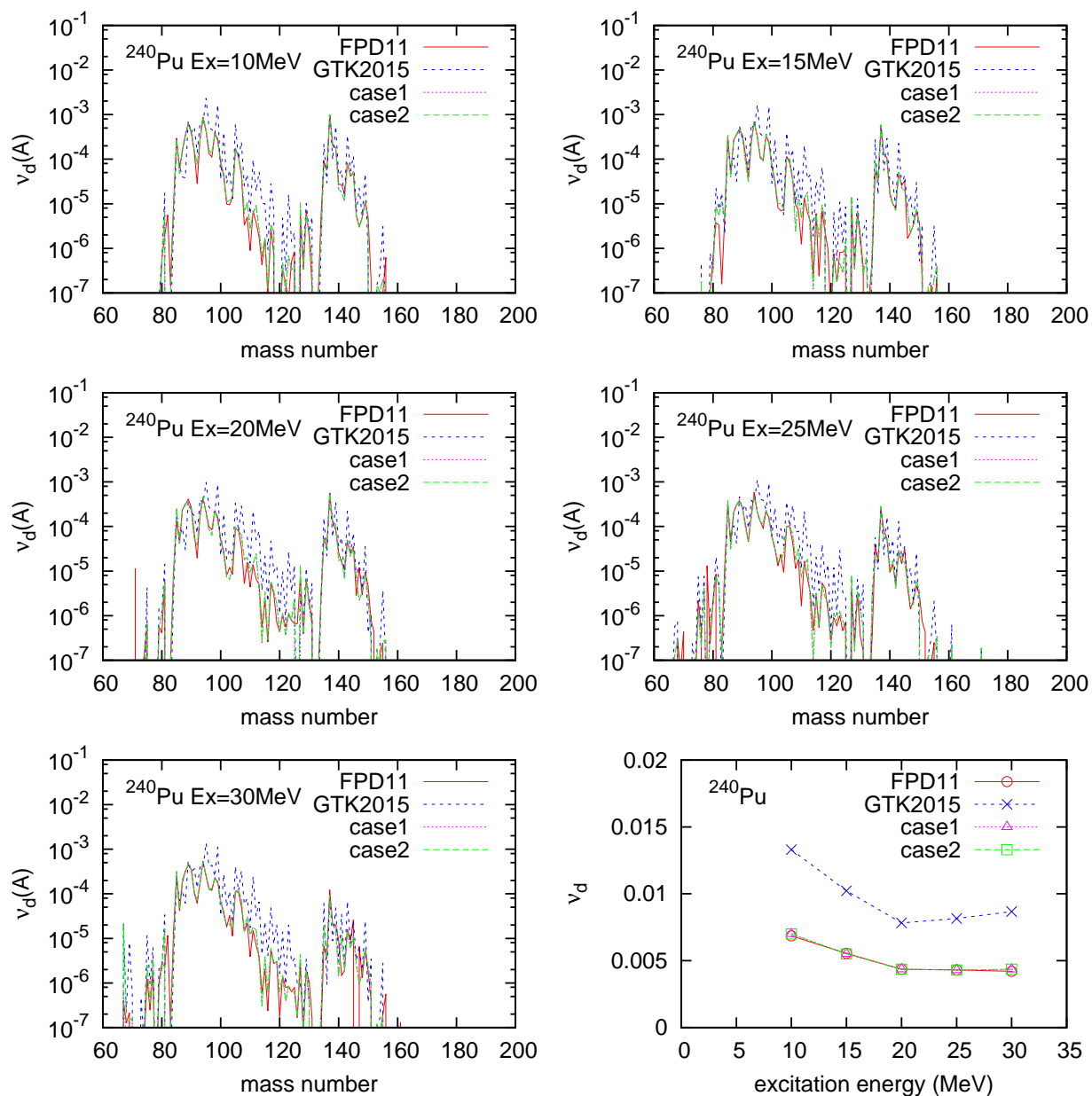


図 3.4.1-8: ^{240}Pu 核分裂に対する遅発核分裂収率の核分裂片質量数及び励起エネルギー依存性。他は 3.4.1-7 と同様。

b. 代理反応データを用いた核分裂収率の評価

(1) 独立核分裂収率の評価

代理反応で得られた収率は質量数 3 の幅で平均したものであることから、これらのデータを 2 つのガウス関数によるフィッティングを行い、質量数依存性を導出した。

$$Y(A) = c \{G(A, A_0, \sigma) + G(A, A_c - A_0, \sigma)\} \quad (3.34)$$

$$G(x, x_0, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (3.35)$$

ここで、 A_c を複合核の質量数である。フィッティングパラメータは規格化因子 c 、ピーク質量数 A_0 、ピーク幅 σ である。代理反応によるデータは核データライブラリの値と比較し外側に広がりを持つため、 $A_c/2 \pm 20$ の範囲のデータでフィッティングを実施した。

H26 年版の ^{239}U 代理反応収率データについて、フィッティング結果を図 3.4.1-9 に示す。測定データを良好に再現していることが分かる。U 同位体に対するピーク位置のパラメータ A_0 及びピーク幅のパラメータ σ の励起エネルギー依存性をそれぞれ図 3.4.1-10 及び図 3.4.1-11 に示す。得られた結果からは、 σ パラメータについては励起エネルギー E_x の一次関数

$$\sigma(E_x) = s_0 + s_1 E_x \quad (3.36)$$

で、また A_0 パラメータはほぼ一定の傾向を示した。核種毎のパラメータを図 3.4.1-12 に示す。質量数及び原子番号が増加するにつれ、核分裂片ピーク位置 A_0 も増加する傾向がある。一方、解析した範囲では s_0 及び s_1 に関して、核種による傾向は明らかではなく、ほぼ一定となった。

(2) 遅発核分裂収率

ランジュバン計算に対するものと同様な方法を用いて、代理反応の測定データに基づく遅発中性子収率の評価を行った。ガウス関数でフィットして得られた質量数依存の収率データを元に、GEF コードによる荷電分布及び即発中性子放出計算データから、独立核分裂収率を導出した。この収率から総和計算により、遅発中性子収率を得た。図 3.4.1-13 と図 3.4.1-14 に得られた ^{239}U と ^{247}Cm の 5-70MeV の分割された励起エネルギー領域に対する核分裂収率及び遅発中性子収率の質量数依存性を示す。

図 3.4.1-15 及び図 3.4.1-16 に $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ 及び $^{18}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$ 代理反応実験データを元に評価した遅発中性子収率のエネルギー依存性を示す。評価に使用した代理反応データは励起エネルギーが 10MeV 程度の範囲で平均化されたものである。中性子エネルギーとして、励起エネルギー範囲の中心値を生成する値を採用した。

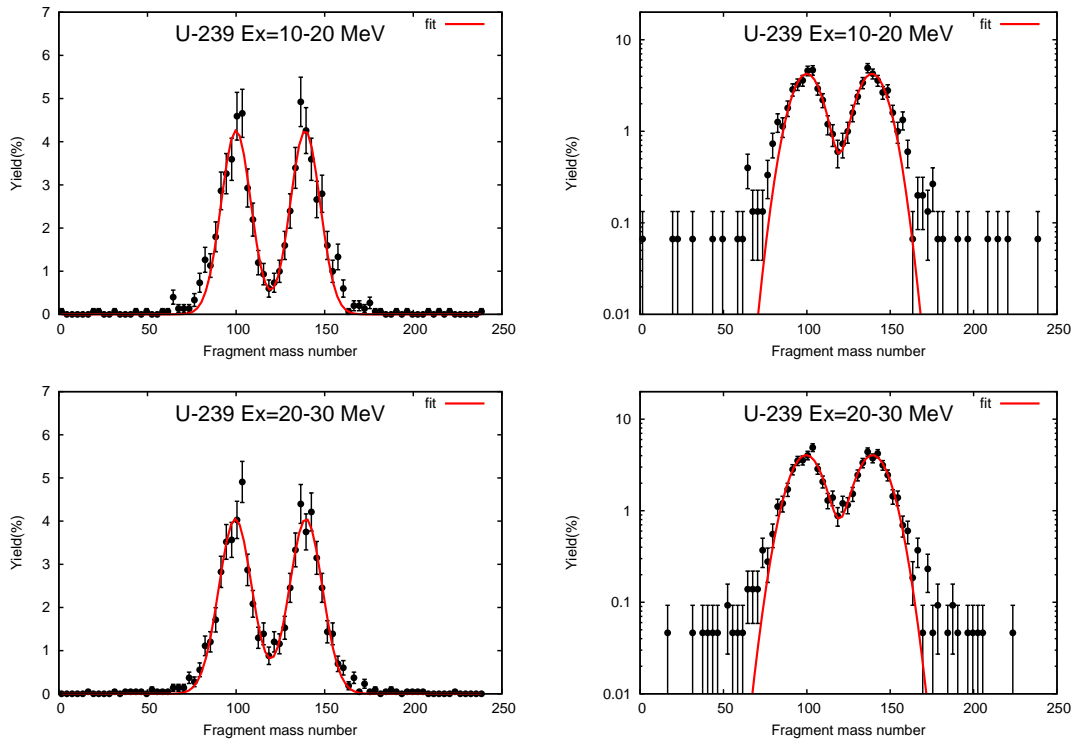


図 3.4.1-9: ^{239}U の核分裂収率データに対するガウス関数を用いたフィッティング結果

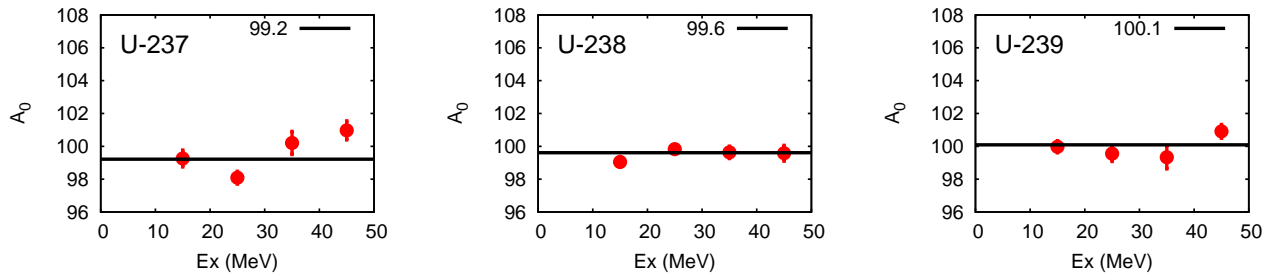


図 3.4.1-10: フィッティングによって得られた核分裂収率のピーク位置に関するパラメータ A_0 の励起エネルギー依存性。実線は得られたパラメータの重み付き平均値。

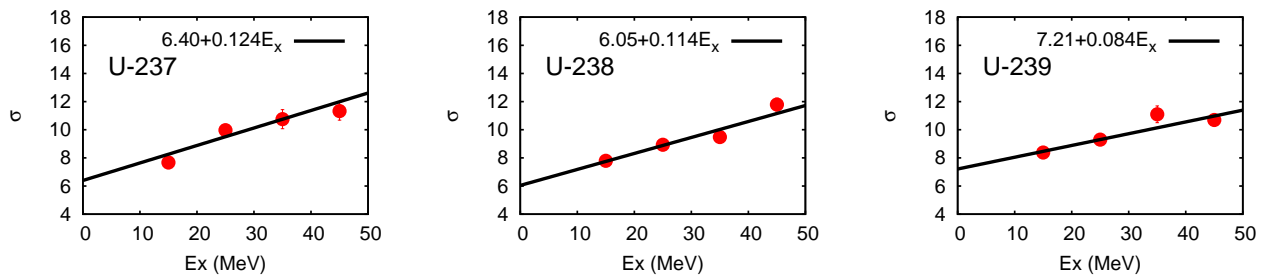


図 3.4.1-11: フィッティングによって得られた核分裂収率のピーク幅に関するパラメータ σ の励起エネルギー依存性。実線は得られたパラメータを一次関数でフィッティングした結果。

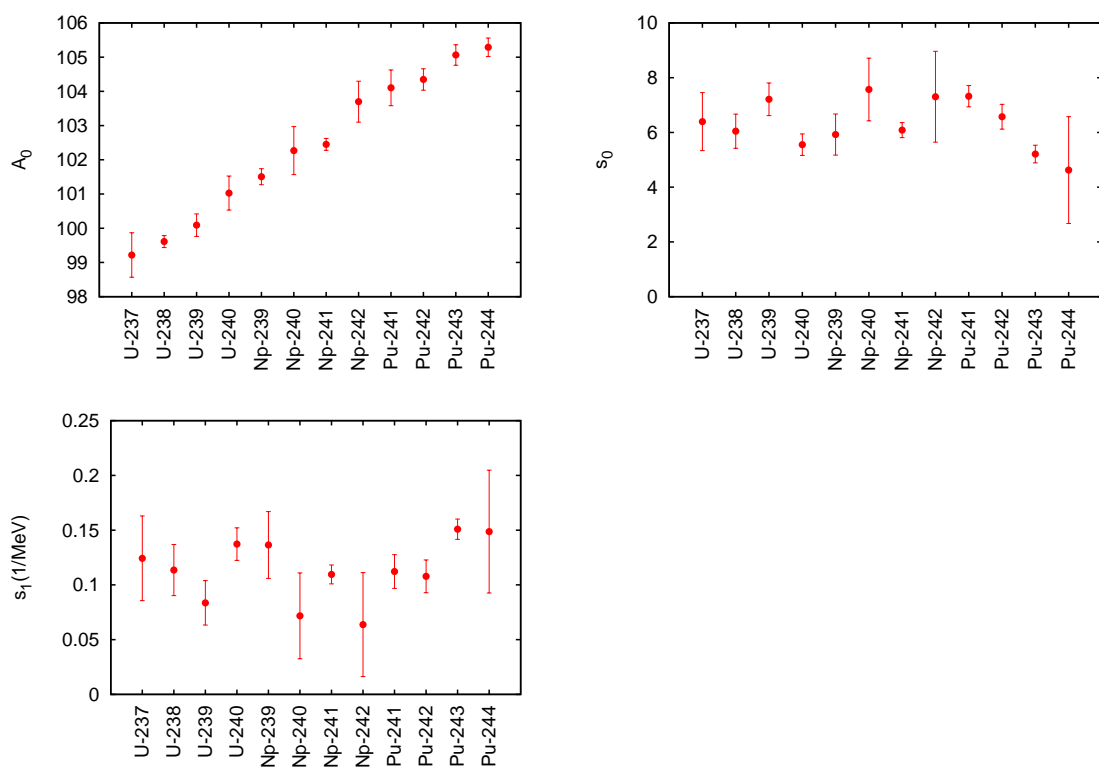


図 3.4.1-12: 核種毎の平均ピーク位置 A_0 , ピーク幅定数項 s_0 , ピーク幅一次項 s_1

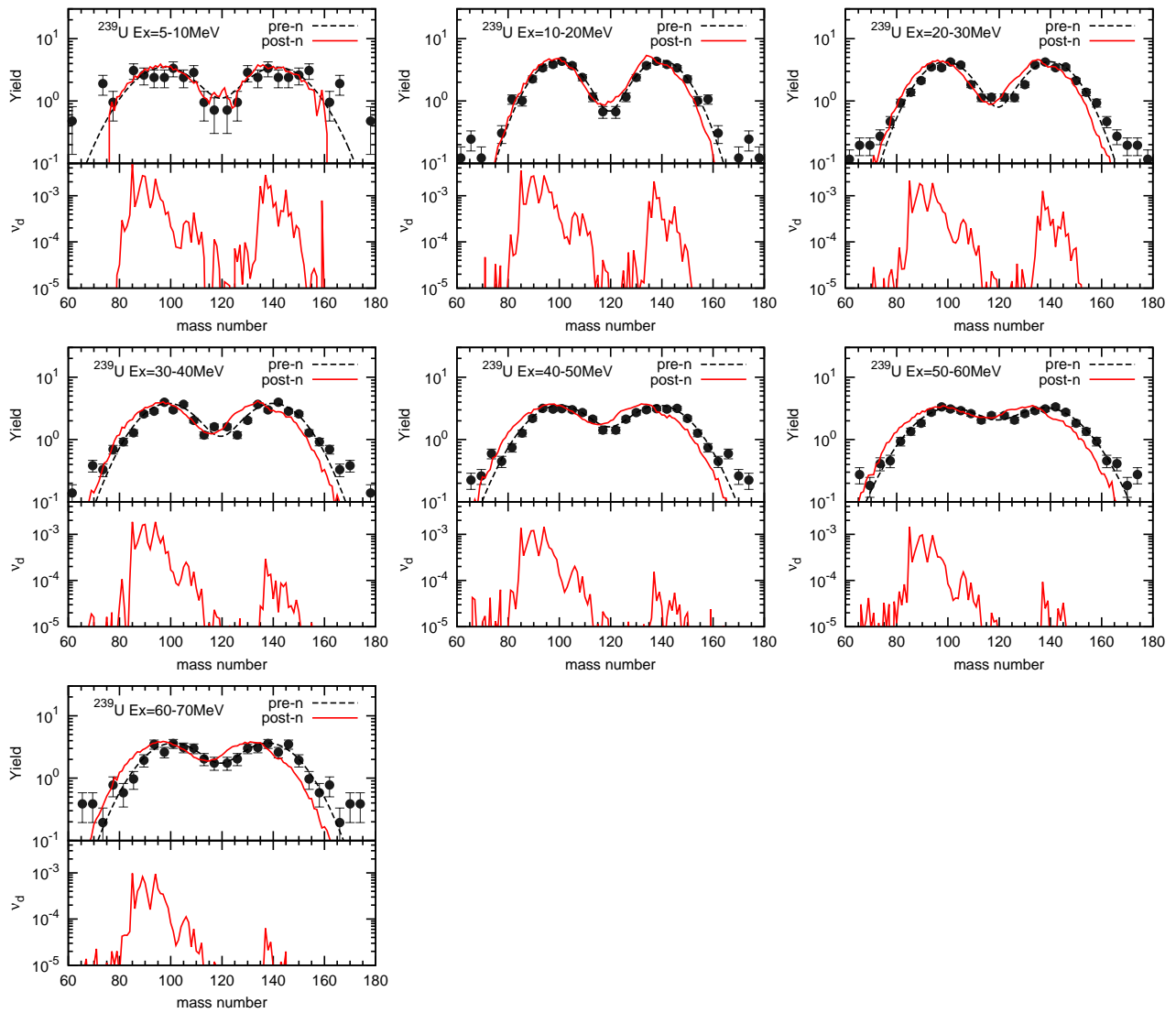


図 3.4.1-13: $^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$ 代理反応実験から評価した ^{239}U の核分裂収率 (上) と遅発中性子収率 (下) の質量数依存性。“pre-n” は即発中性子放出前、“post-n” は即発中性子放出後の分布を表す。丸印が測定データであり、破線は 2 つのガウス関数の和でフィットした値である。

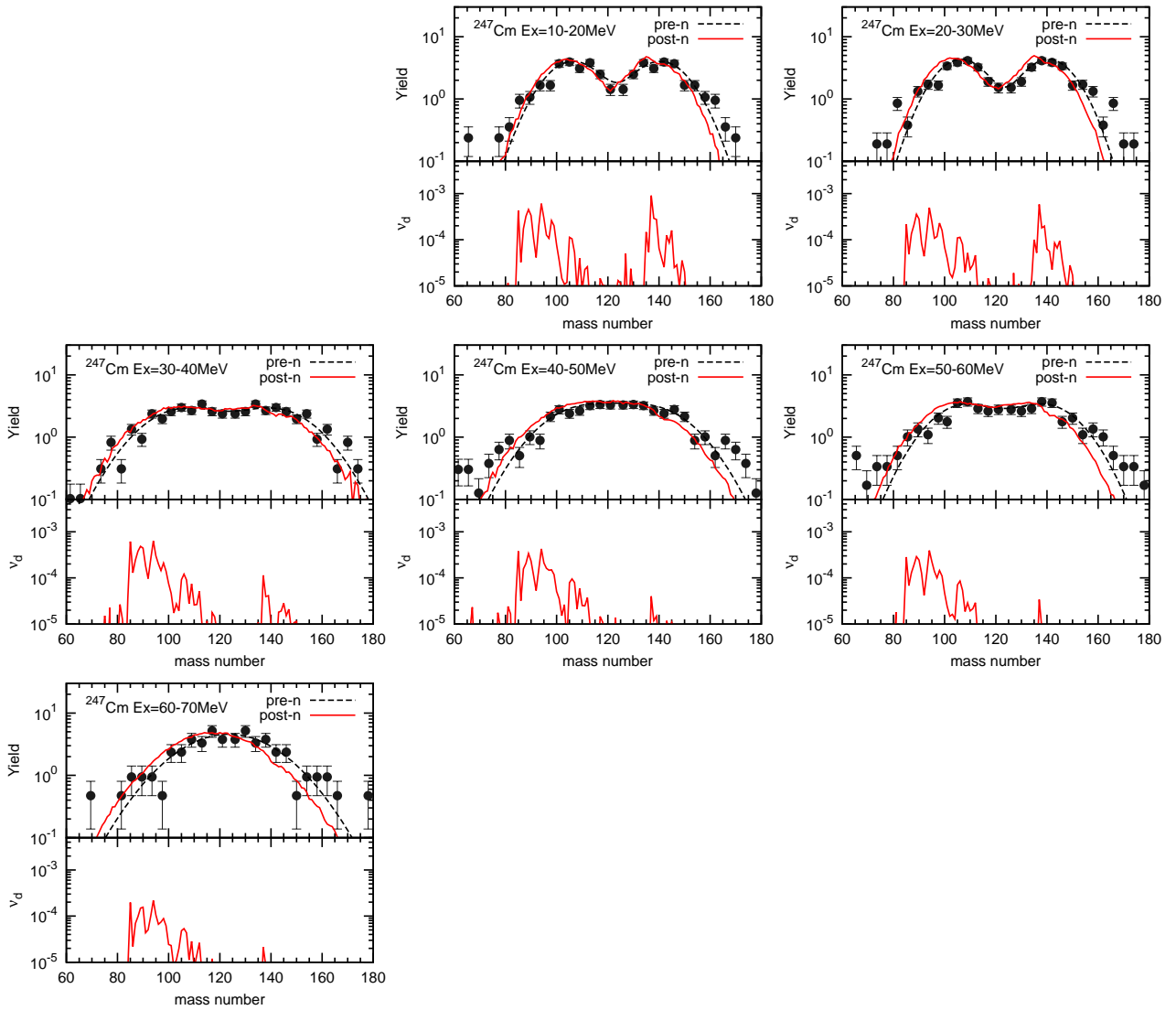


図 3.4.1-14: $^{18}\text{O}+^{248}\text{Cm}$ 代理反応実験から評価した ^{247}Cm の核分裂収率と遅発中性子収率の質量数依存性。その他は図 3.4.1-13 と同様。

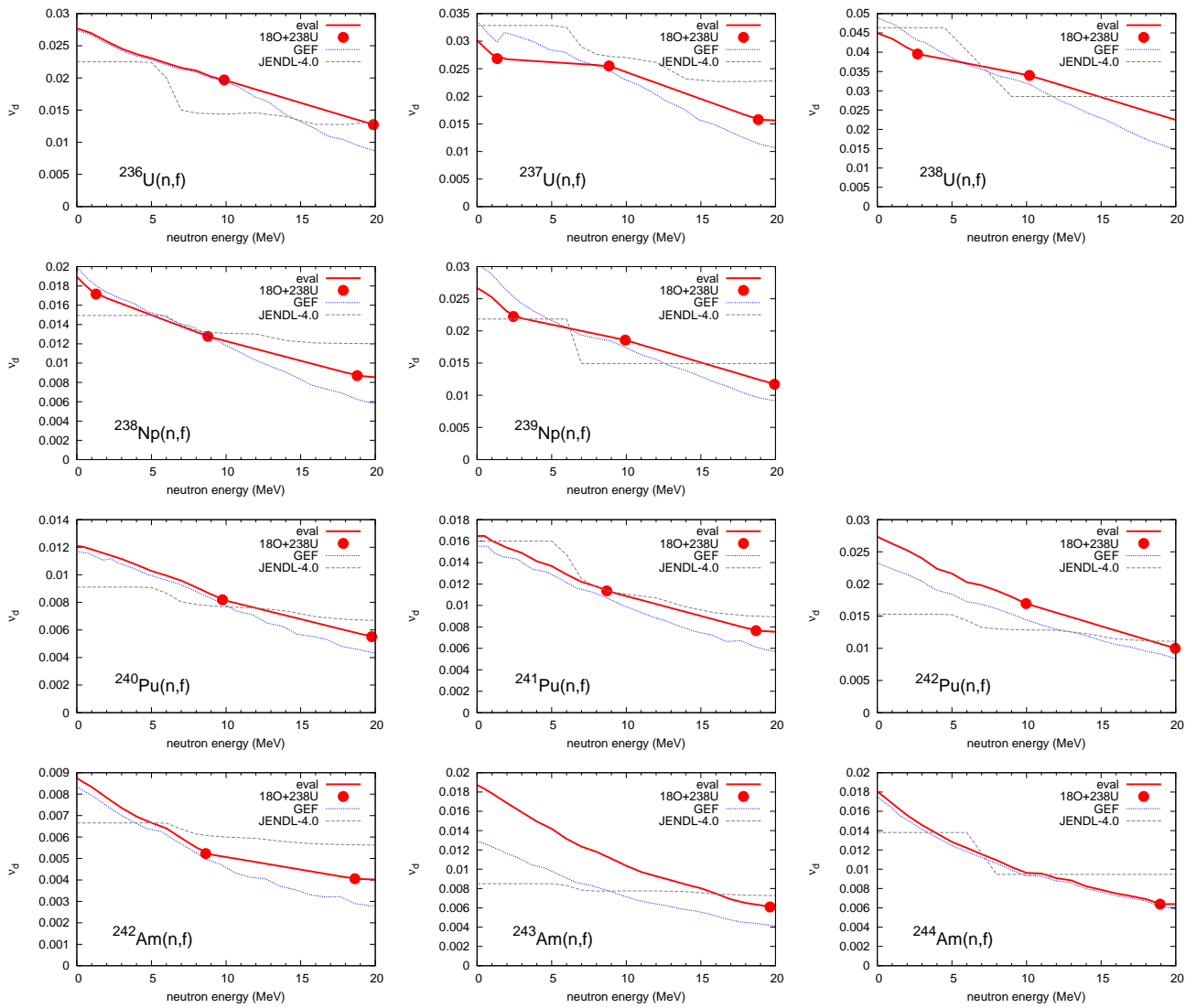


図 3.4.1-15: $^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$ 代理反応実験データに基づく遅発中性子収率の評価結果。丸印が代理反応データから得た遅発中性子収率、実線が評価結果、点線が GEF の計算結果、破線が JENDL-4.0 の評価値を表す。

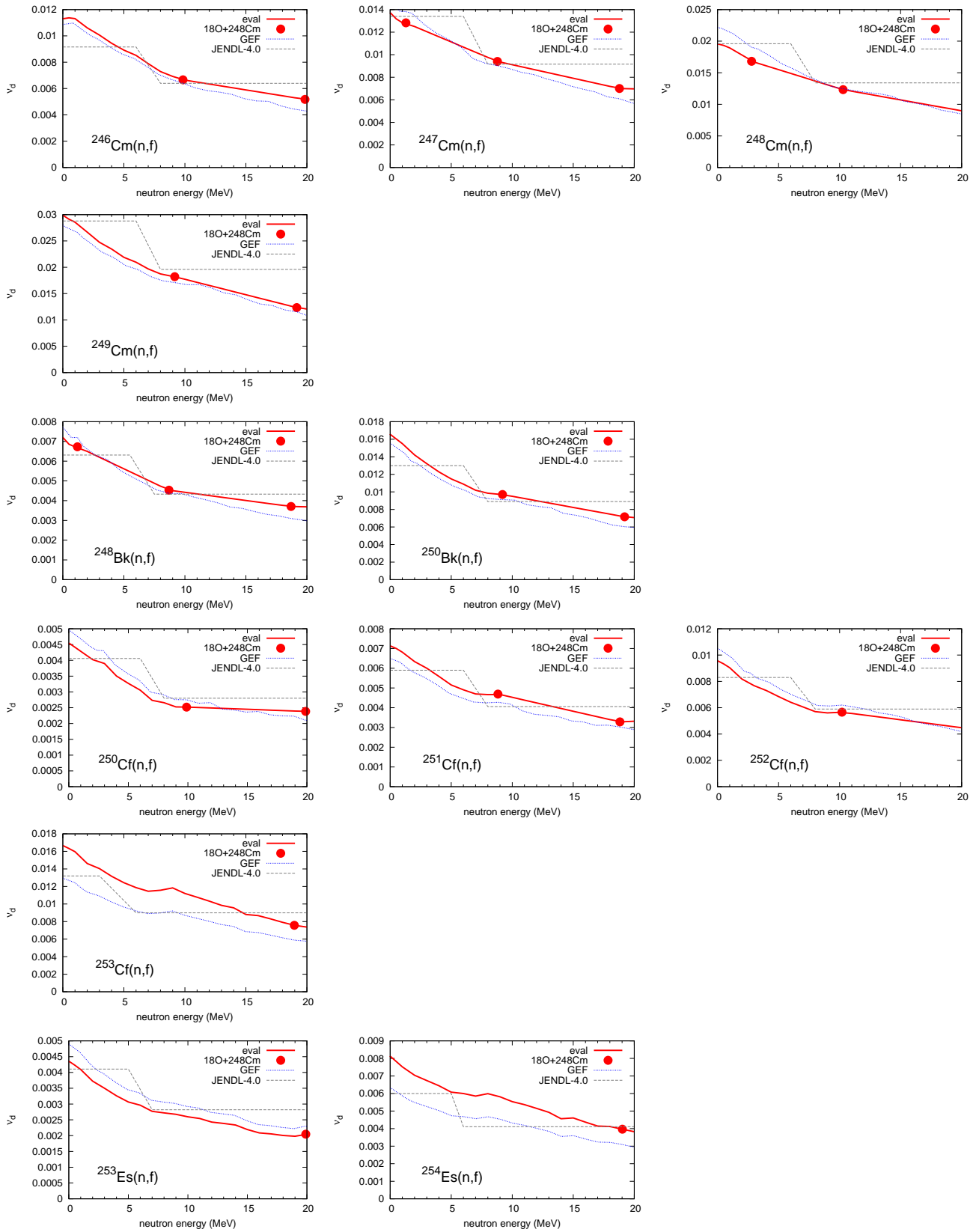


図 3.4.1-16: $^{18}\text{O}+^{248}\text{Cm}$ 代理反応実験データに基づく遅発中性子収率の評価結果。他は 3.4.1-15 と同様。

c. 評価済データファイル作成

(1) 累積核分裂収率

即発中性子放出後の収率(独立核分裂収率)及び崩壊データを用いて、累積核分裂収率を計算し、ENDF形式データベースとして出力するツールを開発した。

核分裂生成物を陽子数 Z 、質量数 A 、アイソマー状態 M で区別し、 Z, A, M のセットを $i = \{Z, A, M\}$ で表す。核分裂生成物 i を成分とする累積核分裂収率の集合をベクトル Y^C とし、独立核分裂収率の集合のベクトルを Y^I とすると、 Y^C は Y^I の一次変換として得られる。

$$Y^C = CY^I \quad (3.37)$$

一次変換の行列 C の i, j 成分は

$$C_{i,j} = \sum_{k,l,\dots,m} b_{i\leftarrow k} b_{k\leftarrow l} \dots b_{m\leftarrow j} \quad (3.38)$$

となる。ここで、 $b_{k\leftarrow l}$ は核分裂生成物 l から k への崩壊割合である。 $\sum_{k,l,\dots,m}$ はすべての崩壊を経由する核種についての和をとることを表す。以上を用いると、核分裂生成物 i に対する累積核分裂収率 Y_i^C は、次のように計算される。

$$Y_i^C = \sum_j C_{i,j} Y_j^I. \quad (3.39)$$

崩壊データとして JENDL/FPD-2011[3] を使用した。独立核分裂収率及び累積核分裂収率について、核データの標準的フォーマットである ENDF 形式へ変換するツールを開発し、ファイルを作成した。

(2) 群定数の評価

遅発中性子放出の時間依存性 $n_d(t)$ は、評価済核データとして多群近似

$$n_d(t) = \nu_d \sum \alpha_i \lambda_i \exp(-\lambda_i t) \quad (3.40)$$

$$\sum_i \alpha_i = 1 \quad (3.41)$$

で表現され、群 i に対する相対収率 α_i 及びその崩壊定数 λ_i がファイルに収納される。ここでは、独立核分裂収率を初期値とし、ベテマン法 [8, 9] による崩壊チェーンの計算から核種生成量の時間依存性を求め、総和計算から $n_d(t)$ を導出した。得られた計算値を最小二乗法によりフィッティングすることで、6群近似の α_i 及び λ_i を決定した。図 3.4.1-17 に励起エネルギー 15MeV の ^{240}Pu に対するランジュバン計算データから求めた $n_d(t)$ について、フィッティングした結果を示す。6群による近似で非常に良く再現されていることが分かる。

JENDL 等の評価済み核データファイルでは崩壊定数は中性子の入射エネルギーに対して一定とされているため、ここでは、励起エネルギーごとに得られている値を平均してファイル化した。図 3.4.1-18 及び図 3.4.1-19 に ^{235}U と ^{238}U に対する遅発中性子放出の時間依存性を示す。JENDL 等の評価値に近い値が得られているが、時間が短い側で大きい傾向がある。

(3) 遅発中性子スペクトル

遅発中性子スペクトル $\chi_d(\epsilon, t)$ についても、群の和として近似され、

$$\chi_d(\epsilon, t) = \sum_i \chi_d^{(i)}(\epsilon) f_i(t), \quad (3.42)$$

$$f_i(t) = \lambda_i \exp(-\lambda_i t) \quad (3.43)$$

となる。ここで、 $\chi_d^{(i)}(\epsilon)$ は群 i の遅発中性子スペクトルである。 ϵ は中性子放出エネルギーを表す。

$\chi_d^{(i)}(\epsilon)$ を導出するため、ここでは Brady-England の方法 [7] を採用した。この方法は崩壊定数 λ_k をもつ遅発中性子放出核 k の時間依存性を $f_k(t) = \lambda_k \exp(-\lambda_k t)$ とし、近い崩壊定数を持つ 2 つの群の和で近似する。すなわち、 $\lambda_i < \lambda_k < \lambda_{i+1}$ となる群 i と $i+1$ によって、

$$f_k(t) \simeq c_{k,i} f_i(t) + c_{k,i+1} f_{i+1}(t), \quad (3.44)$$

$$c_{k,i} + c_{k,i+1} = 1 \quad (3.45)$$

と近似されるとき、差の 2 乗積分

$$\int_0^\infty \{f_k(t) - [c_{k,i} f_i(t) + c_{k,i+1} f_{i+1}(t)]\}^2 \quad (3.46)$$

が最小となるように、係数 $c_{k,i}$ 及び $c_{k,i+1}$ を決定する。この時、群 i の遅発中性子スペクトルが

$$\chi_d^{(i)}(\epsilon) = \sum_k c_{k,i} \chi_k(\epsilon) \quad (3.47)$$

で得られる。

図 3.4.1-20 にランジュバン計算データを元に評価した ^{235}U の遅発中性子スペクトルを、図 3.4.1-21 に $^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$ 代理反応実験データを元に評価した ^{238}U の遅発中性子スペクトルを示す。図中の実線が今回の結果で、破線が JENDL-4.0 の評価値である。両者は非常に近い値を示すことが分かった。

(4) 評価済ファイル

遅発中性子の評価結果と JENDL-4.0 の断面積データを合わせて、ENDF 形式の新たな評価済核データファイルを作成した。ENDF 形式ではデータ及び反応の種類はそれぞれ MF 及び MT の番号で区別される。MF/MT=1/455 に群の崩壊定数及びエネルギー依存の遅発中性子収率を、MF/MT=5/455 に遅発中性子の群ごとの相対収率とスペクトルを収録した。最終的に作成した ENDF ファイルの一覧を表 3.4.1-1 に示す。

d. まとめ

代理反応測定及びランジュバン計算で得られたデータから即発中性子放出を考慮して独立核分裂収率を導出した。総和計算により遅発中性子収率及び 6 群パラメータ、遅発中性子エネルギースペクトルを評価し、ベンチマーク計算に利用可能な ENDF 形式の評価済核データファイルを作成した。

表 3.4.1-1: 作成した評価済 ENDF ファイルの一覧

元素	質量数		
	ランジュバン	代理反応	
		$^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$	$^{18}\text{O}+^{248}\text{Cm}$
U	232*, 233*, 234*, 235*, 236*, 237*, 238	236, 237, 238*	
Np	237*	238, 239	
Pu	238*, 239*, 240, 241	240*, 241*, 242*	
Am	240, 241*, 243*	242*, 243, 244	
Cm		244, 245, 246	246*, 247, 248, 249
Bk			248, 249, 250
Cf			250, 251, 252, 253
Es			252, 254, 255
Fm			255

*はベンチマーク計算対象ファイル

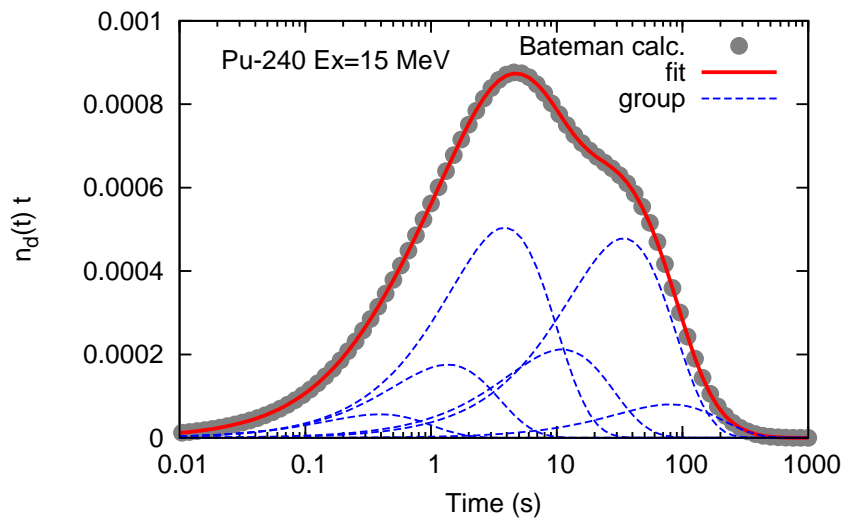


図 3.4.1-17: 遅発中性子放出時間依存性の6群近似によるフィッティング。ベーテマン計算の値を丸印で、フィッティング結果を実線で示す。破線は群毎の成分である。

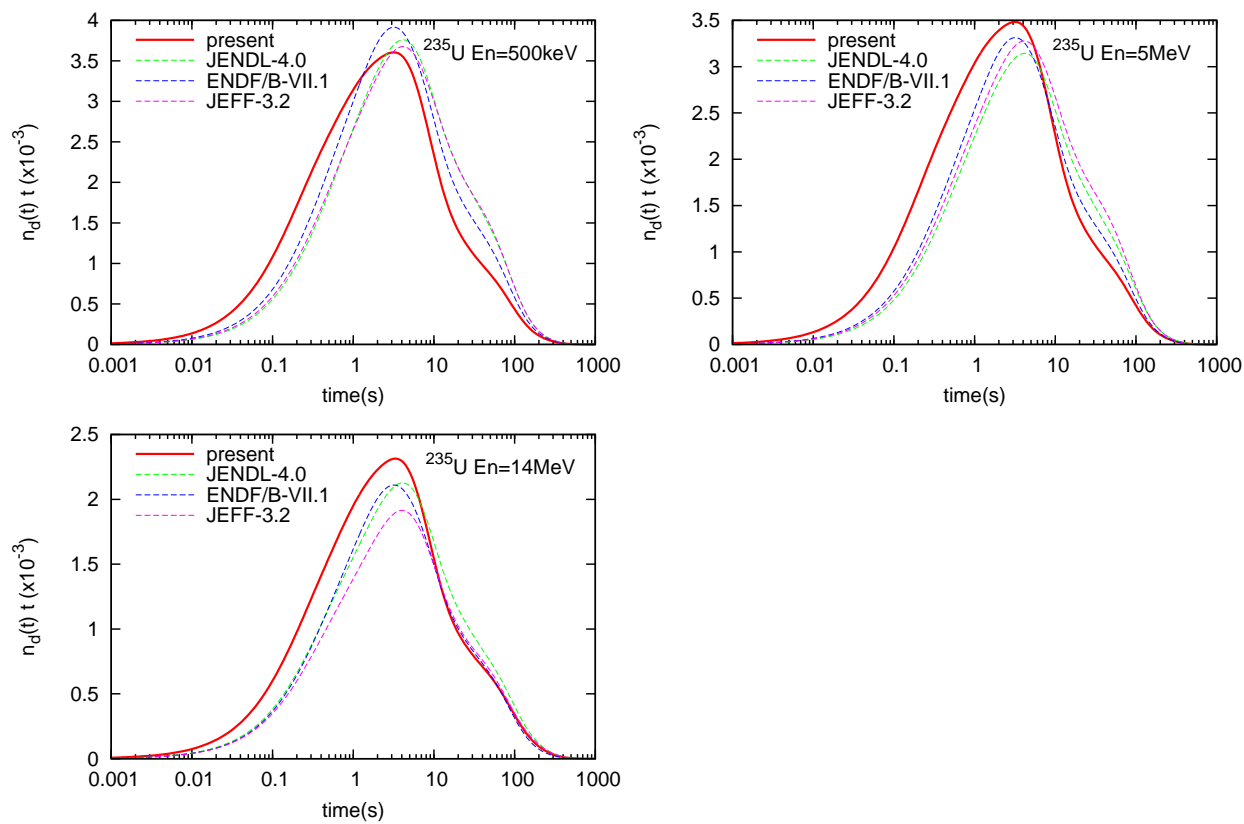


図 3.4.1-18: $^{235}\text{U}(n,f)$ の遅発中性子放出時間依存性の評価値の比較。

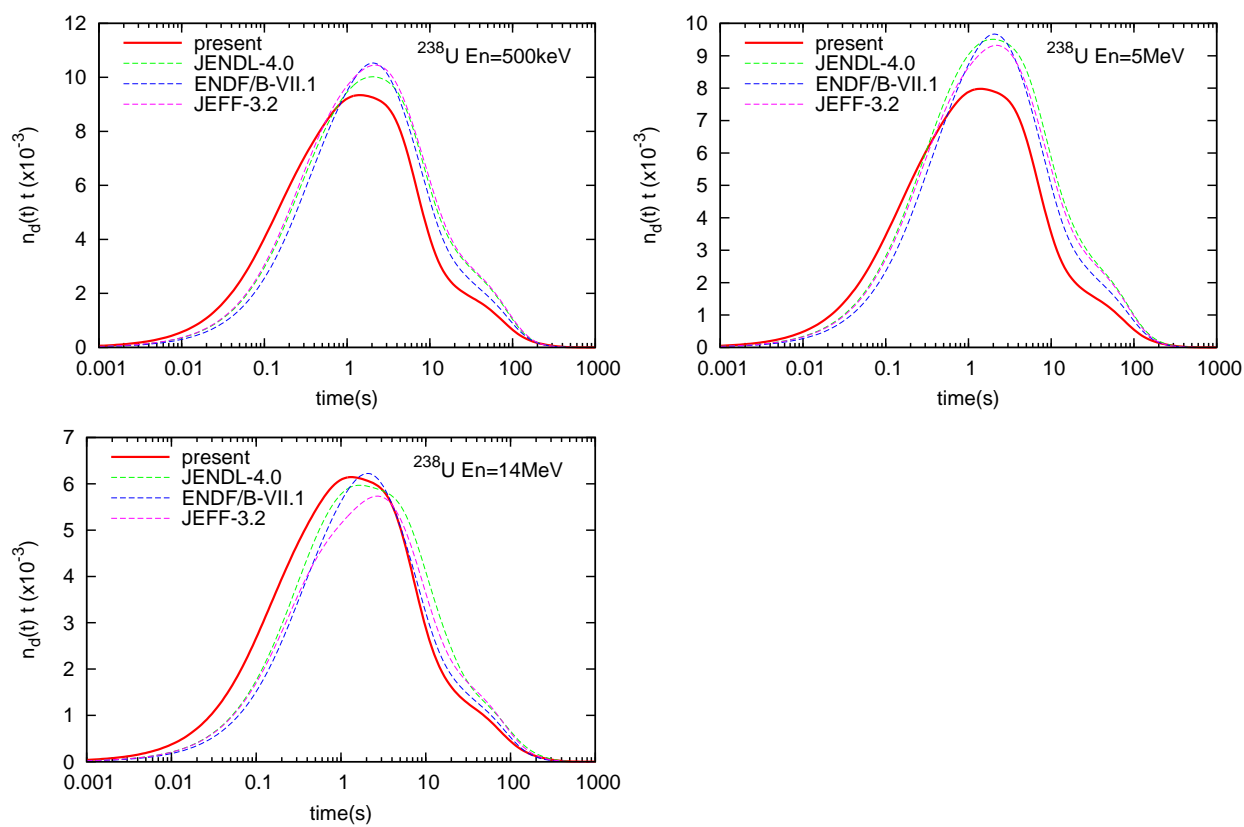


図 3.4.1-19: $^{238}\text{U}(n,f)$ の遅発中性子放出時間依存性の評価値の比較。

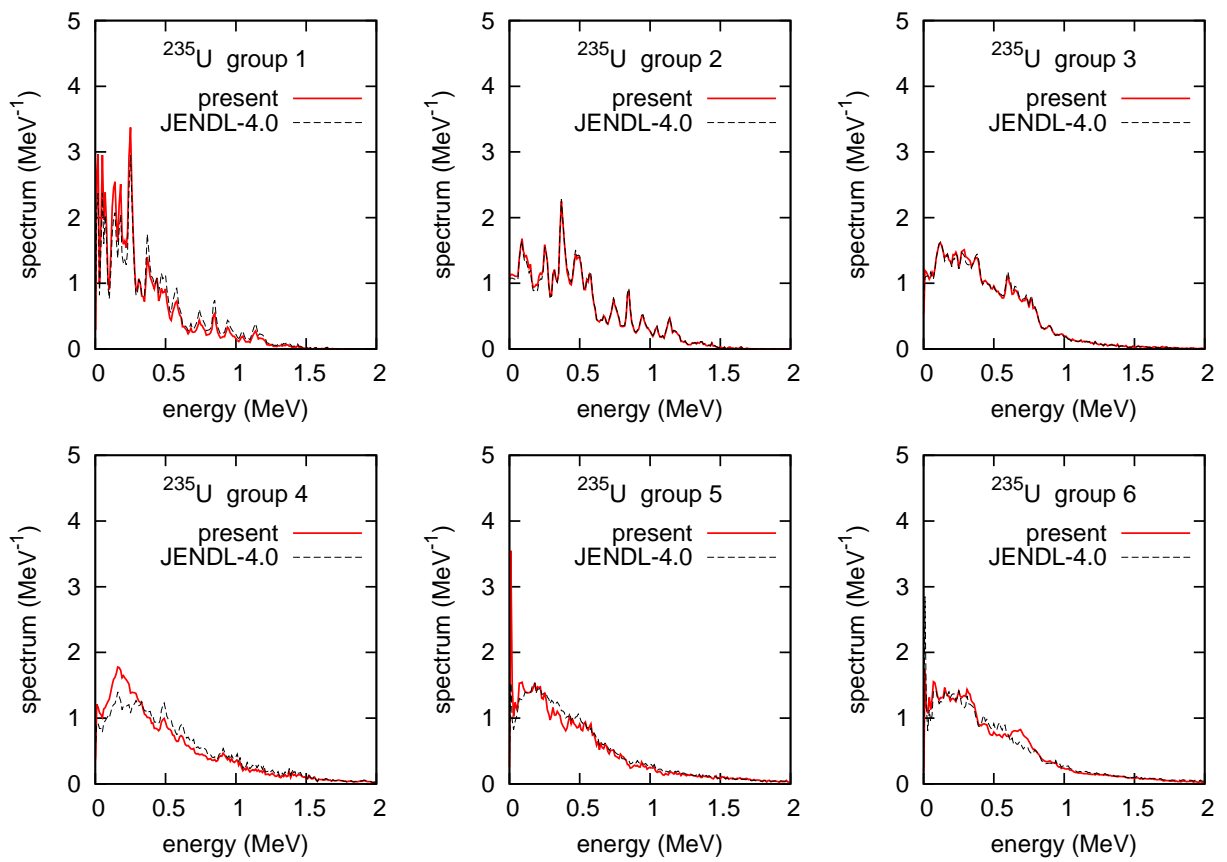


図 3.4.1-20: ランジバン計算データを元に評価した ^{235}U の遅発中性子スペクトル。

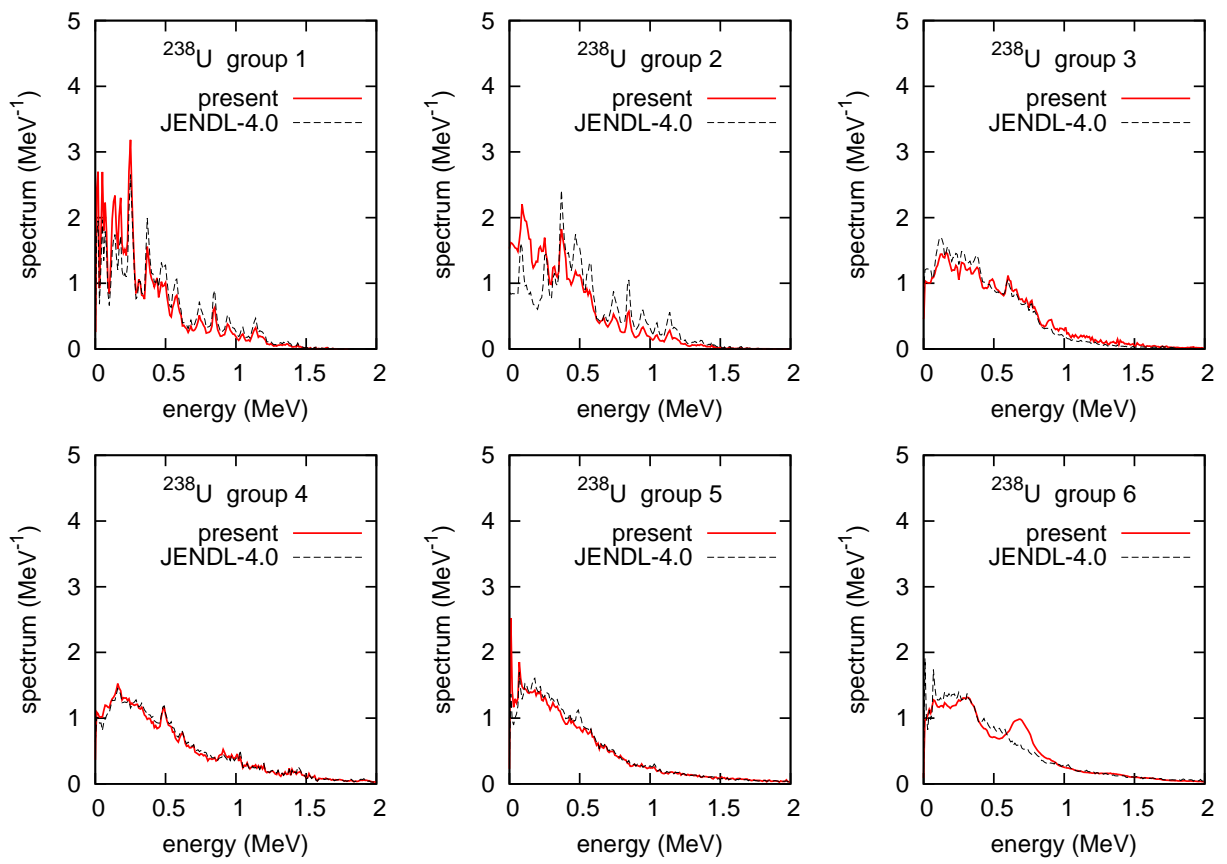


図 3.4.1-21: $^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$ 代理反応実験データを元に評価した ^{238}U の遅発中性子スペクトル。

参考文献

- [1] A. Trkov, M. Herman, D. A. Brown (Editor), “ENDF-6 Formats Manual: Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data Files ENDF/B-VI and ENDF/B-VII”, CSEWG Document ENDF-102, BNL-90365-2009 Rev.2, Brookhaven National Laboratory, October 2012.
- [2] K. Shibata, O. Iwamoto, T. Nakagawa, N. Iwamoto, A. Ichihara, S. Kunieda, S. Chiba, K. Furutaka, N. Otuka, T. Ohsawa, T. Murata, H. Matsunobu, A. Zukeran, S. Kamada, and J. Katakura: “JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering,” J. Nucl. Sci. Technol. 48(1), 1-30 (2011).
- [3] J. Katakura, “JENDL FP Decay Data File 2011 and Fission Yields Data File 2011,” JAEA-Data/Code 2011-025, Japan Atomic Energy Agency, March 2012.
- [4] K.-H. Schmidt, B. Jurado, C. Amouroux, C. Schmitt, “General Description of Fission Observables: GEF Model Code”, Nuclear Data Sheets, **131**, 107–221 (2016).
- [5] Evaluated Nuclear Structure Data File, NNDC, Brookhaven National Laboratory, <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [6] H. Koura, J. Katakura, T. Tachibana, and F. Minato (compiler), “Chart OF THE NUCLIDES 2014”, Japanese Nuclear Data Committee and Nuclear Data Center, Japan Atomic Energy Agency.
- [7] M. C. Brady, T. R. England, “Delayed Neutron Data and Group Parameters for 43 Fissioning Systems”, Nucl. Sci. Eng. **103**, 129 (1989).
- [8] H. Bateman, “Solution of a System of Differential Equations Occurring in the Theory of Radio-active Transformations,” Proc. Cambridge Phil. Soc., **15**, 423–427 (1910).
- [9] 田坂完二, “DCHAIN:放射性ならびに安定各種の生成崩壊解析コード”, JAERI 1250, 日本原子力研究所, 1977年3月.

3.4.2 積分評価

a. 原子炉動特性の評価

一昨年度、実効遅発中性子割合と遅発臨界における即発中性子減衰定数（実効遅発中性子割合を中性子生成時間で割った値）のベンチマークとして、積分評価に活用可能な臨界実験データを収集し、連続エネルギーモンテカルロコード MVP 用の入力データの整備を行った。昨年度、整備した入力データ、MVP 動特性パラメータ計算機能 [Nagaya (2015)]、評価済み核データライブラリを JENDL-4.0 [Shibata et al. (2011)]、ENDF/B-VII.0 [Chadwick et al. (2006)]、JEFF-3.1 [Koning et al. (Eds.) (2006)] を用いて実効遅発中性子割合と即発中性子減衰定数を計算し、積分実験解析を実施した。今年度は、本事業で新たに評価した核データで実効遅発中性子割合と即発中性子減衰定数を計算し、その計算精度を評価する。

b. MVP ライブラリの作成

本事業で新たに取得した遅発中性子収率データに基づいて、新たに核データファイルが評価された。新たに評価された核種は表 3.4.2-1 の通りである。

表 3.4.2-1: 本事業で新たに評価された核種

ランジュバン計算に基づく評価	U-232, U-233, U-234, U-235, U-236, U-237, NP-237, Pu-238, Pu-239, Am-241, Am-243
代理反応に基づく評価	U-238, Pu-240, Pu-241, Pu-242, Am-242, Cm-246

新たに評価された核データは、ENDF-6 形式で記述されている。これを MVP 用ライブラリに変換するために LICEM コードシステム [奥村 (2011)] を用いた。図 3.4.2-1 に LICEM コードシステムで使用されているモジュールを示す。LINEAR, RECENT, SIGMA1 モジュールは、IAEA から提供されている PREPRO2007 のものを少し修正したものである。LINEAR は、評価済み核データファイルに与えられているすべての反応のポイント断面積を線形内挿が可能なエネルギー点に対して与える。RECENT は、共鳴処理を行い、温度 0 K におけるポイント断面積を作成する。SIGMA1 は、任意温度におけるドップラー拡がりを考慮した断面積を計算する。HEATR は、米国ロスアラモス研究所で開発された NJOY99 モジュールの 1 つである。エネルギーバランス法に基づき、中性子によるカーマ係数を計算する。U3R-J は、非分離共鳴領域が定義された核種に対し、確率テーブルを作成する。THERMJ-B6 は、評価済み核データのファイル 7 に与えられる熱中性子散乱データを処理して、MVP 用の断面積データ、角度分布データ、エネルギー分布データを計算する。MVPLIBMK は、上記のモジュールからの出力結果を用いて最終的な MVP ライブラリの編集作業を行うものである。新たに評価された核データファイルは、JENDL-4.0 と同様に処理を行い、MVP ライブラリを作成した。詳細については、参考文献 [奥村 (2011)] を参照されたい。

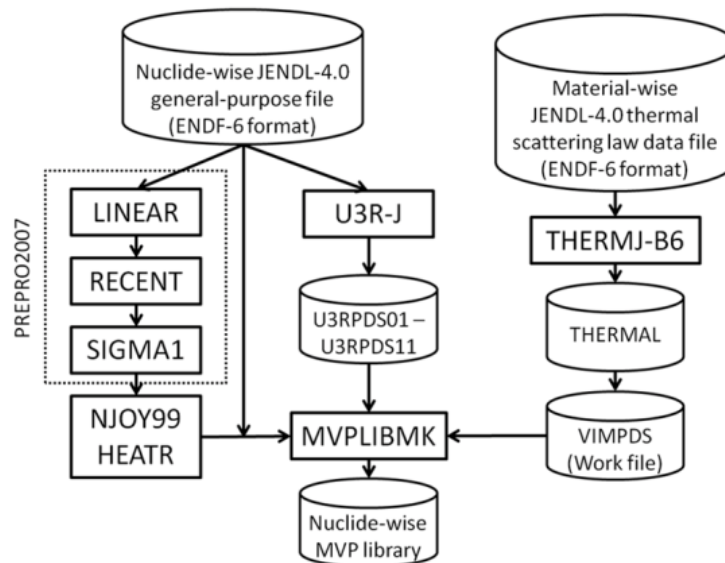


図 3.4.2-1: LICEM コードシステム

c. 計算体系

ベンチマーク計算に用いた体系を以下にレビューする。体系名の後に続く括弧内の識別名は、該当する ICSBEP [OECD/NEA (2008)] または IPRhEP [OECD/NEA (2012)] で用いられている識別名である。

Jezebel (PU-MET-FAST-001)

裸の金属球高速炉心体系で、プルトニウム金属系 (Pu-239 は 95 at.%) である。

Godiva (HEU-MET-FAST-001)

裸の金属球高速炉心体系で、高濃縮ウラン金属系 (U-235 は 94 wt.%) である。

Jezebel-23 (U233-MET-FAST-001)

裸の金属球高速炉心体系で、ウラン-233 金属系 (U-233 は 98 at.%) である。

- Flattop-Pu (PU-MET-FAST-006) ウラン反射体付金属球高速炉心体系で、プルトニウム金属系 (Pu-239 は 94 wt.%) である。

Flattop-25 (HEU-MET-FAST-028)

ウラン反射体付金属球高速炉心体系で、高濃縮ウラン金属系 (U-235 は 93 wt.%) である。

Flattop-23 (U233-MET-FAST-006)

ウラン反射体付金属球高速炉心体系で、ウラン-233 金属系 (U-233 は 98 at.%) である。

ZPR-9/34 (HEU-MET-INTER-001)

非均質高速炉心体系で、SUS 反射体付高濃縮ウラン鉄系である。

ZPR-6/9 (IEU-MET-FAST-010)

非均質高速炉心体系で、減損ウラン反射体付濃縮ウラン系 (9%濃縮) である。

ZPR-6/10 (PU-MET-INTER-002)

非均質高速炉心体系で、SUS 鉄反射体付プルトニウム黒鉛鉄系である。

SNEAK -7A (SNEAK-LFMR-EXP-001)

非均質高速炉心体系で、減損ウランブランケット付 MOX 黒鉛系である。

SNEAK -7B (SNEAK-LFMR-EXP-001) 非均質高速炉心体系で、減損ウランブランケット付 MOX-天然ウラン系である。

MASURCA R2

非均質高速炉心体系で、ウラン炉心系 (30%濃縮) である。MASURCA 炉心体系は、参考文献 [S. Okajima et al. (2002)] に記載されている 2 次元 RZ モデルで計算を行った。図 3.4.2-2 に MASURCA R2 炉心の計算体系を示す。

MASURCA Zona2 (Z2)

非均質高速炉心体系で、ウラン-プルトニウム炉心系である。

FCA XIX-1

非均質高速炉心体系で、ウラン炉心系である。FCA 炉心体系は、参考文献 [Okajima et al. (2002)] に記載されている 2 次元 RZ モデルで計算を行った。図 3.4.2-3 に FCA XIX-1 炉心の計算体系を示す。

FCA XIX-2

非均質高速炉心体系で、ウラン-プルトニウム炉心系である。

FCA XIX-3

非均質高速炉心体系で、プルトニウム炉心系である。

TCA (LEU-COMP-THERM-006)

熱中性子炉心体系で、低濃縮 UO₂ 軽水系である。

IPEN/MB-01 (LEU-COMP-THERM-077)

熱中性子炉心体系で、バッフル付低濃縮 UO₂ 軽水系 (4.3%濃縮) である。

Zeus-1 (HEU-MET-INTER-006)

高速炉心体系で、高濃縮ウラン黒鉛系である。

Zeus-5 (HEU-MET-FAST-073)

高速炉心体系で、銅反射体付高濃縮ウラン系である。

BigTen (IEU-MET-FAST-007)

高速炉心円柱体系で、減損ウラン反射体付中濃縮ウラン系 (10%濃縮) である。

STACY-30 (LEU-SOL-THERM-007)

熱中性子炉心体系で、低濃縮ウラン溶液系である。

STACY-46 (LEU-SOL-THERM-004)

熱中性子炉心体系で、軽水反射体付低濃縮ウラン溶液系である。

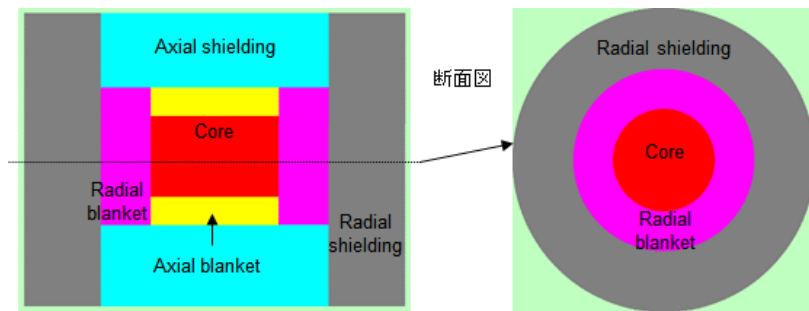


図 3.4.2-2: MASURUCA R2 炉心の計算体系

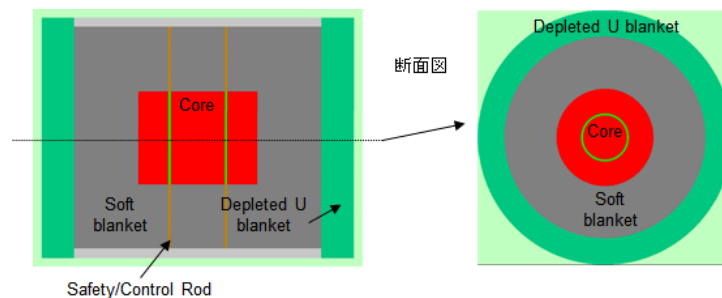


図 3.4.2-3: FCA XIX-1 炉心の計算体系

上記体系の実効遅発中性子割合の実験値を表 3.4.2-2 に示す。また、表 3.4.2-3 にロッシ α 法による即発中性子減衰定数の実験値を示す。

d. 新評価に基づく核データを用いた計算結果

表 3.4.2-4 に新評価に基づく核データを用いた実効遅発中性子割合の計算値 (C) と実験値 (E) の比 (C/E) を示す。図 3.4.2-4 には C/E をプロットした結果を示す。新評価に基づく核データの結果は、JENDL-4.0 の結果と比べて全体的に過大評価する傾向にある。また、ZPR-6/10 を除けば、ほぼ 15% の範囲で実験値を再現できることが分かった。ZPR-6/10 に対する計算結果は、実験値を大きく (23%) 過大評価するが、原因については今後の検討課題である。

表 3.4.2-5 に新評価に基づく核データを用いた遅発臨界時の即発中性子減衰定数の計算値と図 3.4.2-5 に C/E をプロットした結果を示す。即発中性子減衰定数の計算結果についても、新評価に基づく核データは JENDL-4.0 と比べて全体的に過大評価する傾向にある。JENDL-4.0 を用いた結果で大きく実験値を過大評価していた体系 (Jezebel-23, Flattop-23, Zeus-5) を除けば、ほぼ 15% の範囲で実験値を再現できることが分かった。Jezebel-23, Flattop-23, Zeus-5 の体系については、実験値の再評価、核データ起因誤差も含めた詳細な検討が必要である。

e. 加速器駆動炉ベンチマーク問題に対する計算結果

前節では、実効遅発中性子割合と遅発臨界時の即発中性子減衰定数の実験値が評価されている体系に対し、新評価に基づく核データの計算精度を評価した。これらの体系では、U-235, U-238,

表 3.4.2-2: 実効遅発中性子割合の実験値

体系	実験値 [pcm]
Jezebel	194 ± 10
Godiva	659 ± 10
Jezebel-23	290 ± 10
Flattop-Pu	276 ± 7
Flattop-25	665 ± 13
Flattop-23	360 ± 9
ZPR-9/34	667 ± 15
ZPR-6/9	725 ± 17
ZPR-6/10	222 ± 5
SNEAK7A	395 ± 12
SNEAK7B	429 ± 13
TCA	771 ± 17
IPEN/MB-01	742 ± 7
MASURCA R2	721 ± 11
MASURCA Z2	349 ± 6
FCA XIX-1	742 ± 24
FCA XIX-2	364 ± 9
FCA XIX-3	251 ± 4

表 3.4.2-3: 実効遅発中性子割合の実験値

体系	実験値 [10^4 sec^{-1}]
Jezebel	64 ± 1
Godiva	111 ± 2
Jezebel-23	100 ± 1
Flattop-Pu	21.4 ± 0.5
Flattop-25	38.2 ± 0.2
Flattop-23	26.7 ± 0.5
Zeus-1	0.338 ± 0.008
Zeus-5	7.96 ± 0.08
Big-Ten	11.7 ± 0.1
STACY-30	0.0127 ± 0.003
STACY-46	0.0106 ± 0.004

表 3.4.2-4: 新評価に基づく核データを用いた実効遅発中性子割合の計算値

体系	実験値 [pcm] [pcm]	実験誤差	計算値 [pcm] [pcm]	計算の統計誤差 (1σ)	C/E	誤差
Jezebe	194	10	213	3	1.10	0.02
Godiva	659	10	684	5	1.04	0.01
Jezebel-23	290	10	333	4	1.15	0.01
Flattop-Pu	276	7	297	4	1.08	0.01
Flattop-25	665	13	708	5	1.07	0.01
Flattop-23	360	9	393	4	1.09	0.01
ZPR-9/34	667	15	728	6	1.09	0.01
ZPR-6/9	725	17	703	3	0.97	0.00
ZPR-6/10	222	5	274	4	1.23	0.02
SNEAK7A	395	12	383	3	0.97	0.01
SNEAK7B	429	13	419	3	0.98	0.01
TCA	771	17	836	8	1.08	0.01
IPEN/MB-01	742	7	826	8	1.11	0.01
MASURUCA R2	721	11	771	9	1.07	0.01
MASURUCA Z2	349	6	364	6	1.04	0.02
FCA XIX-1	742	24	811	11	1.09	0.02
FCA XIX-2	364	9	381	6	1.05	0.02
FCA XIX-3	251	4	289	6	1.15	0.02

C/E の誤差は計算の統計誤差のみ考慮

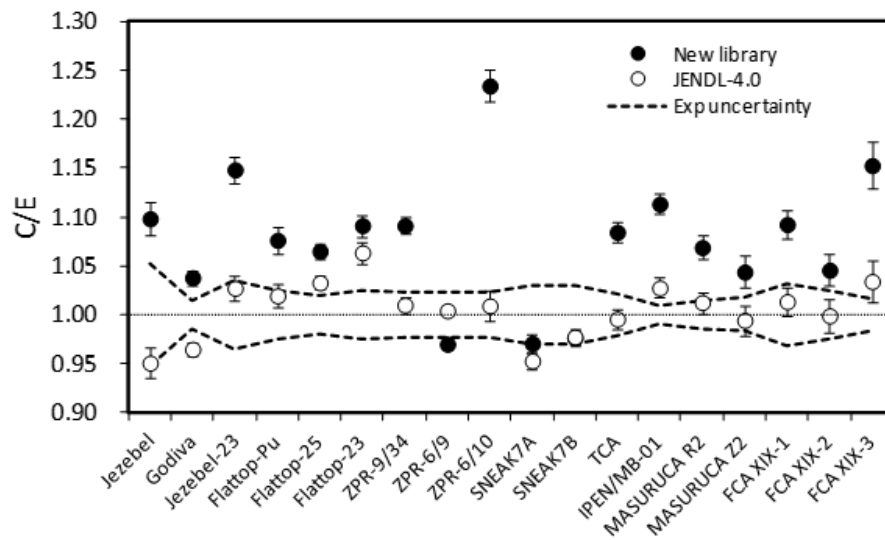


図 3.4.2-4: 実効遅発中性子割合に対する新評価に基づく核データを用いた計算結果と実験値との比較

表 3.4.2-5: 新評価に基づく核データを用いた即発中性子減衰定数（遅発臨界時）の計算値

体系	実験値 [10^4sec^{-1}]	実験誤差	計算値 [10^4sec^{-1}]	計算の統計誤差 (1σ)	C/E	誤差
Jezebel	64	1	74	1	1.15	0.02
Godiva	111	2	121	1	1.09	0.01
Jezebel-23	100	1	124	1	1.24	0.01
Flattop-Pu	21.4	0.5	22.7	0.3	1.06	0.01
Flattop-25	38.2	0.2	41.6	0.3	1.09	0.01
Flattop-23	26.7	0.5	31.9	0.3	1.19	0.01
Zeus-1	0.338	0.008	0.388	0.003	1.15	0.01
Zeus-5	7.96	0.08	11.5	0.1	1.44	0.01
Big-Ten	11.7	0.1	11.9	0.1	1.02	0.01
STACY-30	0.0127	0.0003	0.0140	0.0001	1.10	0.01
STACY-46	0.0106	0.0004	0.0118	0.0001	1.12	0.01

C/E の誤差は計算の統計誤差のみ考慮

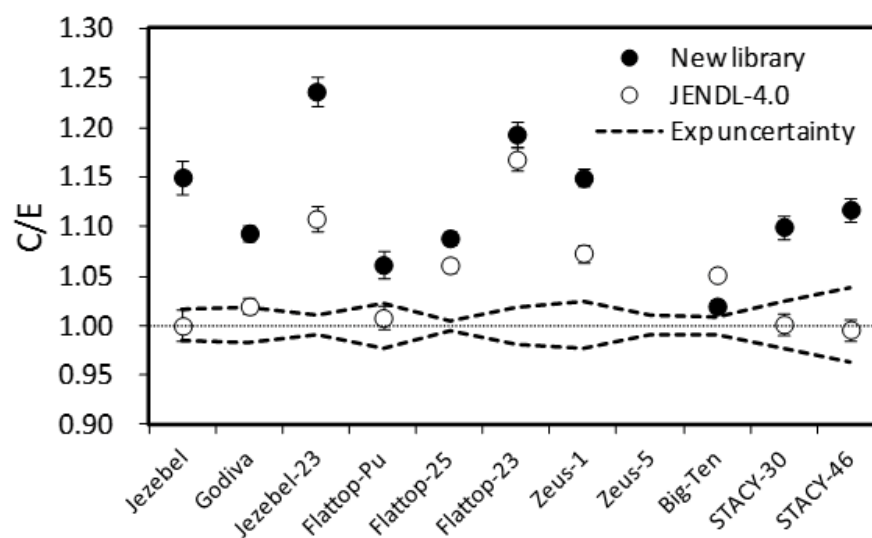


図 3.4.2-5: 即発中性子減衰定数（遅発臨界時）に対する新評価に基づく核データを用いた計算結果と実験値との比

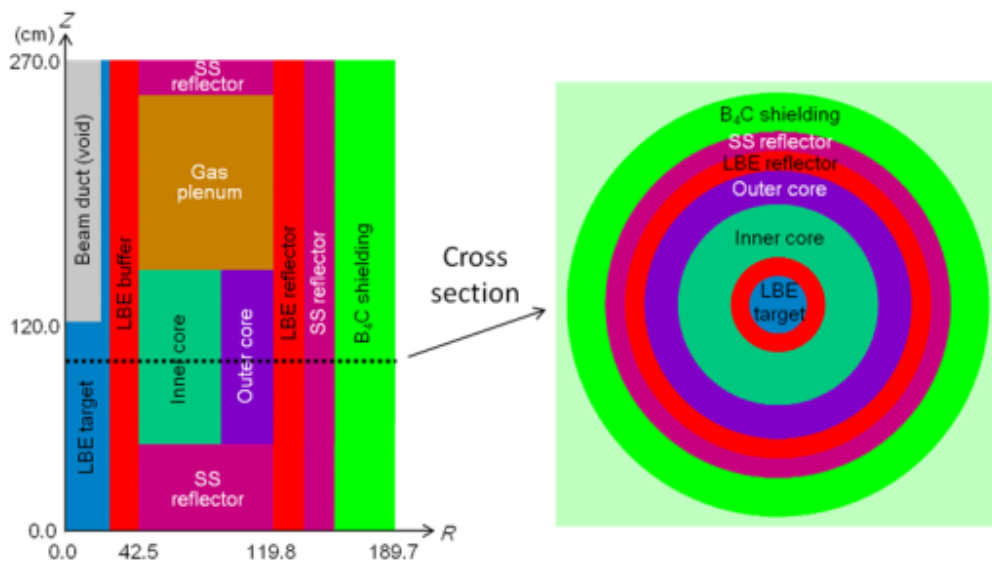


図 3.4.2-6: 加速器駆動炉ベンチマーク問題の計算体系

Pu-239 による遅発中性子収率の影響が大きく、マイナーアクチノイド (MA) 核種による影響は小さい。そこで、マイナーアクチノイド核種の遅発中性子収率の影響が大きいと考えられる加速器駆動炉ベンチマーク問題に対する計算精度を評価した。本ベンチマーク問題は計算ベンチマークのため、実験値は存在しない。JENDL-4.0, ENDF/B-VII.0, JEFF-3.1 と新評価に基づく核データを用いて、実効遅発中性子割合と即発中性子減衰定数を計算し、評価済み核データ間の差異を調べた。

体系は、原子力機構が設計した 800 MW 級の加速器駆動炉 (ADS) である [Tsujiimoto et al. (2004)]。この ADS 体系に対するベンチマーク問題は、IAEA の調整研究プロジェクト (CRP: Coordinated Research Project) として採用されており、菅原らが MVP コードを用いて解析を行っている [Sugawara et al. (2012)]。本解析では、菅原らが用意した MVP 入力データを用いて、実効遅発中性子割合と即発中性子減衰定数を計算した。計算体系を図 3.4.2-6 に、燃料組成を表 3.4.2-6 に示す。

評価済み核データ JENDL-4.0, ENDF/B-VII.0, JEFF-3.1 と新評価に基づく核データを用いて、加速器駆動炉ベンチマーク問題に対する実効遅発中性子割合と即発中性子減衰定数を計算した結果を表 3.4.2-7 に示す。JENDL-4.0 と JEFF-3.1 の結果は、ほぼ同じ結果となり、ENDF/B-VII.0 はそれらの結果に比べて 3% 程度小さくなるのが分かった。また、新評価に基づく核データは、前節の解析結果と同様、JENDL-4.0 の結果に比べて約 10% 過大評価する結果となった。どの核種に対する遅発中性子収率データの影響が大きいかは、感度解析をする必要があり、今後の検討課題である。

f. まとめ

遅発中性子収率を新しく評価した核データファイルから MVP 用断面積ライブラリを作成し、実効遅発中性子割合と遅発臨界時の即発中性子減衰定数に対する計算精度を調べるため、一昨年度用意したベンチマーク問題について積分実験解析を実施した。

表 3.4.2-6: 加速器駆動炉ベンチマーク問題の燃料組成 (燃料は、MA と Pu の窒化物混合物。単位は、wt%)

核種	MA 燃料	Pu 燃料	核種	MA 燃料	Pu 燃料
U-234	-	0.04	Am-241	32.10	1.09
U-236	-	0.01	Am-242m	0.06	-
Np-237	49.65	-	Am-243	13.37	-
Pu-238	-	2.38	Cm-243	0.03	-
Pu-239	-	54.47	Cm-244	4.04	-
Pu-240	0.32	24.29	Cm-245	0.39	-
Pu-241	-	10.85	Cm-246	0.04	-
Pu-242	-	6.96	-	-	-

表 3.4.2-7: 加速器駆動炉ベンチマーク問題について、様々な評価済み核データを用いて計算した実効遅発中性子割合と即発中性子減衰定数の比較

核データ	β_{eff} (pcm)	β_{eff}/Λ (s ⁻¹)
JENDL-4.0	206 ± 3	7053 ± 102
ENDF/B-VII.0	200 ± 3	6716 ± 101
JEFF-3.1	204 ± 3	7077 ± 104
新評価に基づく核データ	227 ± 3	7592 ± 104

実効遅発中性子割合 β_{eff} では、18 炉心に対して実験解析を実施した。新評価に基づく核データを用いた結果は、昨年度実施した JENDL-4.0 を用いた結果に比べて全体的に過大評価する傾向にあることが分かった。また、実験値を約 15% の精度で再現できることが分かった。

遅発臨界時の即発中性子減衰定数では、11 炉心に対して実験解析を実施した。昨年度の解析から β_{eff} の解析と比べて、C/E のばらつきが大きく、現状では、核データの評価につながる情報は得られないことが分かっているが、JENDL-4.0 を用いた結果と比較すると、新評価に基づく核データは全体的に過大評価する傾向にある。JENDL-4.0 を用いた結果で大きく実験値を過大評価していた体系 (Jezebel-23, Flattop-23, Zeus-5) を除けば、ほぼ 15% の範囲で実験値を再現できることが分かった。

マイナーアクチニド核種に対して新たに評価した核データが与える影響を調べるために、加速器駆動炉ベンチマーク問題に対する解析も実施した。その結果、JENDL-4.0 と JEFF-3.1 の結果は、ほぼ同じ結果となり、ENDF/B-VII.0 はそれらと比べて 3% 程度小さい値を与えるが分かった。また、新評価に基づく核データを用いた結果は、積分実験解析の結果と同様、JENDL-4.0 の結果に比べて約 10% 過大評価することが分かった。

今後の課題として、各体系に対する、遅発中性子収率データに関する核種依存性や遅発中性子先行核群依存性を調べるため、実効遅発中性子割合と遅発臨界時の即発中性子減衰定数に対する感度解析を行う必要がある。

ここに示した結果は、ランジュバン計算または代理反応に基づく評価によって得られた遅発中性子収率データをもとに、従来の核データ評価で行われているような詳細な評価の過程によらずに作成されたファイルを使って得られたものである。そのことを考えると、核物理の理論と実験のみを使用して得られたデータで 10% から 15% で実験値を再現する結果を得ることが出来たことは大きな成果であって、この成果は核物理理論と実験の原子力分野への直接的な応用の可能性を示すものと言える。また、系統的にな実験値と計算値の差が得られたことから、さらに精度を向上させるために必要な要因を調べる手がかりになることが期待される。

参考文献

- [Nagaya (2015)] Y. Nagaya, " Calculation of reactor kinetics parameters with Monte Carlo differential operator sampling, " Ann. Nucl. Energy, 82, 226-229 (2015).
- [Shibata et al. (2011)] K. Shibata et al., " JENDL-4.0: a new library for nuclear science and engineering, " J. Nucl. Sci. Technol., 48, 1-30 (2011).
- [Chadwick et al. (2006)] M.B. Chadwick et al., " ENDF/B-VII.0: next generation evaluated nuclear data library for nuclear science and technology, " Nucl. Data Sheets, 107, 2931-3060 (2006).
- [Koning et al. (Eds.) (2006)] A. Koning et al.(Eds.), " The JEFF-3.1 Nuclear Data Library, " JEFF Report 21, OECD/NEA Data Bank (2006).
- [OECD/NEA (2008)] OECD Nuclear Energy Agency, " International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments, " NEA/NSC/DOC(95)08, Nuclear Energy Agency, OECD (2008), September 2008 Edition.

- [OECD/NEA (2012)] OECD Nuclear Energy Agency, “ International Handbook of Evaluated Reactor Physics Benchmark Experiments, ” NEA/NSC/DOC(2006)1, Nuclear Energy Agency, OECD (2012), March 2012 Edition.
- [Okajima et al. (2002)] S. Okajima et al., “ Summary on international benchmark experiments for effective delayed neutron fraction (β_{eff}), ” Prog. Nucl. Energy, 41, 285-301 (2002).
- [奥村 (2011)] 奥村啓介、長家康展, “ JENDL-4.0 に基づく連続エネルギーモンテカルロコード MVP 用の中性子断面積ライブラリ の作成と ICSBEP ハンドブックの臨界性ベンチマーク解析への適用, ” JAEA-Data/Code 2011-010 (2011).
- [Tsujiimoto et al. (2004)] K. Tsujimoto et al., “ Neutronics Design for Lead-Bismuth Cooled Accelerator-Driven System for Transmutation of Minor Actinide, ” J. Nucl. Sci. Technol., 41, 21-36 (2004).
- [Sugawara et al. (2012)] T. Sugawara et al., “ Accelerator-Driven System Analysis by Using Different Nuclear Data Libraries, ” Atom Indonesia, 38, 71-77 (2012).

3.5 研究推進

東京工業大学と日本原子力研究開発機構の研究者の相互訪問により、適宜研究状況の確認、研究の進め方などについての議論を行った。また外部評価委員会を開催し、本事業全体計画及び平成26年度、平成27年度成果についてのご意見を伺い、事業遂行及びまとめに関するご意見をいただいた。

本委員会の内容は以下の通りである。

- 日時：平成27年5月29日(金)10:00～13:00
- 場所：東京工業大学原子炉研北1号館301会議室
- 出席者（敬称略）：
評価委員：中島 健（京都大学教授、委員長）、吉田 正（東京都市大学名誉教授）、大槻勤（京都大学教授）、岩崎智彦（東北大学教授）
事業担当者：千葉 敏（東工大）、石塚知香子（東工大）、広瀬健太郎（JAEA）、須山賢也（JAEA）、岩本 修（JAEA）
- 議事次第
 - － 1. 研究開発状況（平成26年度の成果及び平成27年度の予定）についての説明 全体計画の概要と進捗状況 千葉 敏
 - 【業務計画書 4. (1)】代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定 広瀬健太郎
 - 【業務計画書 4. (2)】核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究 千葉 敏
 - 【業務計画書 4. (3)】核分裂片独立収率計算手法の開発 千葉 敏
 - 【業務計画書 4. (4)】核データ及び原子炉動特性の評価 岩本 修
 - 【業務計画書 4. (4)】核データ及び原子炉動特性の評価 須山 賢也
 - － 質疑応答
 - － その他
- 総評
 - － 本プロジェクトのまとめ方を考えるべきである。報告書は年度内なのか？
 - － 最終年度なので報告書に成果を目に見えるように記述する必要がある。核データの成果に留まらず、 $^{243,245}\text{Cm}$ 、 $^{241,242}\text{Am}$ 、Puなどの高エネルギーでの ν_d がADSに与える影響や、14MeV中性子による核変換では10～20MeVの ν_d が効いてくる可能性がある。ADSの安全評価では100MeV程度までの ν_d が効いてくる。これらはthermalと遅発中性子放出のメカニズムが違うのではないか。また ^{238}U はfertileの代表として重要であるので ν_d のエネルギー依存性を調べてからMAのfertileの計算を行うと良い。
 - － JENDLとJEFFのcharge分布を見ているがJENDLの分布は不規則に暴れている。崩壊熱には効かないが遅発中性子放出には効きそうである。

- ADS や高速炉では核データライブラリー間で β が違うことが問題であるが、どの β を使えば安全側の評価になっているのかがわかるか？本プロジェクトによってどちらがより正しいかがわかるのか？
 - MOX 炉心の高燃焼度状態での β などについても議論できないか？
 - 実験の論文が欲しい。
- 日時：平成 28 年 3 月 30 日 (水)13:30 ~ 16:50
 - 場所：東京工業大学原子炉研北 1 号館 301 会議室
 - 出席者（敬称略）：
 - 評価委員：中島 健（京都大学教授、委員長）、吉田 正（東京都市大学名誉教授）、大槻勤（京都大学教授）
 - 事業担当者：千葉 敏（東工大）、石塚知香子（東工大）、西尾勝久（JAEA）、須山賢也（JAEA）、岩本 修（JAEA）、小浦寛之（JAEA）
 - 議事次第
 - 1. 研究開発状況（平成 26 年度の成果及び平成 27 年度の予定）についての説明 全体計画の概要と進捗状況 千葉 敏
 - 【業務計画書 4. (1)】代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定 西尾勝久
 - 【業務計画書 4. (2)】核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究 小浦 寛之
 - 【業務計画書 4. (3)】核分裂片独立収率計算手法の開発 石塚 知香子
 - 【業務計画書 4. (4)】核データ及び原子炉動特性の評価 岩本 修
 - 【業務計画書 4. (4)】核データ及び原子炉動特性の評価 須山 賢也

質疑応答内容

- 事業代表者の千葉より、本事業の背景の説明の後、研究開発体制、事業の目的、事業の各項目の関連、全体計画及び平成 27 年度の業務計画についての説明がされた。また、本年度が最終年度であることから、今回は今年度事業に加え事業全体についても評価コメントをいただきたいとの補足説明があった。これに対して中島委員長より、動特性評価の項目は最初の提案では入っていなかったが審査コメントを受けて追加したことは、審査を真摯に受け止めて事業に臨んだ証であるとの意見が表明された。
- 西尾事業担当より、代理反応による核分裂片質量数分布の原理、測定手法、標的作成方法、質量数分割の決定方法、今年度の ^{237}Np 標的に対する結果及びこれまで事業で測定されてきたデータの解析結果について報告された。これに対して、励起エネルギーと中性子エネルギーの対応性の確認、最低の励起エネルギーピンと熱核分裂の対応などについての質問が出された。また本事業で 20 核種を超える新規の核分裂片質量数分布が取得されたことは高く評価できるとのコメントが出された。さらに本研究の世界の中での意義付けなどが議論された。

- － 小浦事業担当より、大局的理論の改良による核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究成果について報告された。これまでフェルミエネルギーに対する現象論的な補正としてダンピング因子を導入したが、今年度は準位密度として Gilbert-Cameron 型の公式を用いることと、球形核近傍の崩壊遷移の前後でパリティの異なる一粒子準位への遷移を許容遷移において禁止するように崩壊強度関数を修正することで、 $N=82$ を含む主要な魔法数前後での β 崩壊半減期の振る舞いを格段に良く再現できるようになったことが報告された。最終的に本事業によって作成した β 崩壊コードを用いることで平均遅発中性子放出数が改善されたことが示された。これに対して、odd核の Q_β が変わってしまわないかとの質問が出されたが、本手法はodd核中においてもodd核中のeven core部分の改良であり Q_β は変わらないとの回答がなされた。また、今回導出された平均遅発中性子数の実験値との違いが議論され、JENDL/FPYの問題点などが指摘された。
- － 石塚事業担当よりランジュバン方程式を用いる核分裂片独立収率計算手法の開発について、全体計画及び今年度の成果が報告された。新たなランジュバンコードを開発し、 ^{236}U に対する再現性が向上したことや荷電偏極が計算可能になったこと、微視的輸送係数が導入されたこと、今年度はそれらの成果を用いて系統的な計算を行ったことが報告された。これに対して、計算が行われた励起エネルギーと原子炉で必要とされるエネルギーの差異の補正方法などについて議論された。
- － 岩本事業担当者より、核データ評価についての説明が行われた。ランジュバン模型及び代理反応で測定された質量数分布のデータから、即発中性子放出の補正を行い、総和計算による遅発中性子放出収率を得た。GEFコードの結果を用いて、熱エネルギーまで外挿した。最終的に6群定数と群毎の遅発中性子スペクトルを導出した。これに対し、6群に分けた意義や、今後も6群で行くべきなのか、GEFを用いているのでその部分の信頼性にも依存するのではないかとの意見が出された。
- － 須山事業担当より、原子炉動特性評価の全体計画及び本事業で作成した核データに対する結果が説明された。新たな核データは、代表的なベンチマーク体系の β_{eff} や即発中性子減衰定数をほぼ15%程度の精度で再現できていることが示された。これに対して、実験の一部の体系ではストリーミングの効果が無視できないが、計算ではそれを取り入れにくいことや、実験データの精度(約 $\pm 5\%$)についての議論が行われた。本事業の結果はコンスタントに15%過大評価の傾向となっているが、それは一定のバイアスであるので今後、原因の解明が望まれることと、核分裂の基礎から炉物理までがつながってある程度の精度が実証されたことが本事業の成果として評価できるなどの意見が出された。
- － 全体のまとめの議論として、中島委員長より、全ての項目について事業項目を実施し、完了までたどり着いたことと、ミクロとマクロを直接つなぐ道筋が付けられたこと、遅発中性子に関する評価を行える技術が得られたことや、多くの核種について新たなデータが得られた事などが本事業の成果として評価できるとのコメントをいただいた。また吉田委員からは、これまで物理と炉物理の間にあった谷間が埋まったことや、核分裂片分布に対する評価を行える技術を有する人が育ったことに対する評価をいただいた。大槻委員からは、新しいFP Yieldデータが得られたことは、理学的観点からは

素晴らしい成果であり、原研タンデムの特徴であるこのような研究が今後も続く事に対する期待が表明された。

- ベンチマーク計算は15%程度の過大評価となっているが、新規データの取得や原子力に密接に関連する基礎科学の進展、核データ評価における新たな技術取得等、事業全体で行われた意義は大きいので、報告書はそれを強調すべきであるとのこと指摘を受けた。

4. 結言

平成 27 年度における本事業では、研究計画に従って「代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定」、「核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究」、「核分裂片独立収率計算手法の開発」、「核データ及び原子炉動特性の評価」、「委員会の開催」、の五項目について事業を遂行した。成果をまとめると以下のようなになる。

1. 「代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定」

$^{18}\text{O} + ^{237}\text{Np}$ の多核子移行代理反応において、初めての測定となる ^{238}Pu を含む複合核 $^{237,238,239}\text{Np}$ 、 $^{238,239,240}\text{Pu}$ 、 $^{240,241,242}\text{Am}$ の核分裂片質量数分布およびこれらの励起エネルギー依存性を測定した。

2. 「核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究」

本事業で開発したコードを用いて改良した大局的理論の各バージョンに応じた計算を可能とし、核分裂生成物の個々の核種の β 崩壊半減期・遅発中性子放出割合および平均遅発中性子放出割合・崩壊熱の計算を行った。

3. 「核分裂片独立収率計算手法の開発」

これまでに開発したランジュバン模型による核分裂片独立収率計算コードを高速化し、4. 項の核データ評価に必要な核分裂片の質量数分布のエネルギー依存性を U, Np, Pu, Am, Cm の同位体について計算し提供した。

4. 「核データ及び原子炉動特性の評価」

① 核データ評価

即発中性子放出を考慮して収率を導出した後、崩壊データを用いてベータマン法により時間依存の遅発中性子放出量を求めた。時間依存の計算値から、最小二乗法を用いて 6 群近似のパラメータを決定した。評価データを組み合わせ、ENDF 形式の核データファイルを作成した。

② 原子炉動特性の評価

評価された遅発中性子割合のデータを用いて、ICSBEP に内蔵されている実効遅発中性子測定データの解析を実施した。

5. 「研究推進」

外部評価委員会を 2 回開催した。委員会では代理反応データの解釈を中心に、本プロジェクトの今後（終了後を含む）の発展方向、成果の発信方法等について専門家による活発な議論が行われた。

以上、4 年目としての本年度の業務項目を実施し、全ての項目について所期の目標を達成すると共に、事業全体の目標を達成した。

5. まとめ

本事業においては、

1. 代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定
2. 核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究
3. 核分裂片独立収率計算手法の開発
4. 核データ及び原子炉動特性の評価
5. 委員会の開催

の5項目について研究・開発事業を遂行した。それぞれについての成果をまとめると以下のようになる。

1. 代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定

重イオンを入射反応とする代理反応による核分裂片質量数分布の系統的測定手法を開発した。開発した項目は

- (a) $\Delta E - E$ 検出器
- (b) 多芯線比例計数管
- (c) 試料電着用ニッケルバックキングの作成手法
- (d) 各試料の電着手法
- (e) データ収集用電子回路系
- (f) データ収集用ソフトウェア
- (g) 解析ソフトウェア

とう一式である。これにより ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np , ^{242}Cm を標的とした代理反応を遂行し、それぞれのケースにおいて多くの世界発のデータを取得した。またデータ同士の整合性や、他の手法（中性子入射や陽子入射反応）で得られたデータとの比較を行い、本手法で得られたデータの妥当性を確認した。

2. 核分裂片の崩壊熱と遅発中性子収率の研究

核分裂片領域核種の β 崩壊特性実験データを収集しデータベースを作成した。今回収集した評価済み実験データにより、旧来のデータと比べてより中性子過剰核のデータを得ることになり、この領域の系統的な振る舞いを得る結果となった。そして今回行った β 崩壊理論的改良により、 β 崩壊半減期だけでなく、遅発中性子放出確率、そして平均遅発中性子放出割合などを同時に考慮して行った。このことにより、原子核の基礎物理的な知見を得ると同時に、核データの的な点でも利用しうる理論模型の構築を実施することができた。

3. 核分裂片独立収率計算手法の開発

原子炉内で起こる原子核の崩壊過程を把握するために、原子炉内で実現される低温領域において予言力を持つ理論模型を構築し、実験データとの比較を重ねながら予測精度向上を図ることを目標の一つとしていた。そこでランジュバン模型を改良し、原子炉動特性を評価するために不可欠な同位体収率を与えるための拡張（平成24年度）や核分裂時の複合核の形状をより現実的に記述するための改良（平成25年度）、低温での運動で重要となるポテンシャルと矛盾しない微視的輸送係数の導入（平成26年度）を行うことによって理論模型の高精度化を実現してきた。本事業で開発された核分裂片独立収率計算手法は低励起状態から高励起状態での独立収率の実験値を様々な核種において精度良く再現する。また計算過程に調整パラメータが入らない、純粋な物理描像に基づく理論模型であるため、実験値のない核種に対しても十分な予言力を保っている。高燃焼度原子炉動特性の評価への応用という面では同位体収率の更なる精度向上が望まれる部分もあるが、原子力の基礎となる低温での核分裂現象を少ない基本的な変数で説明できる理論模型が構築できた。

4. 核データ及び原子炉動特性の評価

核データ評価においては、代理反応測定及びランジュバン計算で得られたデータから即発中性子放出を考慮して独立核分裂収率を導出した。総和計算により遅発中性子収率及び6群パラメータ、遅発中性子エネルギースペクトルを評価し、ベンチマーク計算に利用可能な ENDF 形式の評価済核データファイルを作成した。

原子炉動特性評価においては、遅発中性子収率を新しく評価した核データファイルから MVP 用断面積ライブラリを作成し、実効遅発中性子割合と遅発臨界時の即発中性子減衰定数に対する計算精度を調べるため、一昨年度用意したベンチマーク問題について積分実験解析を実施した。

実効遅発中性子割合 β_{eff} では、18 炉心に対して実験解析を実施した。新評価に基づく核データを用いた結果は、昨年度実施した JENDL-4.0 を用いた結果に比べて全体的に過大評価する傾向にあることが分かった。また、実験値を約 15% の精度で再現できることが分かった。

遅発臨界時の即発中性子減衰定数では、11 炉心に対して実験解析を実施した。昨年度の解析から β_{eff} の解析と比べて、C/E のばらつきが大きく、現状では、核データの評価につながる情報は得られないことが分かっているが、JENDL-4.0 を用いた結果と比較すると、新評価に基づく核データは全体的に過大評価する傾向にある。JENDL-4.0 を用いた結果で大きく実験値を過大評価していた体系（Jezebel-23, Flattop-23, Zeus-5）を除けば、ほぼ 15% の範囲で実験値を再現できることが分かった。

マイナーアクチニド核種に対して新たに評価した核データが与える影響を調べるために、加速器駆動炉ベンチマーク問題に対する解析も実施した。その結果、JENDL-4.0 と JEFF-3.1 の結果は、ほぼ同じ結果となり、ENDF/B-VII.0 はそれらと比べて 3% 程度小さい値を与えることが分かった。また、新評価に基づく核データを用いた結果は、積分実験解析の結果と同様、JENDL-4.0 の結果に比べて約 10% 過大評価することが分かった。

今後の課題として、各体系に対する、遅発中性子収率データに関する核種依存性や遅発中性子先行核群依存性を調べるため、実効遅発中性子割合と遅発臨界時の即発中性子減衰定

数に対する感度解析を行う必要がある。

ここに示した結果は、ランジュバン計算または代理反応に基づく評価によって得られた遅発中性子収率データをもとに、従来の核データ評価で行われているような詳細な評価の過程によらずに作成されたファイルを使って得られたものである。そのことを考えると、核物理の理論と実験のみを使用して得られたデータで10%から15%で実験値を再現する結果を得ることが出来たことは大きな成果であって、この成果は核物理理論と実験の原子力分野への直接的な応用の可能性を示すものと言える。また、系統的にな実験値と計算値の差が得られたことから、さらに精度を向上させるために必要な要因を調べる手がかりになることが期待される。

5. 委員会の開催

年度初め、または終わりに当該分野の専門家をメンバーとする委員会を開催し、得られた成果、進捗状況、次年度計画の妥当性などについて適宜確認を行い、必要な修正を施しながら計画全体を勧める指針とした。