JAERI-M
89-143

NEANDC(J)-142/U
INDC(JPN)-129/L

^{238}U, ^{232}Thの核分裂即発中性子スペクトルと非弾性散乱二重微分断面積の測定

1989年10月

馬場　護*・若林　秀隆**・伊藤　伸夫*
前田　一人*・平川　直弘*

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319－11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI M reports are issued irregularly.
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1989

編集兼発行　日本原子力研究所
印　　刷　日立高速印刷株式会社

^{238}U, ^{232}Th の核分裂即発中性子スペクトルと非弾性散乱二重微分断面積の測定

日本原子力研究所東海研究所物理部
馬場　護*・若林　秀隆**・伊藤　伸夫*
前田　一人*・平川　直弘*

（1989年9月13日受理）

本報告は，^{238}U, ^{232}Th の核分裂中性子スペクトルと非弾性散乱二重微分断面積に関する実験的研究の成果をまとめたものである。

実験は，東北大学工学部の高速中性子実験室において，ダイナミトロン型加速器を中性子源とするパルス中性子飛行時間法により行い，両核種について

1）2 MeV 中性子に対する核分裂即発中性子スペクトル

2）1.2，2.0，4.2，6.1，14.1 MeV 中性子に対する非弾性散乱中性子二重微分断面積のデータを得た。

実験手法，データ解析両面において系統誤差を排除し実験精度を高めるよう留意した。実験結果を，過去の実験値，評価値，及び計算値と比較検討し，過去の実験値や，評価値についていくつかの基本的問題点が明らかになった。これらの新たなデータと知見は，今後の核データ整備に有用な情報を提供するものと考えられる。

本報告は，日本原子力研究所が東北大学に委託して行った研究の成果である。
東海研究所：〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方字白根2－4
* 東北大学
** 野村総合研究所

Measurements of Prompt Fission Neutron Spectra and Double-differential Neutron Inelastic-scattering Cross Sections for ^{238}U and ^{232}Th

Mamoru BABA*, Hidetaka WAKABAYASHI**, Nobuo ITOH*
Kazuto MAEDA* and Naohiro HIRAKAWA*

Department of Physics
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received September 13, 1989)

This report presents the summary of experimental studies of prompt fission neutron spectra and double-differential nentron inelastic-scattering cross sections of ^{238}U and ^{232}Th.

The experiments were performed at Tohoku University Fast Neutron Laboratory employing a time-of-flight technique and a Dynamitron accelerator as the pulsed neutron generator. From the experiments, we obtained the following data for both nuclei;

1. prompt fission neutron spectrum for 2 MeV neutrons,
2. double-differential neutron inelastic-scattering cross sections for 1.2, 2.0, 4.2, 6.1 and 14.1 MeV incident neutrons.

Both in experiments and data processing, cares were taken to obtain reliable data by avoiding systematic uncertainty.

The experimental data were compared with those by other experiments, evaluations and model calculations. Through the data comparison, some fundamental problems were found in the experiments by previous authors

---

This work was performed by Tohoku University under contract with Japan Atomic Energy Research Institute.

* Tohoku University

** Nomura Research Institute

and the evaluations. The present data will provide useful data base for refinement of the evaluated data and theoretical models.

Keywords : ^{238}U, ^{232}Th, Fission Spectrum, Neutron Emission Spectrum, Inelastic-scattering, Double-differential, Time-of-flight, 1.2 - 14 MeV, Dynamitron, Data Comparison, Evaluated Data, Model Calculation

目　　次

1. 序論 …… 1
2. 核分裂即発中性子スペクトル …… 3
2.1 概要 …… 3
2.2 実験装置と方法 …… 3
2.3 核分裂スペクトルの測定 …… 5
2.4 データ処理と補正 …… 5
2.5 結果と考察 …… 6
3. 非弾性散乱二重微分断面積 …… 10
3.1 概要 …… 10
3.2 実験方法 …… 10
3.3 二重微分断面積の測定 …… 11
3.4 データ処理と補正 …… 12
3.5 結果と考察 …… 13
4. まとめ …… 17
参考文献 …… 19

Contents

1. Introduction 1
2. Prompt fission neutron spectrum 3
2.1 General 3
2.2 Experimental Apparatus and Method 3
2.3 Measurement of Fission Spectrum 5
2.4 Data Processing and Correction 5
2.5 Results and Discussion 6
3. Double-differential Neutron Inelastic-Scattering Cross Section 10
3.1 General 10
3.2 Experimental Apparatus and Method 10
3.3 Measurement of Double-differential Inelastic-Scattering Cross Sections 11
3.4 Data Processing and Correction 12
3.5 Results and Discussion 13
4. Summary 17
References 19

1. 序　　論

U－238とTh－232の高速中性子核データは，高速炉，核融合・核分裂ハイブリッド炉，加速器増殖炉などの核設計において不可欠なものである。なかでも，核分裂に伴う即発中性子と非弾性散乱中性子のエネルギー分布のデータは，上記システムにおける中性子スペクトル計算の基本となるもので，核分裂断面積・捕獲断面積データとならび最も重要度の高いものである。

しかしながら，それらのデータ精度の現状は不十分なもので，JENDL－3の評価においても核分裂スペクトルとウランの非弾性散乱断面積は大きな問題点の一つとなっている。

最新のWRENDA[1]においても，高いpriorityの要求が数多く挙げられている。

(1) 核分裂即発中性子スペクトル

核分裂即発中性子スペクトルの実験データは，現在までかなりの数報告されているが，そのほとんどは，U－235やPu－239など熱核分裂性核種とCf－252の自発核分裂に関するものである。これらの核種の場合，十分でないまでも定量的検討が可能な程度に実験データが蓄積されている。

U－238とTh－232の場合には，'70年代以後実験データがほとんど報告されておらず，データの不確定性は特に大きい。U－238とTh－232が，U－Pu系の高速炉においてPu－239やU－235ほどの重要度を持たないこともこの理由の一つであるが，同時にこれらの核種がしきい核分裂性核種であるために実験がより困難であることも大きな要因と考えられる。今後進展が期待されるハイブリッド炉や加速器炉の場合には，これらの核種が主要核種となり，そのデータ精度の向上が重要になると考えられる。

近年LANL[2]やT.U Dresden[3]などで核分裂スペクトルの理論的研究が進められており，核分裂スペクトルが未知または測定が不可能な核種への応用が期待されている。しかし，これらのモデル計算はまだ実験値を十分再現できる段階に至っておらず，今後多くの改善が必要とされている。理論モデルの開発においても，種々の核種やエネルギに対する実験データが必要とされているが，現在，定量的比較に耐えうるデータはCf－252，U－235などの場合に限られている。そのため，昨年水戸で開かれたIAEA Consultants Meeting on the "Physics of Neutron Emission in Fission"においても，U－238とTh－232の即発中性子スペクトルの新たな測定を行うことが提言された[4]。

(2) 非弾性散乱断面積と二重微分断面積

U－238とTh－232の散乱断面積に関しては，Bruyeres－Le－Chatel[5]やUniv.of Lowell[6]などで低励起準位に関する高分解能のデータが得られ，光学ポテンシャルパラメータが決定されたことによって，回転運動モデルによる基底状態と低励起準位の微分断面積やエネルギー依存性などの定量的予測が可能となってきた。

また，Univ.of Lowellのグループ[6]は，振動準位と考えられる500－1200keVの励起準位に

関する測定も行い，多くの重要な情報を提供している。彼らのデータをもとに，大沢[7]，Hodgson[8] Univ. of Lowellグループ[6]らによって，強く変形した核における非弾性散乱の計算模型が開発された。

しかし，基底準位バンド以上の励起準位に関しては，これらの計算と実験値の一致は必ずしも十分ではない。また実験値の間でも，中性子を測定した場合とガンマ線を測定した場合とでは結果が大きく食い違うなど，大きな問題が残されているのが現状である。

さらに，大きな減速効果をもたらすため実用上の観点からより重要と考えられる高励起準位や連続準位への非弾性散乱に関する実験データとしては，Batchelor et al.[9]，Knitter et al.[10]による'60年代のデータがあるのみなので，評価値間の差は大きい。これらのデータはエネルギー分解能などにおいて十分なものではなく，より高いエネルギー分解能とS／N比を持った新たな測定データによって再検討される必要がある。

上述の現状を考慮し，本研究では東北大学ダイナミトロン飛行時間スペクトロメータを用い，U－238とTh－232に対し，高速中性子入射に伴う放出中性子スペクトルの測定を行い，

1）2 MeV入射中性子に対する核分裂即発中性子スペクトル，および

2）1.2，2.0，4.2，6.1，14.1ＭＶ入射中性子エネルギーにおける非弾性散乱二重微分断面積

のデータを導出し，他のデータや，評価値などとの比較検討を行う。

U－238とTh－232は核構造的に多くの類似性を持っており，両核種の同時測定によるデータは，相補的な意味を持ち有効と考えられる。

核分裂スペクトルはU－238について，135°，90°の２角度で測定し，スペクトルの角度依存性についても検討する。

非弾性散乱中性子の測定においては，広い二次中性子エネルギー範囲をカバーすることにより，スペクトル全体のグロスな様相を把握することを主な目的とする。

なお，当グループは以前，Th－232に関しMeV領域のデータを報告[11,12]したが，今回実験と解析方法を改良し，より詳細なデータを得ると共に，新たに14 MeVにおける実験を行う。

以下，２章と３章で核分裂スペクトルと非弾性散乱断面積に関し，実験方法，データ処理と結果を述べ考察を加える。

2. 核分裂即発中性子スペクトル

2.1 概　要

核分裂中性子スペクトルは，核分裂計数管または核分裂性物質を核分裂源とし，中性子照射により放出される核分裂中性子をエネルギー分析することによって測定する。核分裂中性子を散乱中性子から弁別する必要から，原理的には核分裂計数管を核分裂源とする方式の方が望ましい。しかしこの場合，核分裂計数管に装荷できる核分裂物質の量は高々1 g程度であるため，統計精度を上げるのは困難である。また核分裂片と中性子の角度相関も問題になる。U－238とTh－232について，この方式によるデータが14MeV[13]と2 MeV[14]中性子に対して報告されているが，得られたデータは中性子収量の多い数100keVから3，4 MeVの範囲に限られている。

熱核分裂性核種の場合には，入射エネルギーを数100keVまで下げることにより，後者の方式でも，核分裂スペクトルのほぼ全容を観測することが可能である。U－235やPu－239のデータの主なものはこの方式で測定された。

本実験においても，核分裂計数管を用いた測定を検討したが，上述の問題点のため困難と考えられ，金属のウランとトリウム試料を核分裂源とすることとした。この方式では，散乱中性子を核分裂中性子から区別できないことから，得られる核分裂スペクトルのデータは入射エネルギーより高い領域に限られる。そのため，入射エネルギーはなるべく低いことが望ましいが，一方では核分裂のしきいエネルギの近傍も核分裂モードのanomaly[15]のため避けることが必要である。2 MeVの入射エネルギーは核分裂断面積の共鳴構造が消える最低エネルギーとして選定した。

実際の測定においては，核分裂中性子が散乱中性子に比べてきわめて少なく，かつ広範なエネルギー範囲に分散すること，核分裂に伴う遅発γ線やサンプル放射線のバックグランドが多いことなどにより，バックグラウンド除去と検出効率及びエネルギー軸の正確な決定が重要である。本研究では，これらの点に留意し，実験体系と条件を設定した。

2.2 実験装置と方法

実験では，大型で高時間分解能の中性子検出器と長い飛行距離を用いて測定エネルギー範囲の拡大を図った。実験体系をFig.1に示す。核分裂試料はターゲットから0°方向10.8 cm の位置におき，放出される核分裂中性子は重厚な遮蔽体中に納めたＮＥ 213 シンチレータによって検出した。飛行距離は3.86mである。この飛行距離は過去の実験[9,14]の場合の2 m前後に比べるとかなり長く，エネルギー分解能を上げるのに有効である。測定角度は，散乱中性子の影響を低減するため，弾性散乱断面積の小さい135°または90°とした。

(1) 中性子源

2 MeVの源中性子は，チタニウム吸蔵型のトリチウムターゲット（～500 μg／cm² Ti厚）をパルス陽子ビーム（～3 MeV）で照射することによって得た。発生中性子のエネルギー幅は約90 keVである。

陽子ビームのパルス幅は約1.5 ns，繰り返し周波数は2 MHzであり，パルスビームのシュプリアス成分は十分無視できるものであった。平均のビーム電流は約3.5 μAである。

(2) 核分裂試料

ウランとトリウムのサンプルは，天然組成の金属を2 cm径X 5 cm 長の円柱に成形し，薄肉のアルミカンに封入したものである。これらのサンプルは同一形状のダミーカン及び鉛サンプルと共に遠隔操作可能なサンプルチエンジャーに吊り下げた。ダミーカンと鉛サンプルの測定はバックグランドが核分裂中性子の領域に存在しないことの確認と散乱中性子のピーク形状のデータも得た。

(3) 核分裂中性子検出器

核分裂中性子用検出器は，14 cm径X10cm 厚のＮＥ213シンチレータである。ＮＥ213シンチレータは，浜松R 1250形光電子増倍管とベースに接続されているが，このベースは広いエネルギ範囲にわたり良好な時間分解能と信号の線形性を保持するよう設計されたものである。この中性子検出器を，2系統の異なるバイアスを有するn−γ波形弁別回路（ＰＳＤ）に接続し，γ線を除去した。高バイアス回路のバイアスレベルを2 MeV（陽子）とし，更に宇宙線によるバックグランドを除去するため上限を20 MeVに設定した。これによりガンマ線のほとんどを除去することができ，良好なＳ／Ｎ比の測定が可能となった。このシステムにより，2 MeV以上の核分裂中性子のほとんどが測定可能であるが，バイアス付近における検出効率の決定に難点があるので，低バイアス回路（0.8 MeVバイアス）を併用した。両者の組合せにより，約0.8から20 MeVの領域が測定可能である。

(4) モニタ検出器

中性子源のスペクトルの形状とパルス中性子のシュプリアス成分を監視し，かつサンプルインとアウトの測定を規格化するために，小型（2″径X 2″厚）ＮＥ213シンチレータによりターゲットからの源中性子の飛行時間スペクトルをモニタした。この検出器も遮蔽体の中にいれ，かつサンプルを見ないようシャドーし，サンプル放射線の影響を除去した。

(5) 測定システム

測定システムブロックダイアグラムをFig.2に示す。キャンベラ社製Ｓ88型波高分析器を用いることにより，核分裂中性子検出器からの高低両バイアス系に対する飛行時間及びn−γ波形スペクトルとモニタの飛行時間スペクトルの5種のデータを同時に取り込み，測定系の確実なモニタを図った。

2.3 核分裂スペクトルの測定

核分裂中性子スペクトルの測定は，135°において，ウラン，トリウム，ダミーカンまたは鉛のサンプルについて交互に行った。各測定値の規格化はモニタ検出器の計数によって行い，測定時間はそれぞれ，1～2時間である。この方式により，測定系に何らかの変動があった場合にその影響を除くことが可能であるが，実際には安定性は良好であり，約60時間に及ぶ測定の間，変動が問題となることはなかった。

90°では，中性子収量の多いウランについてのみ測定を行った。

飛行時間スペクトルのエネルギースケールは，即発γ線を時間原点とし飛行距離と時間分析器チャンネル幅の実測値を用いて決定した。実験的なチェックとしてLiF(d, n)反応からの数本の中性子ピークを観測しそのエネルギがKinematicsによる計算値と1%以内で一致することを確認した。

主検出器の総合的時間分解機能は1.6 ns程度であった。従って，スペクトロメータのエネルギー分解能は0.42 ns/mとなり，過去の実験に比して格段に優れたものとなっている。

測定された飛行時間分布をFig.3に示す。これより，S/N比が良好であること，バックグランドは核分裂中性子の領域で平坦で，時間依存の成分を含まないことがわかる。鉛サンプルの場合も，サンプルで散乱・生成されたγ線，中性子以外の部分で平坦であり，検出器のコリメーションが良好で，かつパルスビームのシュプリアス成分も問題にならないことが確認される。ウラン，トリウムの場合には，サンプル放射線に由来するものが加わるがこれもランダムなので，バックグランドは，均一な分布として処理すればよいことになる。

2.4 データ処理と補正

前項で述べた方式で蓄積された飛行時間スペクトルデータを，バックグランド，検出効率について補正し，0.2 MeV毎のエネルギースペクトルに変換した。その後，以下に示す(3)～(5)の効果に関してデータ補正を行った。

(1) バックグランド

前述のように，バックグランドは核分裂中性子の領域で時間に独立なので，核分裂中性子と散乱中性子の存在しない時間領域の値を外挿することによって決定した。遅発中性子は減衰時間が測定の時間レンジ（500 ns）より十分長いので平坦なバックグランドの一部となる。同様に実験室内で減速した中性子によるU－235の核分裂中性子の影響も自動的に補正される。

(2) 検出効率

中性子検出器の検出効率は最終結果の精度を直接左右する重要なものである。本実験では，7 MeV以下の領域ではCf－252の自発核分裂中性子スペクトル，それ以上では14MeV及び18MeV中性子の水素による散乱収量の測定で求めた値を05Sコード[16]による計算値を組み合わせて決定した。高エネルギー部分での計算と実験の一致は良好であるが，5 MeV以下の領域でバイア

スやn−γ弁別の効果による系統的なずれがみられるので実験値を採用した。効率曲線の不確定性は±5%以内と考えられる。

(3) サンプルサイズ効果

これは，核分裂中性子がサンプル中で散乱を受けることによってスペクトルが歪められる効果であり，その影響は計算によって評価した。核分裂中性子スペクトルは2 MeV以上ではエネルギーと共に急激に減少するので，二重微分断面積データ補正用のモンテカルロコードでは，高エネルギー領域で十分な統計精度を得るのが困難であった。そのため，別途に解析的手法を用いたコードを作製し，この効果を評価した。計算の結果，スペクトル形状に対する影響は小さく3%以内であった。これは，本研究で対象としている2 MeV以上の領域では低エネルギー部ほど核分裂中性子が多く多重散乱によって減速した中性子の寄与の割合が小さいからである。

(4) 時間分解能，検出器厚さの影響

飛行時間スペクトロメータの時間分解能は有限であるため，観測されるスペクトルは見かけ上，より硬いものとなる。また，検出器も厚さを持つため，実効的な飛行距離もエネルギー依存となり，これもスペクトルを硬化させる方向に作用する。

これらの効果は従来ほとんど考慮されてこなかったものであるが，本実験では，計算によって評価しデータに補正に加えた。結果的には，本装置の長い飛行距離と高い時間分解能によって，ほとんど影響を持たない（＜2%）程度の補正となった。

(5) エネルギービンニングの効果

(4)と類似の効果であるが，飛行時間スペクトルをエネルギースペクトルへ変換する際，核分裂スペクトルが大きな勾配をもつため，そのビンの平均エネルギーが中央値からずれる－この場合低くなる－効果である。これに対しては，(1)から(4)の補正で求まったスペクトルにフィットするMaxwell分布について，ビンの平均のエネルギーを計算し，これをそのデータ点のエネルギーと定義することによって対応した。

2.5 結果と考察

本測定により，U－238とTh－232に対しそれぞれ，2.3～12.MeV，2.3～10MeVの中性子エネルギー領域で核分裂スペクトルの結果を得た。

測定結果を，Maxwell及びWatt 型分布関数でフィットし，他の実験値及び評価値のパラメータと比較検討する。

最初に実験とデータ処理法のチェックのために行ったCf－252の核分裂スペクトルの測定結果について述べておく。このデータは，Cf－252の核分裂のタイミングを小型NE 213で検出し，ウラン，トリウムの場合と同じ測定システムによって飛行時間スペクトルを測定し，同様のデータ処理を行って得たものである。その結果をFig.4に示す。飛行距離が2.8 mと短いので高エネルギー部の誤差は大きいが，測定結果はCf－252の核分裂スペクトルの最確値とされる温

度 1.42 MeV のMaxwell分布とよく一致している。測定値から直接求めたMaxwell温度も1.41 MeVで誤差範囲で一致している。また，後で示すように，Th−232の測定結果は，前回のデータ[11,12]を再現した。

(1) Maxwell分布，Watt分布

核分裂スペクトルはMaxwell型やWatt型分布関数で表現されることが多く，評価済みファイルなどでも多くの例が見られる。これらの分布はかなり荒い近似にもとずくものではあるが，標準スペクトルとして依然重要である。より厳密なモデルにもとずくLANL[2]，T.U Dresden[3]などの計算も，現在のところ，実験値の再現性においてこれらより優れているわけではないからである。

まず最小自乗法により，実験値にフィットする両スペクトルのパラメータを求めた。Maxwell分布とWatt分布を次式で表し，実験値にフィットするTm，A，Bを求める。

$$X_M(E) = C_M \cdot E^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{E}{Tm}\right) \qquad \text{(Maxwell分布)}$$

$$X_W(E) = C_W \cdot \exp\left(-\frac{E}{A}\right) \cdot \sinh(BE)^{1/2} \qquad \text{(Watt分布)}$$

このフィットによって，求められたパラメータをTable 1にまとめる。

Th−232の結果は以前の値と良く一致しているといえる。

Fig.5，6に測定結果をMaxwell分布と比較するためスペクトルを$E^{1/2}$で割った形で示す。U−238，Th−232ともにMaxwell分布でかなりよく再現されている。両者の場合とも，6〜7 MeV以上でMaxwell分布が実験値を上回る傾向がみられるが，これは，Cf−252[4]やU−235[17]の場合にも報告されている。

Maxwell温度についての他の研究者による値及びMaxwell分布を採用している評価値（U；ENDF／B−IV，Th；JENDL−3T）との比較をFig.7に示す。

U−238の場合，本測定値は実験値のなかで最も低めの値であるが，Barnardらの2 MeVにおける結果[14]とは誤差内で一致し，Batchelorらの値[9]ともかなり近いといえる。Th−232についても，Batchelor[9]の結果と誤差内で一致がみられる。

U−238のTmの結果は，90°のスペクトルがわずかながら135°の場合より柔らかなことを示している。核分裂中性子収量も90°では135°より5％ほど小さな値となった。この現象は核分裂片に非等方性を仮定すれば説明できる。

現在まで，核分裂スペクトルの角度依存性を予測しており，またJohannson[18]らの実験はU−238，235の場合について，90°において核分裂中性子の収量が最小になることを報告している。Johanssonらは，スペクトルに角度依存性は見られないと述べているが，中性子収量だけが変化することは考えにくいので，彼らの結果もスペクトルの角度変化の反映と考えるのが合理的と思われる。

なお角度依存性を仮定する場合，135°のスペクトルが角度平均値に近いと考えられるので，以下の比較では，このデータを用いる。

Fig.8，9に実験値と，それにたいするMaxwell及びWatt分布のBest Fitカーブの比を示す。JENDL－3T，ENDF／B－IVの評価値も併せて示してある。
この図より，実験値の再現性は全体としてWatt分布の方が良いことがわかる。これもCf－252[4]やU－235[16]の場合と同様な傾向である。Watt分布の方がパラメータが多いので当然とも言えるが，核分裂片の運動の効果を考慮している点でより近似度が高いことの影響とも考えられよう。

(2) 評価値との比較

データ比較を行う際，本実験では2MeV以下のデータが得られていないので，相互の規格化が問題となる。ここでは，実験値にフィットするMaxwell分布を用いて規格化を行うこととする。Cf－252の場合，スペクトルの相互比較はこのやり方で行われている。

この場合，2MeV以下のエネルギー領域をMaxwell分布で外挿することになりその妥当性は予め保証されているわけではないが，Cf－252やU－235の2MeV以下のスペクトルがMaxwell分布によってかなり良く（≲5％）表現されていることから，この場合も妥当と考えられる。

JENDL－3TではU－238に対しMadland－Nix modelの計算値，Th－232に対しMaxwell表示をとっている。

Fig.8によればU－238に対するJENDL－3Tはスペクトルの形状としては3MeV以上で実験値にかなり近いといえるが，全体としてはかなり硬めである。JENDL－3Tが採用しているMadland－Nix モデルはCf－252の場合，数MeV以下で実験値より大幅に小さな値を与える[2]が，今回のU－238のデータでもその傾向がみられる。ENDF／B－IVはMaxwell分布を採用しているが，図に見られるようにそのMaxwell温度は，実験値より高めであり，(3)に示すHowerton－Doyasの式にもとずくものと考えられる。

Fig.9に示されるように，Th－232の場合もJENDL－3Tはかなり硬いスペクトル－大きなTm －を与えている。このTmの値は，Howerton－Doyasの式によって求めたとされているが(3)で示すように，本実験の値はこの式によるTmの値とはかなりよく一致している。従って，JENDL－3Tのこの大きなTm値は単にファイル化上の不備（データ点の不足）によって生じた見かけ上のものであると考えるのが妥当である。

ENDF／B－IVの値は本結果にかなり近い。

(3) 平均中性子エネルギー，核分裂即発中性子数の関係

核分裂スペクトルについては，平均中性子エネルギーEまたはMaxwell温度Tmと核分裂即発中性子数ν_pとの関係について，Terrell[19]及びHowerton－Doyas[20]が次に示す半経験的な式を導いており，核データ評価などでひろく用いられている。

$$Tm = 0.75 + 0.645\ (1 + \bar{\nu}_p(E))^{1/2} \qquad \text{(Terrell)}$$

$$\bar{E} = 0.997 + 0.125 \cdot \bar{\nu}_p(E) \qquad \text{または}$$

$$= 0.353 + 0.510\ (1 + \bar{\nu}_p(E))^{1/2} \qquad \text{(Doyas－Howerton)}$$

ν_pは一般に1～2%程度で知られているので，JENDL－3Tの値を用い，この式から予測されるE，Tmを実験によるものと比較する。

なお$\bar{E}$の実験値は，Maxwell，Watt分布について前節で求めたTm，A，Bの値から，

$$\bar{E} = 3/2 \cdot Tm \qquad \text{(Maxwell分布)}$$
$$= A\,(3/2 + A \cdot B/4) \qquad \text{(Watt分布)}$$

により求める。

平均中性子エネルギー

U－238：	$\bar{E}$ = 1.89 ± 0.02 MeV		(実験値，Maxwell分布)
	1.97 ± 0.05 MeV		(実験値，Watt分布)
	1.97 MeV		(Terrellの式)
Th－232：	$\bar{E}$ = 1.86 ± 0.02 MeV		(実験値，Maxwell分布)
	1.92 ± 0.05 MeV		(実験値，Watt分布)
	1.895 MeV		(Terrellの式)

この結果より，Wattフィットによる方がEの値が高くなること，U－238の場合，Watt分布を仮定して求めた$\bar{E}$はTerrell の式による予測値とよく一致するおとがわかる

Th－232の場合も傾向としては同様であり，Terrellの式による値は，Watt分布による実験値よりわずかに低めであるが一致はよいといえる。

Maxwell温度

U－238：	Tm = 1.26 ± 0.01 MeV	(実験値)
	1.31 MeV	(Howerton－Doyasの式)
Th－232：	Tm = 1.24 ± 0.01 MeV	(実験値)
	1.265 MeV	(Howerton－Doyasの式)

この結果によれば，Tmの実験値とHowerton－Doyasの式による予測値はTh－232の場合は1.5%程度で一致しているが，U－238の場合には4.2%の差がみられる。U－238のTmに関する他の実験値は本実験結果に近いこと，また$\bar{E}$についても，Watt分布を仮定すればTerrellの式の予測と一致することなどから，この差異は，スペクトルをMaxwell型で表現することに無理があるために現れたものと解釈できる。

3. 非弾性散乱二重微分断面積

3.1 概要

ウラン，トリウムの場合，放出中性子のエネルギースペクトルは，核分裂のしきいエネルギーより高い領域では非弾性散乱中性子と核分裂中性子の重ね合わせとなる。非弾性散乱中性子のスペクトルは，数100keV 領域では基底バンドの励起が主で，入射エネルギーの上昇と共に，高励起準位や連続準位の寄与が大きくなってくる[9]。序論で述べたように基底バンドメンバーの励起に関しては情報がかなり豊富となっているのに対し，高励起準位や連続成分に関しては評価値間，実験値間における食い違いが非常に大きいのが現状である。

本研究では，1.2，2.0，4.2，6.1 MeV及び14.1 MeV の入射中性子エネルギーにおいて中性子二重微分断面積の系統的な測定を行い，非弾性散乱中性子スペクトルのエネルギー依存性を調べる。特に高励起準位と連続レベルによるスペクトルに着目する。1.2，2.0 MeVの入射エネルギーでは，離散レベルの励起が主であるが，4.2，6.1 MeVでは蒸発中性子による連続スペクトル，更に14.1 MeVになると高次核分裂を含むカスケード過程及び前平衡過程による中性子放出が支配的となるなど，それぞれの入射エネルギーに特徴的な中性子スペクトルが予想される。さらに，高エネルギー（En＞7 MeV）領域の二重微分断面積データはMultiple-channce fissionによる中性子スペクトルの情報を含むため，核分裂中性子スペクトルに関しても有用であると考えられる。[4]

得られた二重微分断面積データと，それらから導出された部分断面積，全非弾性散乱断面積，蒸発中性子温度などについて評価値や過去の実験値との比較検討を行う。

3.2 実験方法

中性子二重微分断面積は，散乱試料から放出される角度依存中性子スペクトルを飛行時間法を用いて測定することによって得られる。この測定では，二次中性子全体にわたりスペクトルの構造を明かにするため，十分なエネルギー分解能のS／N比を得るよう留意した。

実験とデータ処理の方法も前章の核分裂スペクトルの場合と基本的に同じであるが，いくつかの点で変更を加え，条件の最適化を図った。

実験体系は基本的に核分裂スペクトル測定の場合と同じであるが，飛行距離を5 m前後に延ばしエネルギー分解能の向上を図った。（これは散乱中性子の収量が核分裂中性子よりはるかに多いため可能となる。）この際，プリコリメータを設置し，コリメーションを強化した。（Fig. 1 参照）

また，入射中性子エネルギーにより，中性子源の特性や最適な実験条件が異なるので，以下に示すようにエネルギーに応じた実験条件とデータ処理法を採用した。

断面積の絶対値は水素の散乱断面積を標準として決定した。そのため，ポリエチレンを用い

て水素からの散乱中性子収量の測定も行った。

(1) 中性子源

実験に用いた中性子源とその条件をTable 2にまとめる。
中性子のエネルギー幅は，個々のレベルを分離するには大きすぎるものであるが，グロスな構造を観測するには十分と考えられる。

(2) サンプル

散乱サンプルとして，前章で述べたウランとトリウムの他に，断面積の絶対値と検出効率の決定のためにポリエチレン（1 cm径X 3.2 cm長，または1.5 cm径X 5 cm長）とカーボン（1 cm径X 3.2 cm長，または1.5 cm径X 5 cm長）も使用した。これらはターゲットから0°（14.1 MeVでは97.5°）方向12cmまたは15cmの位置に吊り下げ，遠隔操作によって交換を行った。

(3) 中性子検出器

中性子検出器は，同じく2系統のn－γ弁別回路を付属したNE 213シンチレータである。14 MeVの測定においては，前章と同じ10cm厚X 14cm径のNE 213シンチレータを用いた。MeV領域では検出器厚さによるエネルギー分解能の低下が大きくなるため，2″厚X 5″径のNE 213に変更した。この検出器の場合も，時間分解能と信号の線形性保持のための改良がなされている。検出器の低バイアスは0.3 MeVであるが，1.2，2.0 MeVの測定の場合は，これを0.1 MeVまで下げ，測定範囲の拡大を図った。

(4) モニター検出器，測定器システム

これらは，飛行距離の延長にともない時間分析器のレンジを1 μsecに変更した以外は，前章の場合とまったく同じである。

3.3 二重微分断面積の測定

測定のRun TableをTable 3に示す。実験においては最初に0°(14.1 MeVの場合は97.5°)方向において，源中性子のスペクトルを測定し，中性子エネルギーとその幅，及び寄生中性子の成分などを定量した。

二重微分断面積の測定は，ウラン，トリウムのサンプルとダミーカンについて交互に行い，30～45度の前方角ではポリエチレンとカーボンに対する測定も行った。

ガスターゲットを用いた4.2，6.1 MeVでの測定では，重水素ガスを水素に置換した測定（ガスアウト測定）によって，寄生中性子によるバックグランドを実験的に評価した。

Ti－Tターゲットの場合は同等の測定が不可能なので，寄生中性子の影響は後に述べる計算によって評価した。源中性子のスペクトルデータはこの計算の入力データとしても必要なものである。

ビームパルスの繰り返し周波数 1 MHz，平均電流 1.5 ～ 2.5 μ Aの条件で，一回の測定時間は 1.5 ～ 3 時間ほどであるが，この場合も測定系の分解能と安定性は非常に良好であった。

3.4 データ処理と補正

測定された飛行時間スペクトルをビン幅 50～200 keV のエネルギースペクトルに変換し，二重微分断面積を導出する。その際以下の効果に対する補正を行った。この場合，関心のある二次中性子が入射中性子エネルギーより低い領域にあるため，バックグランドは，前章の核分裂中性子スペクトル測定の場合よりもはるかに大きくなり，サンプルサイズ効果もより複雑なものとなる。

(1) バックグランド

サンプルに依存しない成分とサンプル放射線によるものは前章と同様に，ダミーカンに対するスペクトルとランダムな成分を差し引くことによって除去できる。

それ以外に，源中性子に含まれる寄生中性子とターゲットで散乱されてからサンプルに入射する中性子によるバックグランドの考慮が必要である。寄生中性子とターゲット散乱中性子の割合を源中性子スペクトルから求め，(2)のサンプルサイズ効果の補正計算に含める方法で評価を行った。14.1 MeVの場合には，散乱成分の実験的な評価は困難なので，モンテカルロ計算により求めた。

4.2，6.1 MeV の d－D中性子の場合はターゲット散乱成分が少ない－中性子源の前方性が強いためと考えられる－ので，ガスアウトの測定データによる寄生中性子の補正のみで十分であった。

(2) サンプルサイズ効果

この場合は断面積の絶対値が重要なので a)中性子源の非等方性，b)サンプル中での入射中性子束減衰，c)多重散乱の効果を厳密に評価する必要がある。これらの総合的な効果は，モンテカルロ法を用いたシミュレーションにより評価した。この計算では，これらの効果がない場合に観測されるべきスペクトルと実際に歪められたスペクトルを計算し，両者の比で補正係数を与える。このとき，寄生中性子とターゲット散乱中性子のスペクトルも入力しておくことで，放出中性子スペクトルに与える影響も同時に評価する。

シミュレーションに用いる核データとしてはJENDL−3Tを用いた。シミュレーションの結果のスペクトル形状が測定結果と大きく異なるときは，正当な補正を行い得ないので，入力データを改善することが必要となる。14.1，6.2，4.2 MeV などの場合は実験値をもとにＤＤＸデータを作成し，計算を行った。

ポリエチレン，カーボンの場合は，デイスク近似による解析的な方法で十分である。

なお，a)の効果により，ウラン，トリウムとポリエチレンサンプルで中性子フルエンスが異なることの影響は，Haouat ら[5]の式によって考慮した。

(3) 核分裂中性子

二重微分断面積より非弾性散乱断面積を求める場合には，実験値から核分裂中性子を差し引く必要がある。ここでは，ＪＥＮＤＬ－３Ｔの核分裂スペクトル，核分裂断面積，即発中性子数を用い，等方分布を仮定して差し引きを行った。前章で示したように，ＪＥＮＤＬ－３Ｔのスペクトルは実験結果と十分よく一致しているわけではないが，核分裂断面積と即発中性子数は１～２％の精度で知られており，また核分裂中性子数は非弾性散乱中性子に比べて非常に少ないので，この結果大きな誤差が生じることはないと考えられる。

3.5 結果と考察

前節までの手続きにより，最終的な二重微分断面積（ＤＤＸ）データを求め，データ比較を行うと共に，それらより角度積分スペクトル，部分断面積などを導出した。角度積分スペクトルはＤＤＸデータを重心系に変換し，それをエネルギー毎に角度積分することによって求めた。ウラン，トリウムとも重い核であるためにこの変換に伴う誤差は問題にならない。14 MeVデータについては，放出中性子の角度分布をKalbach-Mann[21]及びKalbach[22]によるsystematicsにもとづく計算値と比較した。

なお，データの誤差としては，統計誤差の他に，絶対値の規格化誤差５％，サンプルサイズ効果の補正量の10％などを見込んでいる。

また実験においてはＵ－238，Th－232ともに第１（2^+），第２（4^+），第３（6^+）励起準位が弾性散乱ピークから分離されていないので，これらをまとめて取扱い，弾性散乱グループと呼ぶことにする。非弾性散乱に関しても同様である。

評価済みデータとの比較では，ＪＥＮＤＬ－３ＴおよびＥＮＤＦ／Ｂ－ＩＶを対象とする。

(1) Ｕ－238

Fig.10～24にＵ－238のＤＤＸ及び導出された諸量を評価値などと共に示す。なおＤＤＸに関して直接比較できる他の実験データは14 MeV（後掲）以外では見あたらない。

Ａ）1.2，2.0 MeVデータ〔Fig.10～12〕

このエネルギーのデータでは，弾性散乱グループ以外にも離散非弾性散乱による構造が，～700 keV及び～1200 keV付近の準位集団によって形成されている。弾性散乱グループ以外では角度依存性はほとんど見られない。2.0 MeVのデータでは，核分裂中性子による連続的なスペクトルが弾性散乱ピークよりも高エネルギー側にまで延びているのがわかる。1.2 MeVではこの寄与はほとんどない。

1.2 MeVデータの場合には，両評価値間には目だった差異はなく，実験値との一致も良好である。しかし，2 MeVになると評価値間に違いがみられ，それぞれと実験値の差も大きくなっている。ＪＥＮＤＬ－３Ｔは700，1200 keVグループについて実験値よりかなり大きく，逆により高い準位ないしは連続成分で小さい値となっている。

Fig.12に700 keV グループの断面積を分離した結果を他の実験値と共に示す。実験値は大きくばらついてはいるが，総じてＥＮＤＦ／Ｂ－ＩＶに近く，ＪＥＮＤＬ－３Ｔよりはかな

り小さな値である。

B） 4.2，6.1 MeVデータ〔Fig.13～17〕

このエネルギーでは，2.0 MeVでの傾向がより顕著になっている。すなわち，実験値においては，連続成分がほとんどを占め，弾性散乱グループ以外では，700～1200keVグループによる小さな構造が見られるだけなのに対し，ＪＥＮＤＬ－３Ｔでは700～1200keVグループに関して非常に大きな値が与えられている。逆に連続部分では実験値よりも目だって小さい。ＥＮＤＦ／Ｂ－ＩＶではＪＥＮＤＬ－３Ｔと逆の傾向となっており，本実験結果は両評価値の中間的な値となっている。

Fig.15には，6 MeVにおける二次中性子の角度分布を示す。実験値はＪＥＮＤＬ－３Ｔの値より数10%大きく，中性子の角度分布はほとんど等方的であることがわかる。

また，この連続中性子は，Fig.16に示すごとく，蒸発スペクトル

$$N(E) = C \cdot E \cdot \mathrm{Exp}(-E/T)$$ （E；中性子エネルギ，T；蒸発温度）

によってよく再現されている。（計算では，複合核形成断面積は1 MeV以下を除きほとんど一定であるので合理的な結果と思われる。）このフィットから求めた蒸発温度の結果をFig.17に他の実験値と共に示す。本結果はBatchelor[9]の4 MeVにおける値とほぼ一致している。

C） 14.1 MeVデータ〔Fig.18～21〕

14 MeVでの測定結果を中国ＩＡＥでのShenらによる実験データ[23]と比較しFig.18に示す。Shenらのデータは2 MeV以上の領域のみであるが，本実験との一致は絶対値，スペクトル形状ともに非常によい。

これに対し，ＪＥＮＤＬ－３Ｔの値は，5～12 MeVの領域で著しく小さい。これは前平衡過程を考慮していない結果であろう。

Pseudo－levelでこの領域を表現しているＥＮＤＦ／Ｂ－ＩＶ（ＬＬＮＬのKammerdienerのデータ[24]にもとずくと思われる）は前方で小さめであるが全体としてはかなり良く実験値を再現しているといえる。

Fig.18，19からわかるように，入射エネルギーが14 MeVになると放出中性子は顕著な非等方性を示している。

この連続中性子の角度分布をKalbach-Mann（Ｋ－Ｍ）及びKalbachによるsystematicsによる計算値と比較した。この計算で必要なＭＳＤ（Multi-step direct）及びＭＳＣ（Multi-step compound）過程の断面積値は，ＭＳＤをExciton模型[25]，ＭＳＣをLeCouter-LangのCascade Emissionスペクトル[26]で近似し，核分裂中性子を差し引いた角度積分スペクトルをフィットすることによって求めた。

フィットと角分布の結果をFig.20，21に示す。実験によるスペクトルは4～6 MeVの領域を除きこの簡単なモデルでよく再現されている。従って，上記のＭＳＣ，ＭＳＤの仮定は妥当な近似といえよう。

測定された角度分布はエネルギが高くなるとともにＫ－Ｍ systematicsに近くなりKalbach systematicsよりは強い前方性を示している。これは，我々がAlからZrまでの数

核種について行った比較[27]の結果とは逆の傾向であることが注目される。すなわち，Al～Zrの場合，K−M systematics による角分布は前方性が強すぎる傾向を示し，隅部ら[28]も同様な指摘を行っている。Kalbach systematics はこの問題点を改善することも目的として提案されたものであり，Al～Zr に対しては良い再現を与える。後述のように核分裂中性子がU－238の～1／5しかないTh－232の場合も同様である。従って，この結果は，核分裂中性子の取扱いに起因するとは考えにくく，ＭＳＤ，ＭＳＣの配分を含め更に検討する価値があろう。

Ｄ）全非弾性散乱断面積，連続非弾性散乱断面積〔Fig.22～24〕

上述の二重微分断面積より、MeV領域での全非弾性散乱断面積と連続成分の部分断面積を導出した。（14MeVの場合はこのような簡単な取扱は困難である。）

弾性散乱グループに含まれている第1,2,3励起準位の断面積はＥＣＩＳ79[29]コードによる結合チャンネル法の計算によって求め，実験値に加えた。このときの光学モデルポテンシャルとカップリングパラメータはHaouatら[5]によって決定されたものである。この計算結果と実験結果の比較をFig.22に示しておく。計算結果は実験値とよい一致を示している。

ＪＥＮＤＬ－３Ｔでも同様な計算が用いられているが，各レベルへの配分比に違いがみられるものの、弾性・非弾性散乱の総和についてはFig.23に示すように本測定結果とよく一致している。

全非弾性散乱断面積と連続成分の結果をTable 4とFig.24に示す。ＤＤＸの結果から予測される通り，実験値は全非弾性散乱断面積において両評価値の中間的な値であり，連続成分についてはＪＥＮＤＬ－３Ｔより30%前後大きくＥＮＤＦ／Ｂ－ＩＶより小さめの値である。図に示すBatchelor[9]の値は2^+，4^+，6^+を含まないものであるが，これを考慮したとしても4 MeV以外では本結果と合わない。彼らのデータは，非弾性散乱断面積において3 MeVと4 MeVの間で不自然な減少を示しており，データの内容にも一貫しない点がみられることを指摘しておく。

(2) Ｔｈ－232

Ｔｈ－232の測定結果をFig. 25～32に示す。

なお，2,4,6 MeVにおけるTh－232の測定結果は，以前の我々の実験値[12]と形状，絶対値ともよく一致しており，実験の再現性は良好である。

Ｔｈ－232が核構造的にU－238と類似していることから予想されるように，そのＤＤＸにおいても同様の構造が観測された。なお，Th－232の場合，核分裂中性子の割合が大幅に少ないため，非弾性散乱による構造がより明確に観測された。

Ａ）1.2，2.1 MeVデータ〔Fig.25，26〕

Ｕ－238の場合と同様，弾性散乱グループ，700keV及び1200keVグループの構造がみられる。核分裂中性子による連続成分は，Ｕ－238の場合より格段に小さなものになっている。また，弾性散乱グループ以外の部分では角度依存性はほとんど観測されない。

実験結果は1.2 MeVデータの場合，ＪＥＮＤＬ－３Ｔとよく一致しているが，2 MeVになると700keVグループにおいて大幅に小さくなり，逆に低エネルギー部で大きめの値となる。

2^+，4^+，6^+の低励起準位に関する一致は良好と思われる。ＥＮＤＦ／Ｂ－ＩＶは直接過程の効果を考慮していないため，この準位で過小な値となっている。

2 MeVデータの低エネルギー部分で実験値は両評価値とかなり異なった振舞いとなっているのが目につく。

Ｂ）4.2，6.1 MeVデータ〔Fig.27，28〕

このエネルギーで，実験値は弾性散乱グループの他は700－1200keV準位による小さな構造を除くとほとんど連続的となる。角度分布において，非等方性は弾性散乱グループ以外では見られない。

700－1200keVグループの実験値は，ＪＥＮＤＬ－３Ｔよりもかなり小さな値となっている。ＥＮＤＦ／Ｂ－ＩＶに対しては，逆に～2 MeVまでの励起準位にわたり，100％以上大きい。ＥＮＤＦ／Ｂ－ＩＶにおいては，基底バンドの直接過程のみならず，低励起準位の断面積をも過小評価していると考えられる。

連続部分では，実験値の値が両評価値より若干小さいが，形状においてはよく一致している。これもＵ－238の場合と同様な傾向である。

Ｃ）14.1 MeVデータ〔Fig.29，30〕

14.1 MeVのＤＤＸはＵ－238同様に強い前方性を示す。その様子はFig.30でより明瞭にみられる。

ＥＮＤＦ／Ｂ－ＩＶが4 MeV以上の領域で実験値より極端に小さいのに対し，ＪＥＮＤＬ－３Ｔの場合は前平衡過程の考慮によりかなり改善されてはいるが形状の違いは大きい。ＪＥＮＤＬ－３Ｔで連続中性子の角度分布が等方となっているため，実験値とのずれ方が角度によって変化しているが，基本的には前平衡成分の形状の問題と考えられる。

連続中性子の角度分布をＵ－238の場合と同様な手法で解析し，Ｋ－Ｍ，及びKalbach systematics との比較を行った。スペクトルと角度分布の計算結果をFig.31，32に示す。この場合も測定されたスペクトルは再現されており，角度分布はＫ－Ｍ systematics に良く合う結果となっている。Ｔｈ－232の場合は，Ｕ－238 に比べ核分裂中性子の割合が１／５ほどであるので，その差し引きに伴う不確かさの影響も十分小さいと考えられる。従って，Ｕ－238と同様に実験値がＫ－Ｍ systematicsによって再現されることは，ＭＳＣとＭＳＤの取扱に関してはさらに検討が必要ではあるが，これらの核種の非弾性散乱中性子が中重核の場合より強い前方性を持つことを示唆していると考えられる。

核分裂を伴わない重核の場合との比較検討が必要である。

4. まとめ

(1) U－238 と Th－232 の高速中性子入射にともなう放出中性子スペクトルの測定を行い，

① 2MeV における核分裂即発中性子スペクトル

② 1.2, 2.0, 4.2, 6.1, 14.1MeV における非弾性散乱二重微分断面積のデータを得た。

(2) 実験においては体系と方法の改善を図り，エネルギー分解能，S／N 比ともに，良好な結果を得た。

Th－232の結果は，我々の以前のデータをよく再現し，

14 MeV におけるU－238 の結果は，中国ＩＡＥの最近のデータとよく一致した。

測定結果を過去の実験値，評価値などと比較し検討を加えた。

(3) 核分裂中性子スペクトルの測定結果より

① 実験値に対するMaxwell，Watt分布のパラメータを導出し，比較の結果，

② Watt 分布の方が実験値に対する再現性はよく

③ 測定されたスペクトルは，U－238，Th－232 ともにＪＥＮＤＬ－３Ｔ よりも柔らかな結果となった。（但し，Th－232 の場合は，ファイル化上の不備が原因と考えられる。）

④ U－238に対する２角度での測定より，核分裂中性子スペクトルと収量の角度依存性を示す結果を得た。

(4) 非弾性散乱二重微分断面積の測定結果では以下のことが観測された。

A） U－238 の場合

① 2MeV以上の入射エネルギーにおいて，

ＪＥＮＤＬ－３Ｔ に比べ，700－1200keV準位の断面積が大幅に小さく，連続スペクトル部分で大きい。

② 連続スペクトルの形状は，ＪＥＮＤＬ－３Ｔ とほぼ一致する。

③ ＪＥＮＤＬ－３Ｔ に比べ，全非弾性散乱断面積において小さく，連続非弾性散乱断面積において大きい。

④ 14 MeV では，高エネルギー部分でＪＥＮＤＬ－３Ｔ の著しい過小評価が見られる。

⑤ この領域の中性子は強い角度依存性を示し，その角度分布は Kalbach－Mann の Systematics により再現される。

B〕 Th−232の場合

放出スペクトルの形状は，U−238のそれに近く，JENDL−3Tとの間では，U−238の場合と同様な差異がみられた。

① 実験値は2, 4, 6MeVで，700−1200keV準位に関してJENDL−3Tよりかなり小さく，

② 2MeVデータの低エネルギー部で大きい。

③ 連続部分では，絶体値が若干小さいが，形状は一致する。

④ 14MeVにおいて，JENDL−3Tとはスペクトル形状にかなりの差異がみられる。

⑤ 14MeVにおける高エネルギー中性子の角度依存性はKalbach−Mannのsystematicsで再現される。

参 考 文 献

1. WRENDA 87/88 INDC(SEC)-095/URSF (IAEA 1988)
2. D. G. Madland & J. R. Nix, Nucl. Sci. Eng., 81 213 (1983) and LA-UR-88-2340
3. H. Marten & D. Seeliger, Radiation Effects, 92-96 99 (1986) and Ref. 4
4. IAEA Consultants Meeting on the Physics of Neutron Emission in Fission (Mito, 1988), Proceedings to be published from IAEA
5. G. Haouat et al., Nucl. Sci. Eng., 81 491 (1982)
6. J. Q. Shao et al., ibid., 92 350 (1986)
7. T. Ohsawa & M. Ohta, Radiation Effects, 92-96 1193 (1986)
8. P. E. Hodgson & A. M. Kobos, Nucl. Sci. Eng., 89 111 (1985)
9. R. Batchelor er al., Nucl. Phys., 65 236 (1965)
10. H. Knitter et al., Z. Physik, 224 338 (1971)
11. M. Baba et al., Ref. 4 and H. Wakabayashi & M. Baba, NETU-49 (Dep. Nuc. Eng., Tohoku Univ., 1987) pp. 59
12. M. Baba et al., Technology Report Tohoku University 50(1) 1 (1985) and N. Hrakawa et al., Radiation Effects, 92-96 565 (1986)
13. Yu. S. Zamiatnin et al., At. Energia, 2 337 (1958)
14. E. Barnard et al., Nucl. Phys., 80 46 (1966)
15. J. Blons et al., ibid., A414 1 (1984)
16. R. E. Textor & V. V.Verbinski, ORNL-4160 (1965)
17. P. I. Johansson & B. Holmqvist, Nucl. Sci. Eng., 62 695 (1977)
18. P. I. Johansson et al., Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science & Technology, (1975, Knoxvill) pp. 572
19. J. Terrell, Phys. Rev., 143 527 (1959)
20. R. J. Howerton & R. J. Doyas, Nucl. Sci. Eng., 46 414 (1971)
21. C. Kalbach & F. M. Mann, Phys. Rev., C23(1) 112 (1981)
22. C. Kalbach, Phys. Rev., C37(6) 2350 (1988)
23. G. Shen et al., Proc. Int. Conf., Nuclear Data for Science & Technology (1988, Mito) pp. 201
24. J. L. Kammerdiener, UCRL-51232 (1972)
25. M. Blann & F. M. Lanzafame, Nucl. Phys., A142 559 (1970)
26. K. J. Le-Couteur & D. W. Lang, Ibid, 13 32 (1959)
27. M. Baba et al., Ref. 23 pp. 291

28. I. Kumabe et al., 1988 Ann. Meeting of Atomic Energy Society of Japan B23, & private communication

29. J. Raynal, "Optical Model and Coupled Channel Calculations in Nuclear Physics" Computing as a Language of Physics, Trieste 1971, pp. 281 (IAEA 1972)

Table 1 Best fit parameters of Maxwellian and Watt distributions.

	U-238		Th-232	
θ	90°	135°	135°	previous(135°)
Tm	1.24 ± 0.01	1.26 ± 0.01	1.24 ± 0.01	1.26
A	0.98 ± 0.02	0.98 ± 0.02	0.96 ± 0.02	0.96
B	2.00 ± 0.10	2.09 ± 0.09	2.10 ± 0.10	2.17

Tm: [MeV]. A: [MeV], B: [MeV^{-1}]

Table 2 Neutron Sources employed in the double-differential cross sections measurements.

Neutron Energy	Target	Reaction	Energy Spread	Emission Angle
1.2, 2.0 MeV	Ti-T	T(p,n)	~ 90 keV	0.0°
4.2, 6.1 MeV	D2 gas	D(d,n)	~ 300 keV	0.0°
14.1 MeV	Ti-T	T(d,n)	~ 300 keV	97.5°

Table 3 Run table of double-differential cross sections measurements.

En (MeV)	Bias Energy (MeV)		Scattering Angle (degree)
	High	Low	
1.20	0.3	0.1	60, 120
2.03	0.3	0.1	30,37.5,45,60,75,90,120,150
4.25	2.0	0.3	30,45,60,90,120,150
6.10	1.0	0.3	30,45,60,75,90,120,150
14.05	2.0	0.3	30,45,60,75,90,120,150

Table 4 Comparison of U-238 inelastic-scattering cross sections.

En	Reaction Type	PRESENT (mb)	JENDL-3T (mb)	ENDF/B-IV (mb)
1.2	(n,n') to 700keV group	472.1±26.3	685.2	552.0
2.0	(n,n') to 700keV group	136.5±6.1	383.7	160.0
	total inelastic	2832 ±30	3167	2493
4.25	(n,n') to continuum	2030±124	1650	2160
	total inelastic	2670± 94	2901	2501
6.1	(n,n') to continuum	2096±199	1530	2349
	total inelastic	2675± 93.2	2618	2364

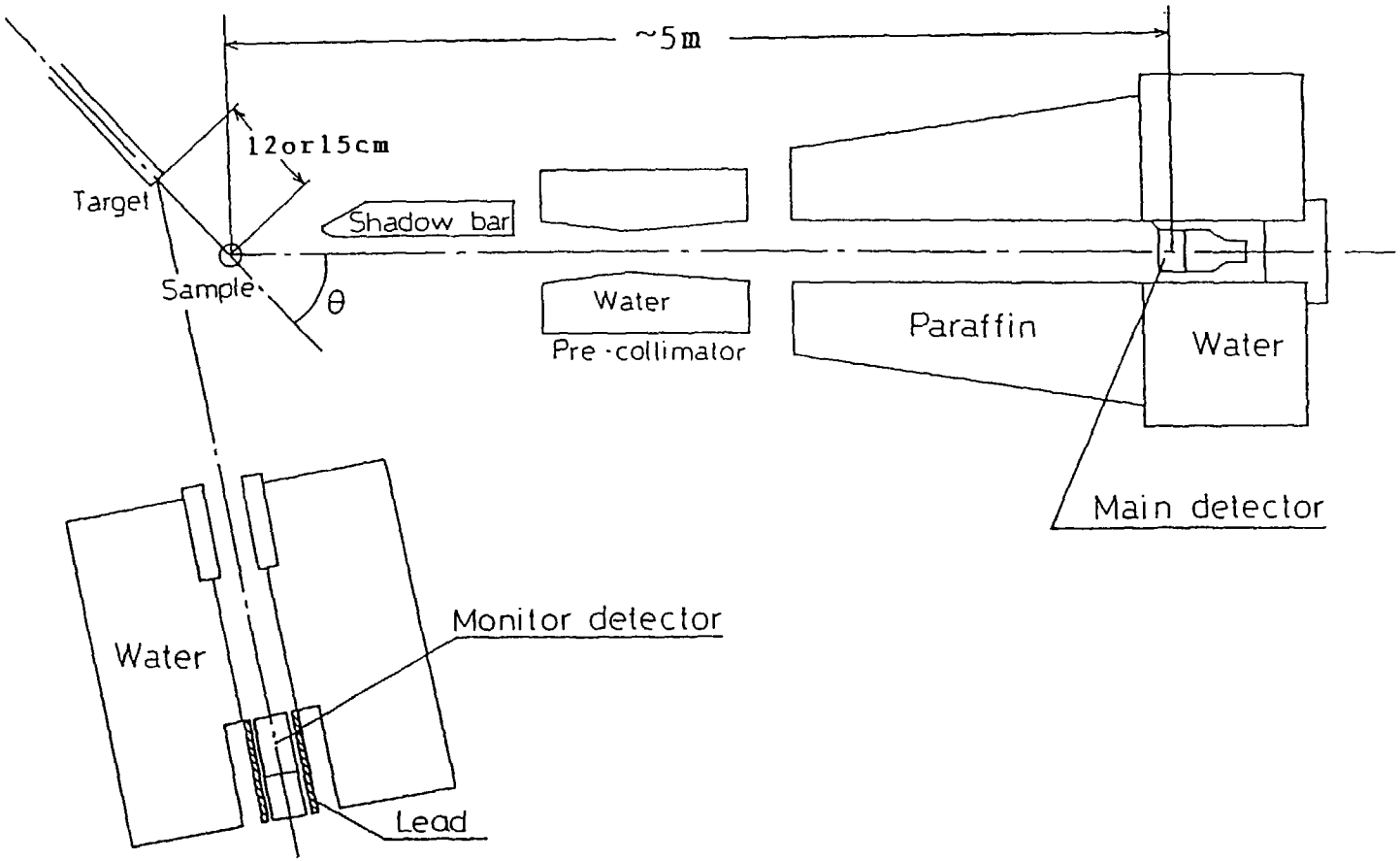
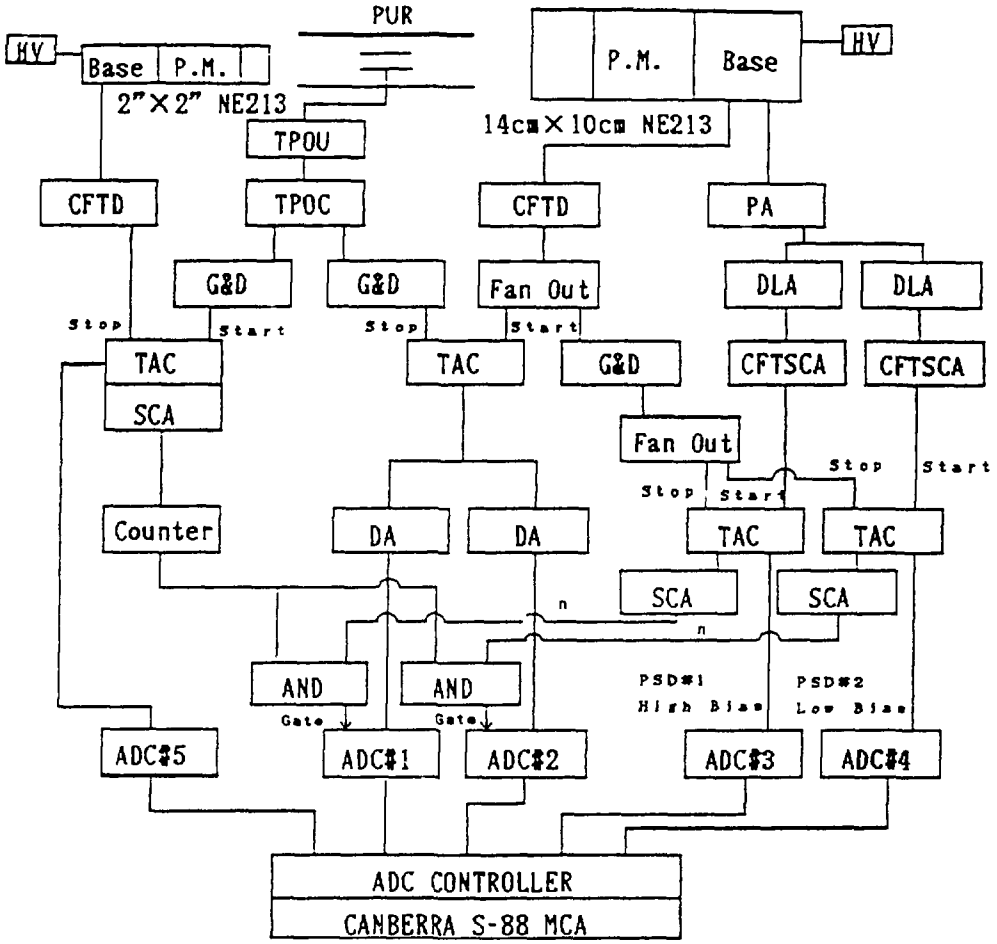


Fig. 1 Experimental set up for double-differential cross sections measurements.



PM	Photo Multiplier Tube
Base	Photo Multiplier Base Assembly
HV	High Voltage Power Supply
PA	Pre-Amplifier
DLA	Delay Line Amplifier
CFTSCA	Constant Fraction Timing Single Channel Analyzer
G & D	Gate & Delay Generator
DA	Delay Amplifier
SCA	Single Channel Analyzer
CFTD	Constant Fraction Timing Discriminator
TPOU	Time Pick Off Unit
TPOC	Time Pick Off Controll
PUR	Pick Up Ring

Fig. 2 Electronics block diagram for the experiment.

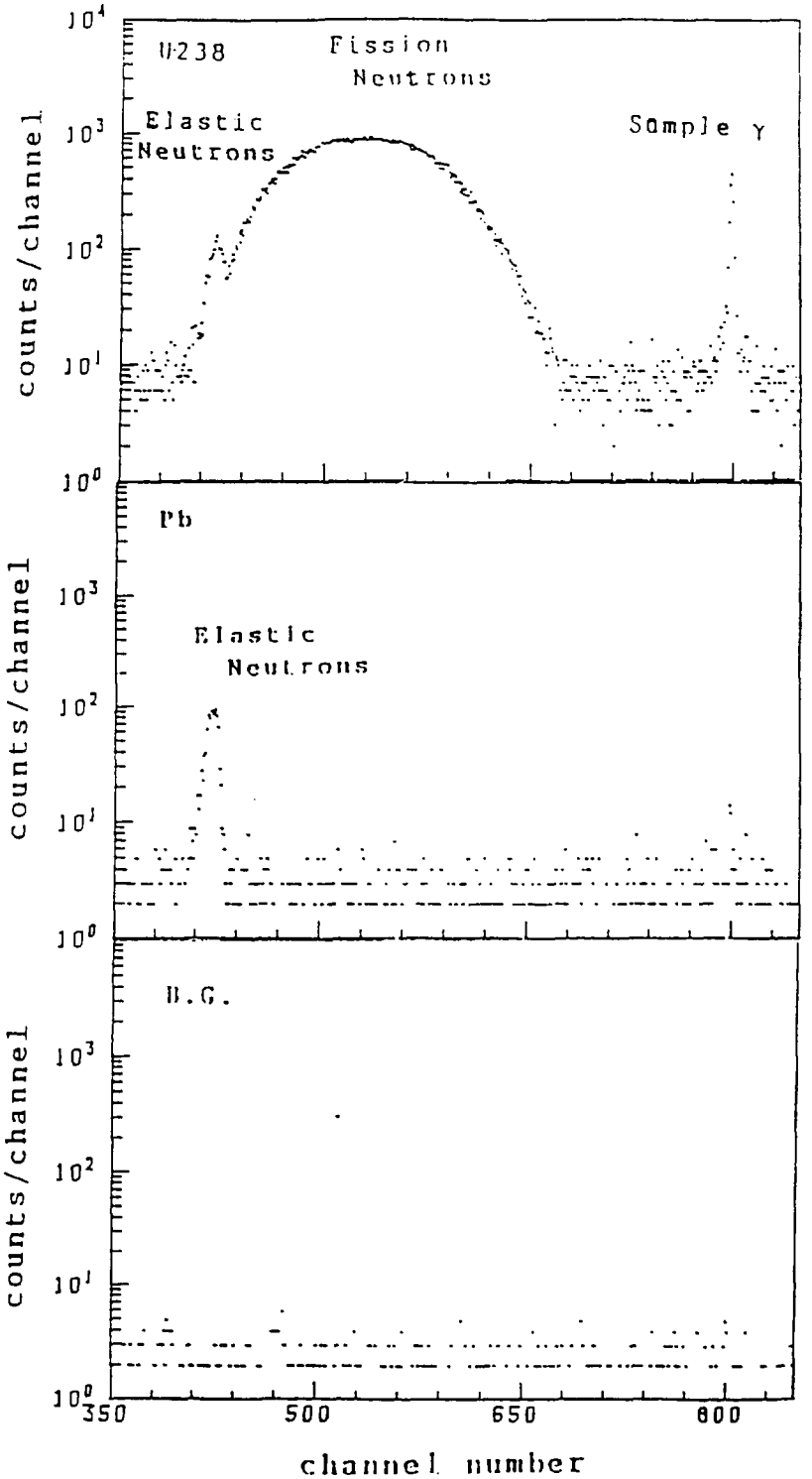


Fig. 3(a) Time-of-flight distributions in the fission spectrum measurements for U-238 (high-bias system).

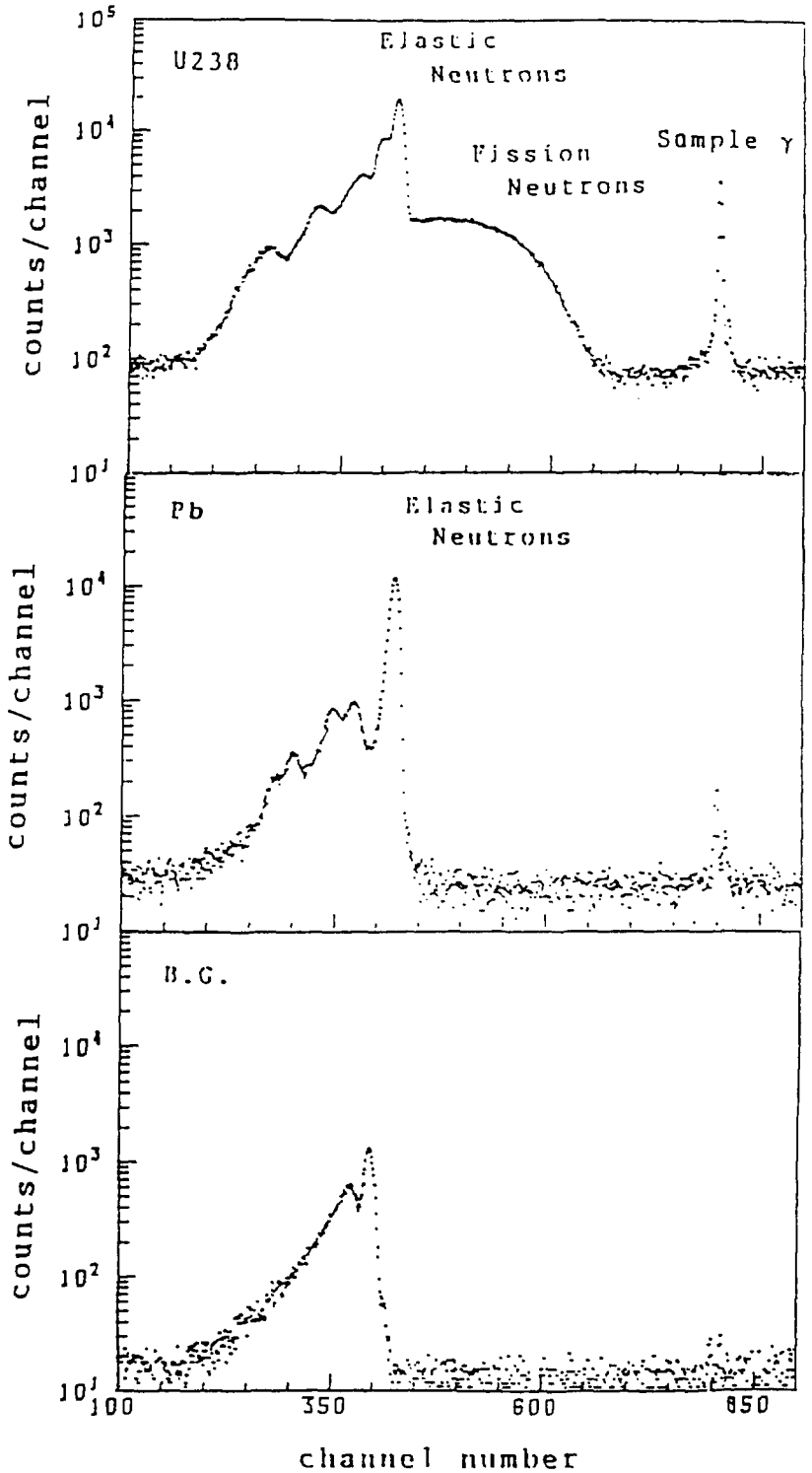


Fig. 3(b) Time-of-flight distributions in the fission spectrum measurements for U-238 (low-bias system).

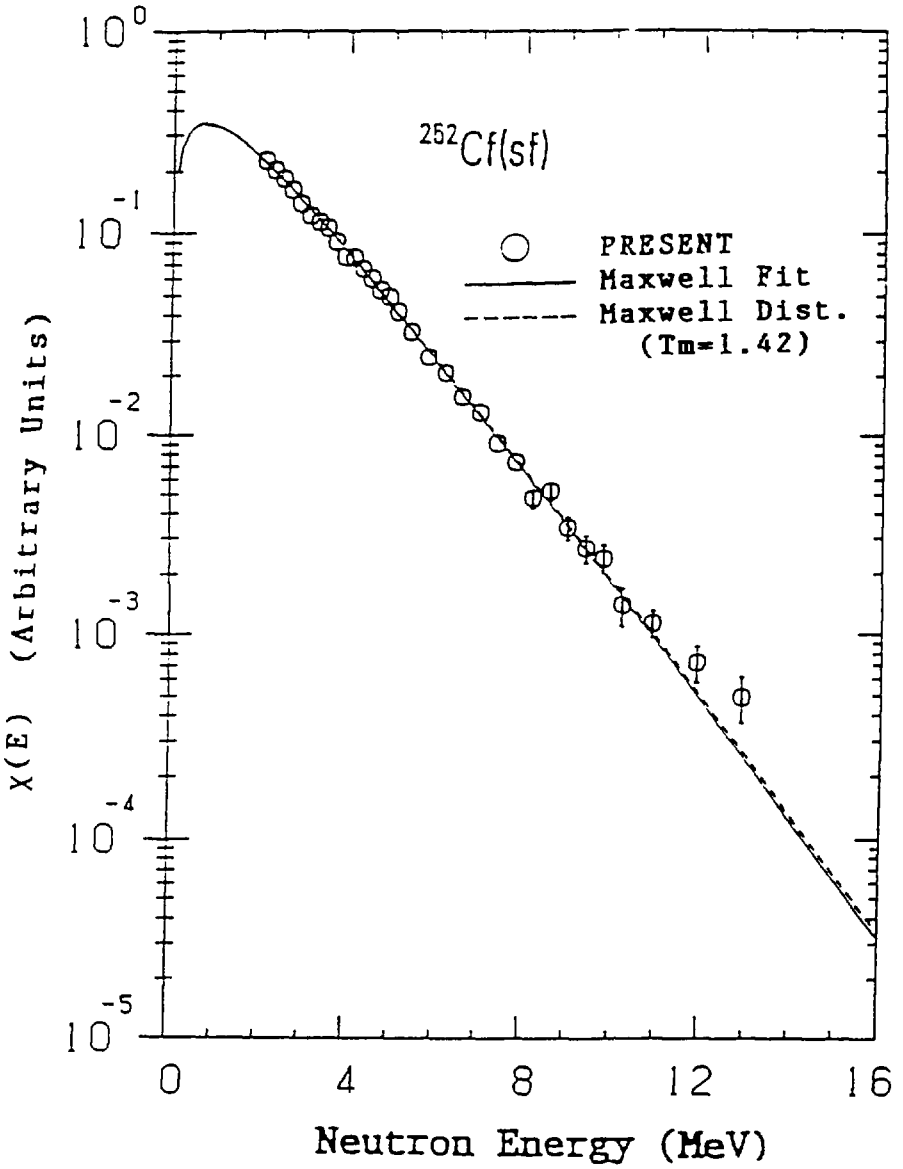


Fig. 4 Experimental results of fission spectrum measurements for Cf-252.

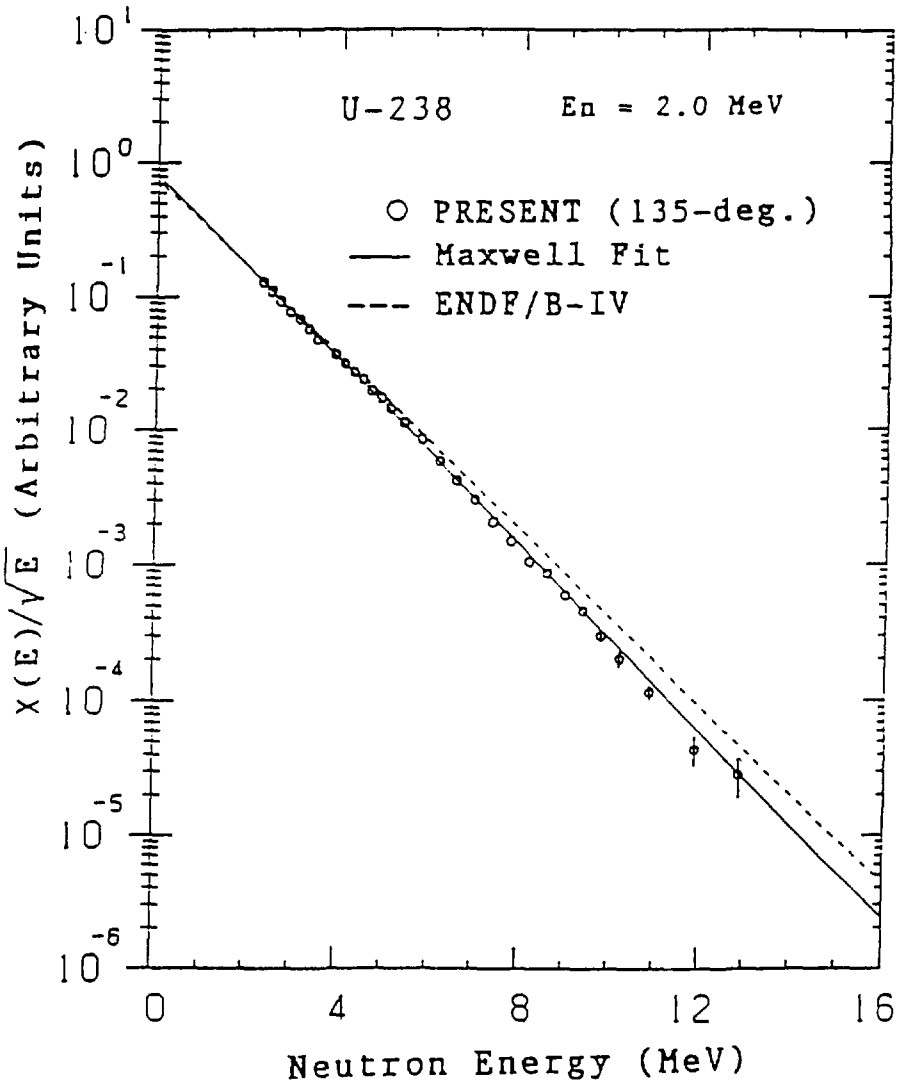


Fig. 5 Experimental results of fission spectrum measurements for U-238; comparison with Maxwellian distribution.

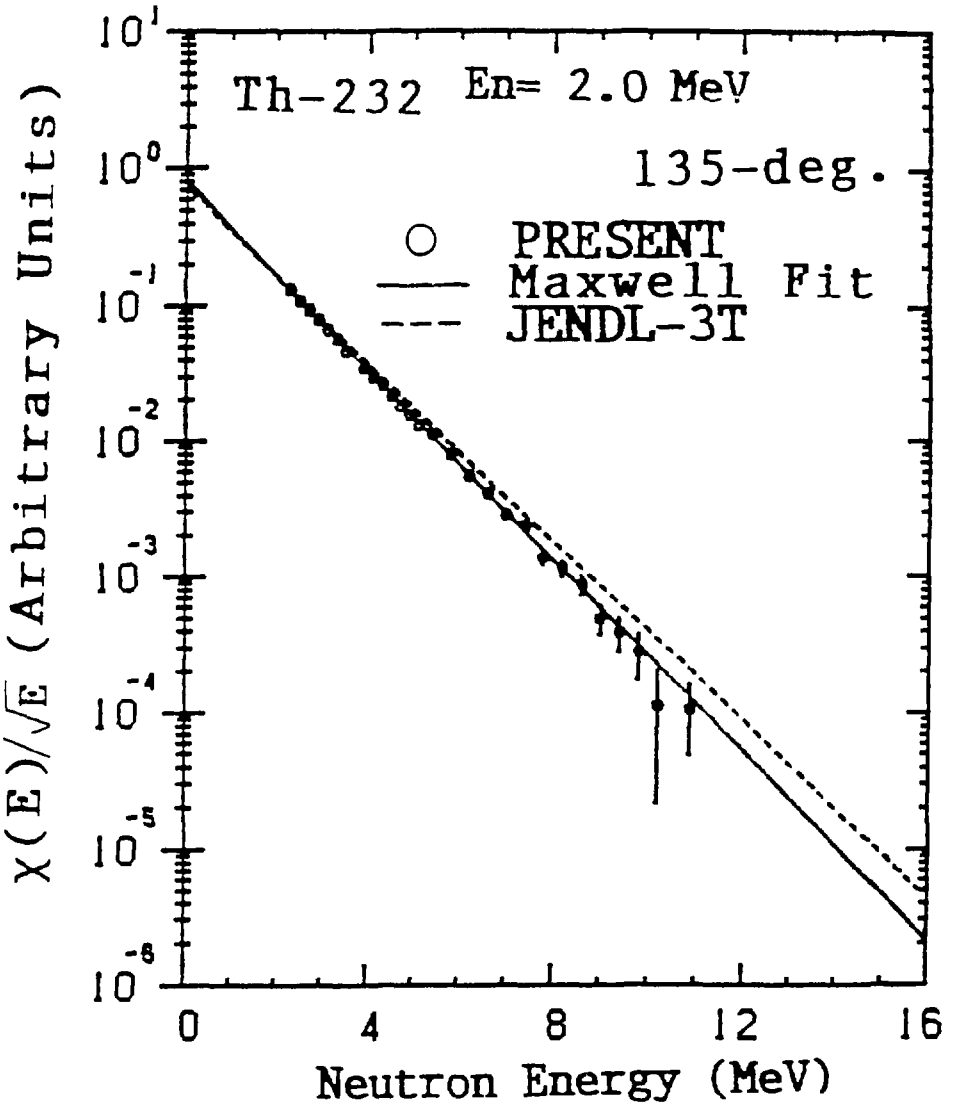


Fig. 6 Experimental results of fission spectrum measurements for Th-232; comparison with Maxwellian distribution.

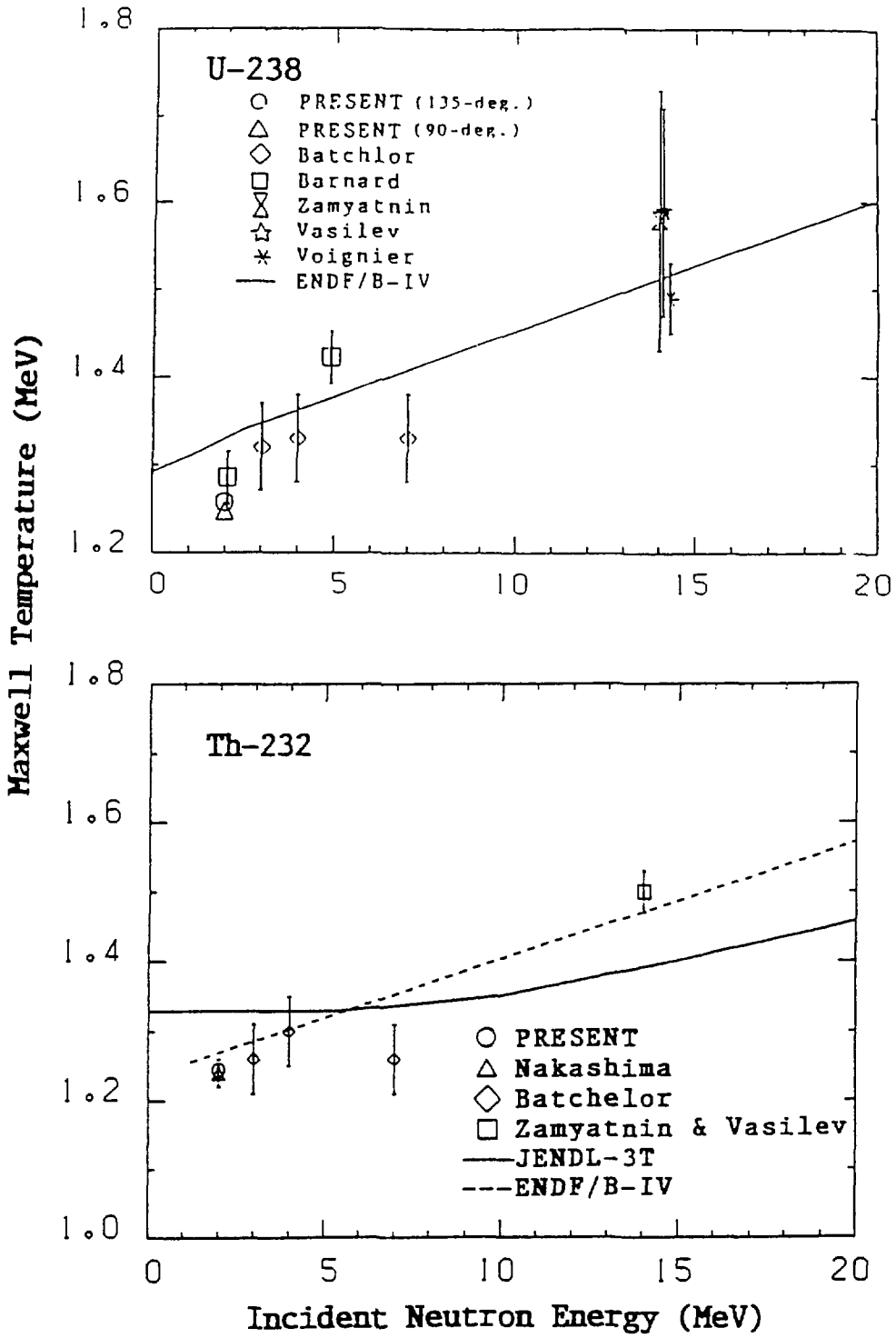
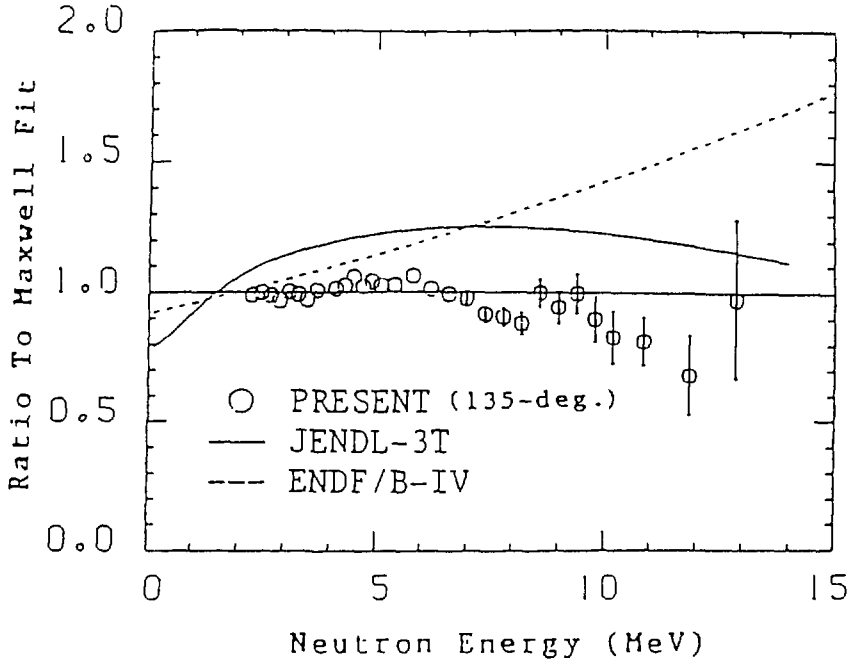


Fig. 7 Maxwellian thmperature for fission spectrum of U-238 and Th-232.



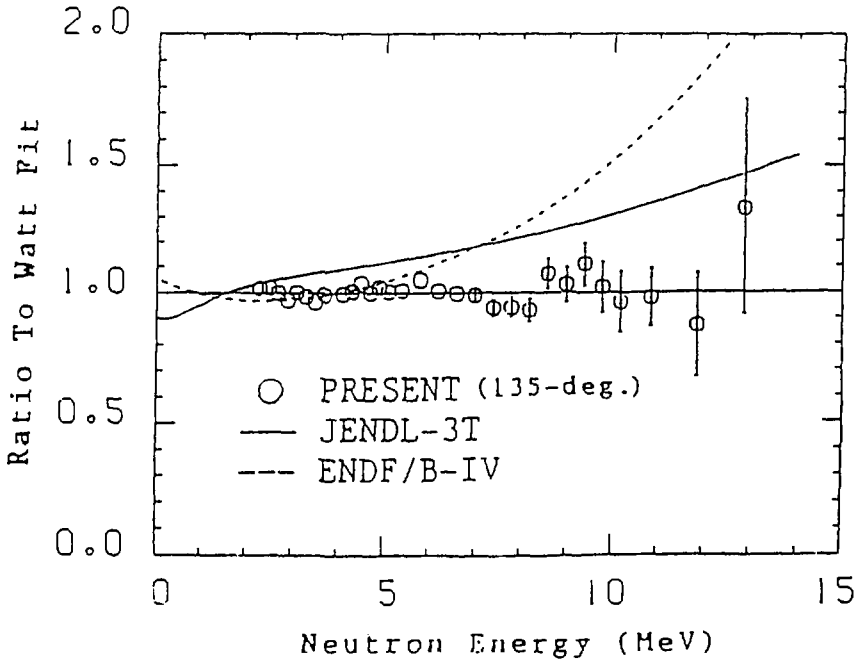


Fig. 8 Ratio of experimental and evaluated data to best fit Maxwellian and Watt distribution function (U-238).

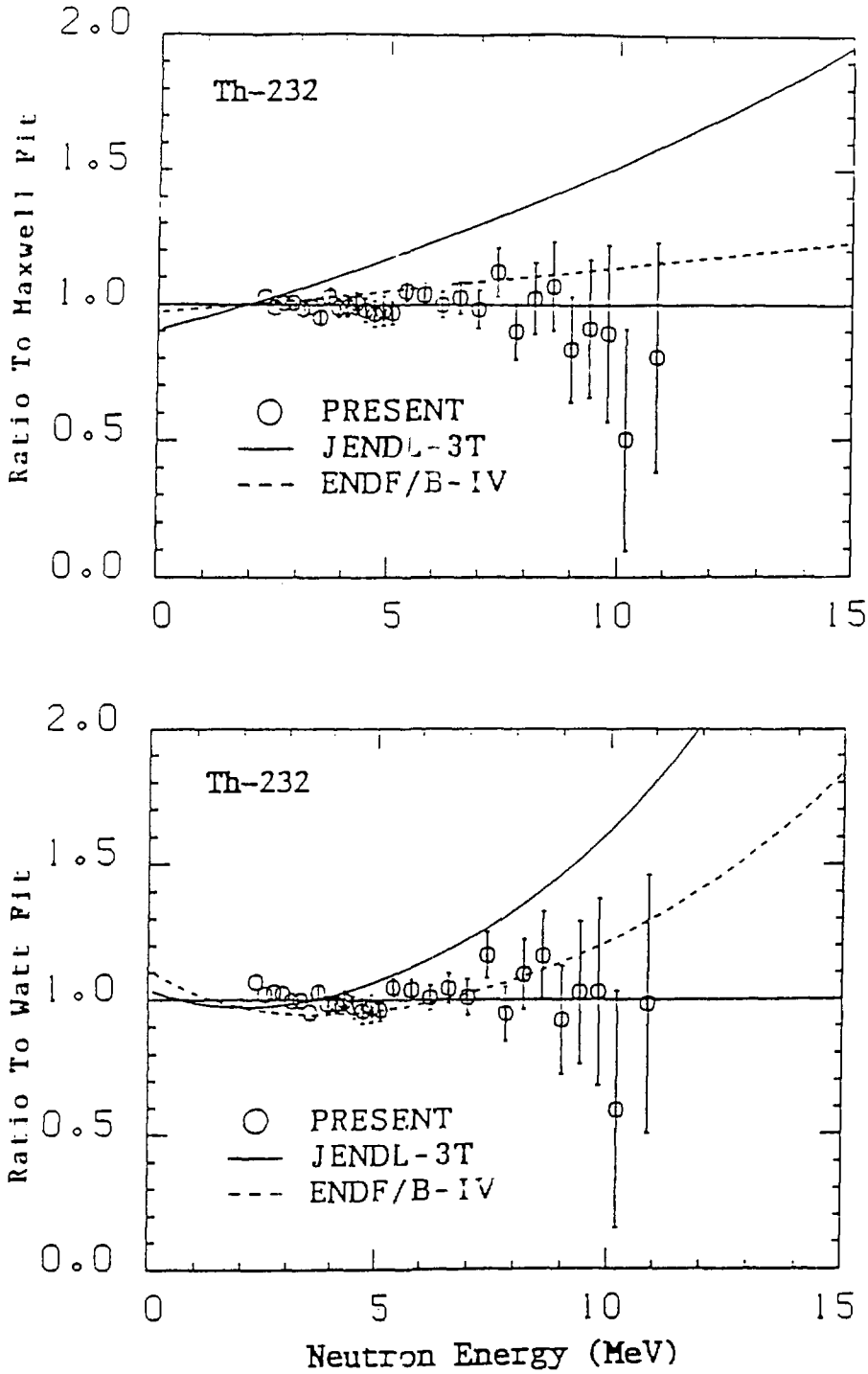


Fig. 9 Ratio of experimental and evaluated data to best fit Maxwellian and Watt distribution function (Th-232).

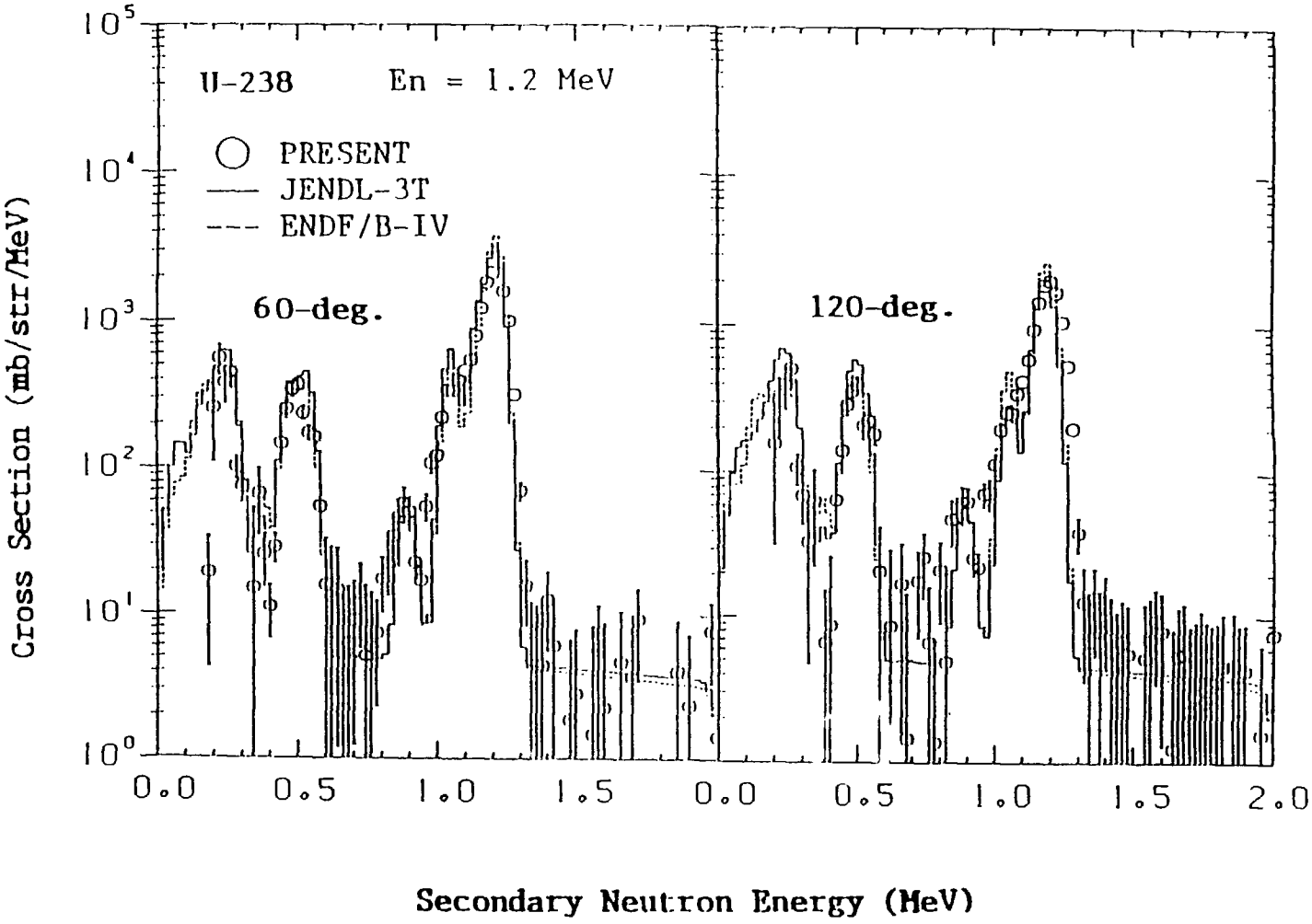


Fig. 10 Double-differential neutron emission spectra for U-238 at 1.2 MeV.

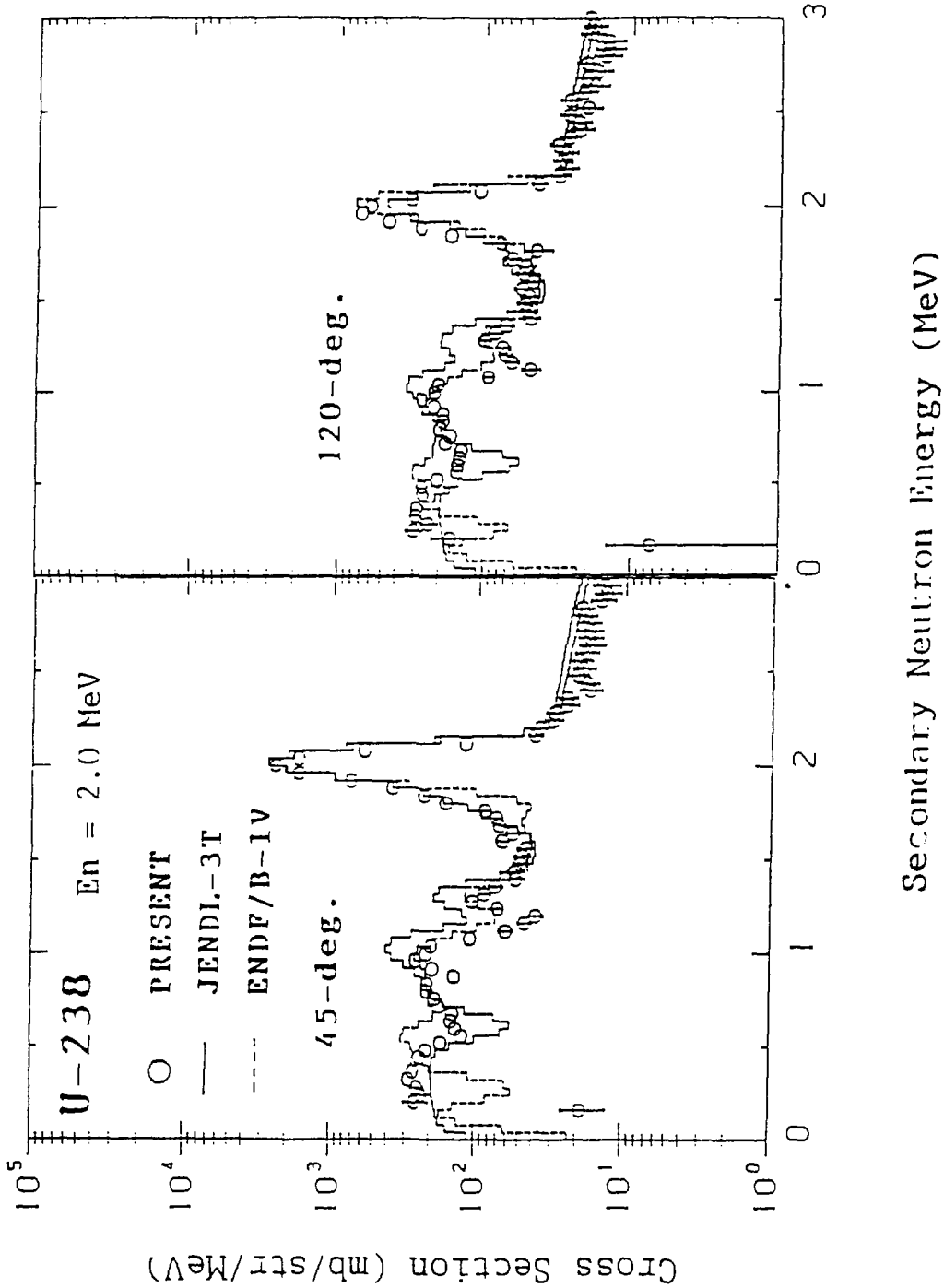


Fig. 11 Double-differential neutron emission spectra for U-238 at 2.0 MeV.

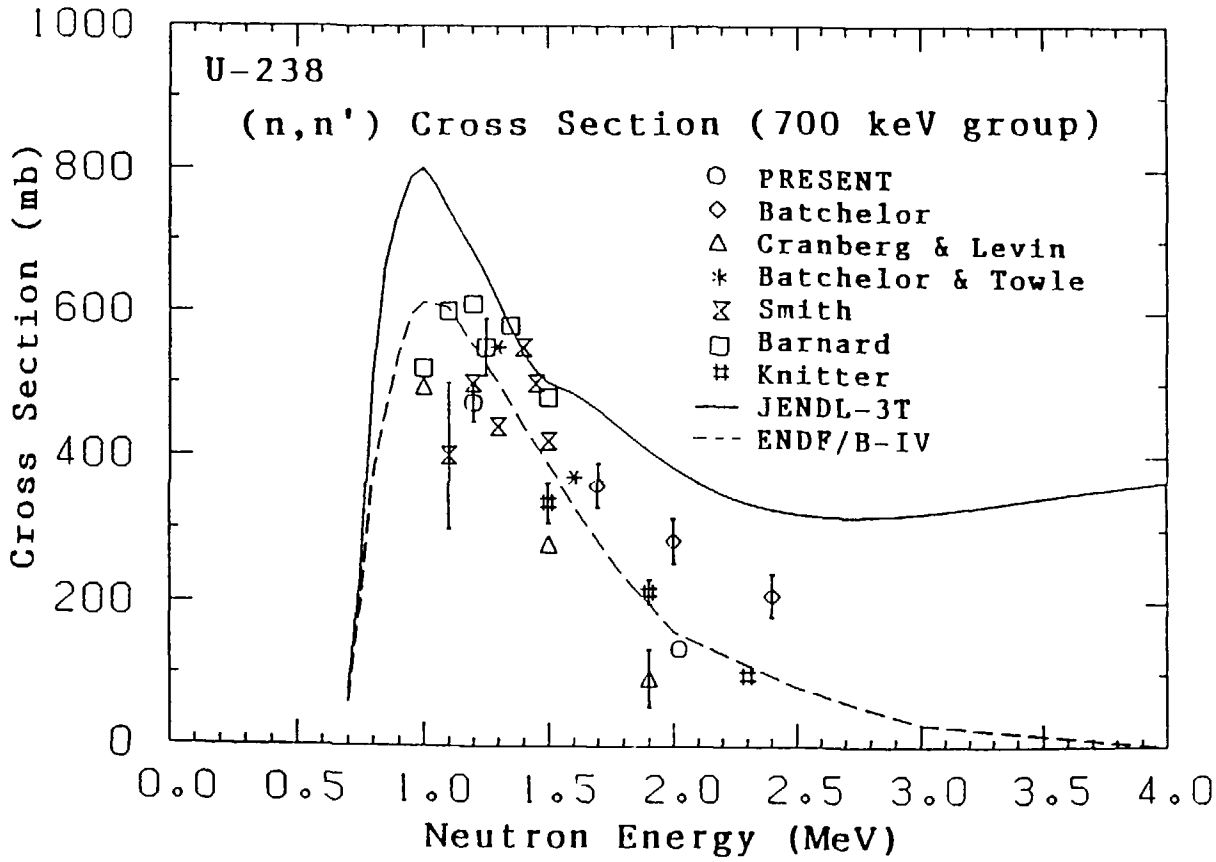


Fig. 12 Inelastic-scattering cross section of U-238 "Q=-0.7MeV" group.

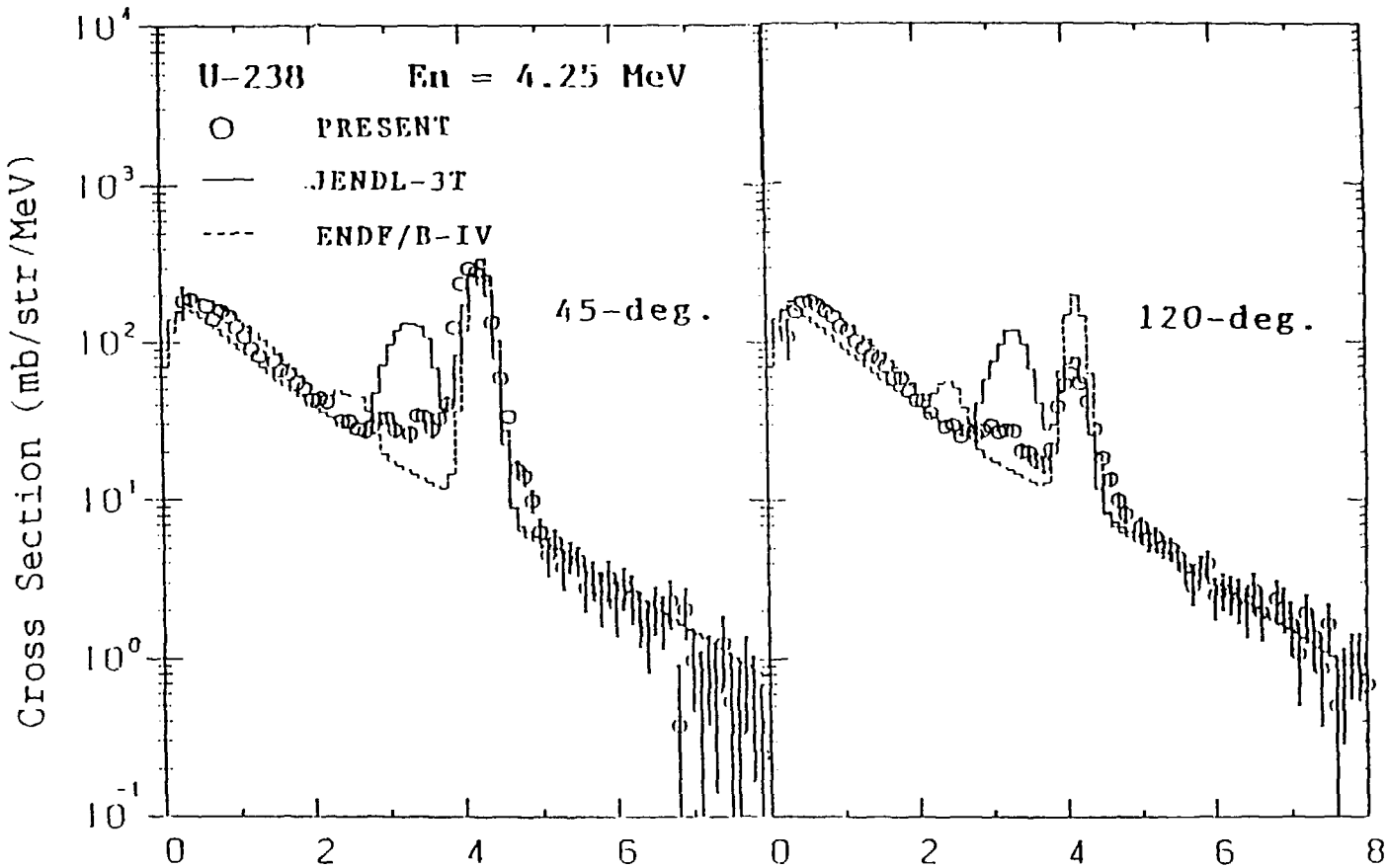


Fig. 13 Double-differential neutron emission spectra for U-238 at 4.2 MeV.

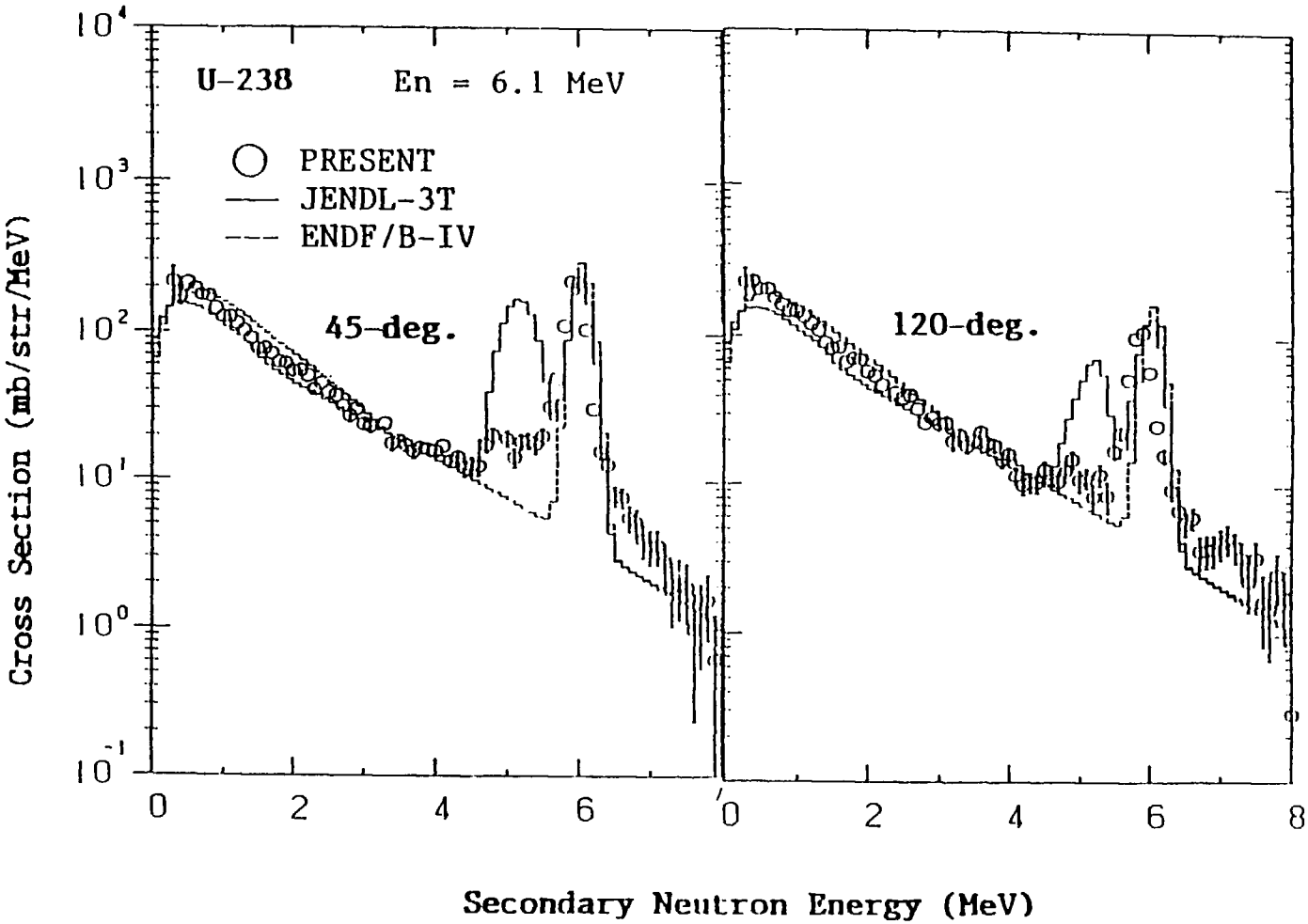


Fig. 14 Double-differential neutron emission spectra for U-238 at 6.1 MeV.

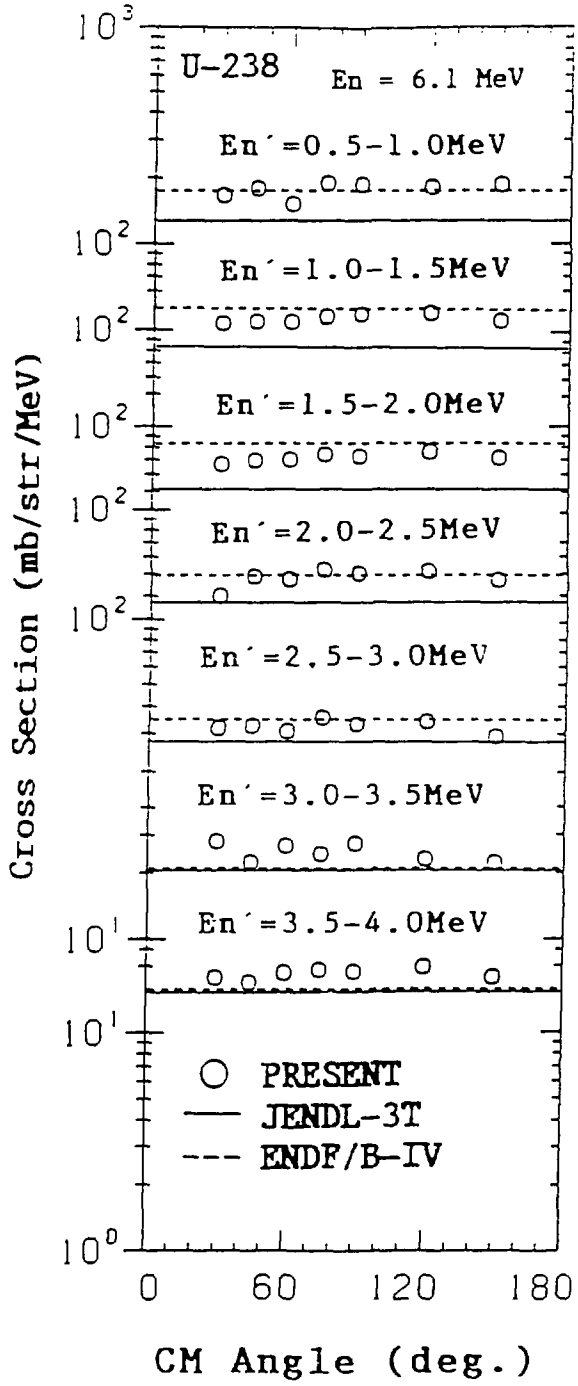


Fig. 15 Angular distributions of emission neutrons from U-238 at 6.1 MeV.

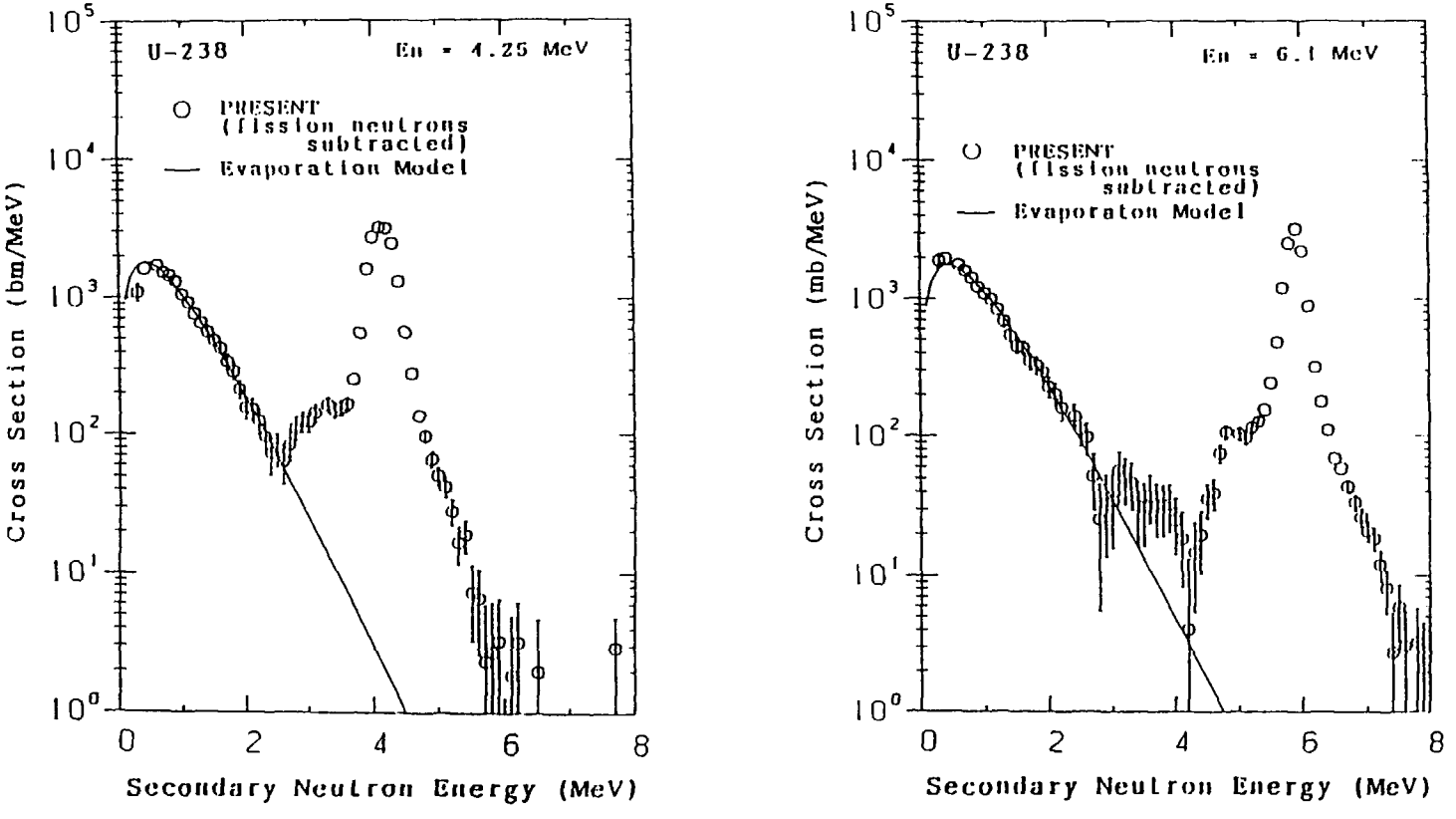


Fig. 16 Comparison of experimental emission spectra from U-238 with evaporation spectra.

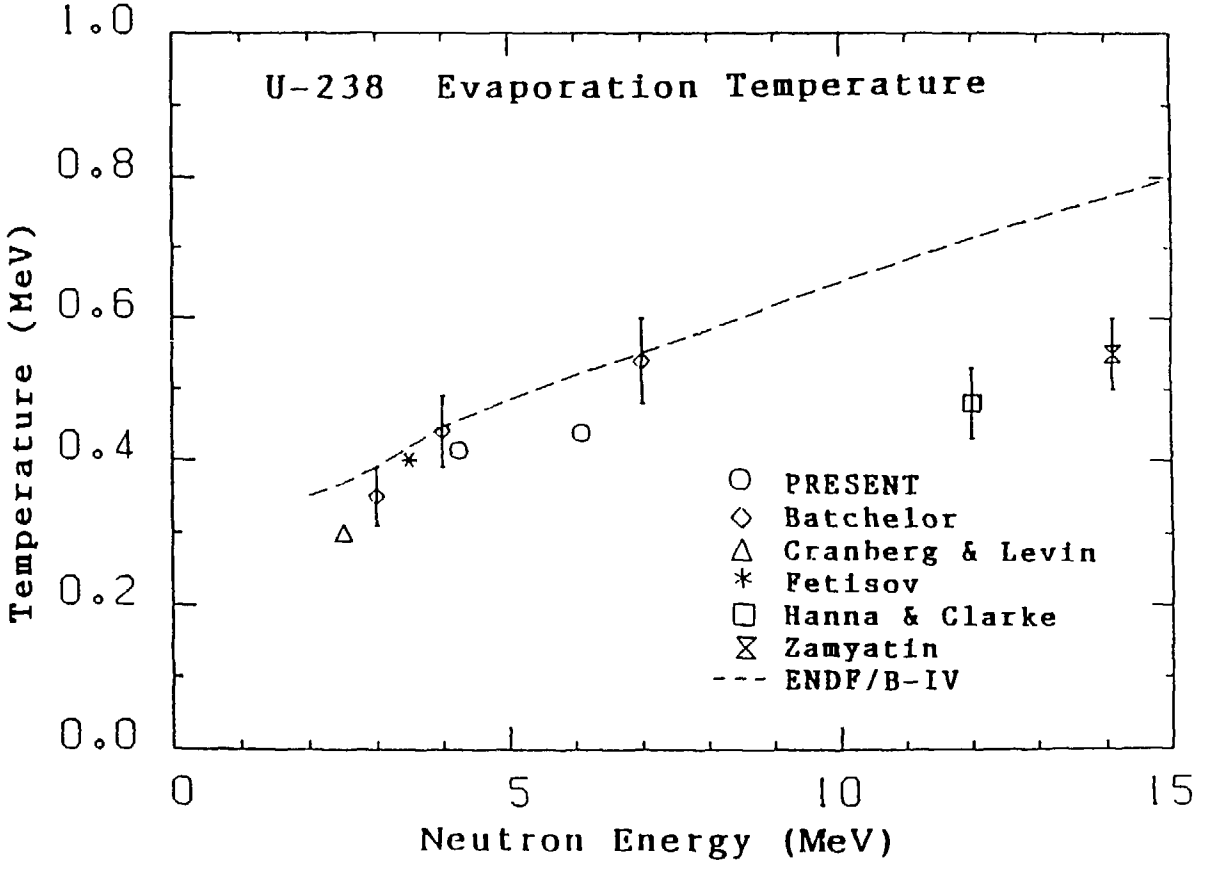


Fig. 17 Evaporation temperature for "continuum" emission neutrons from U-238.

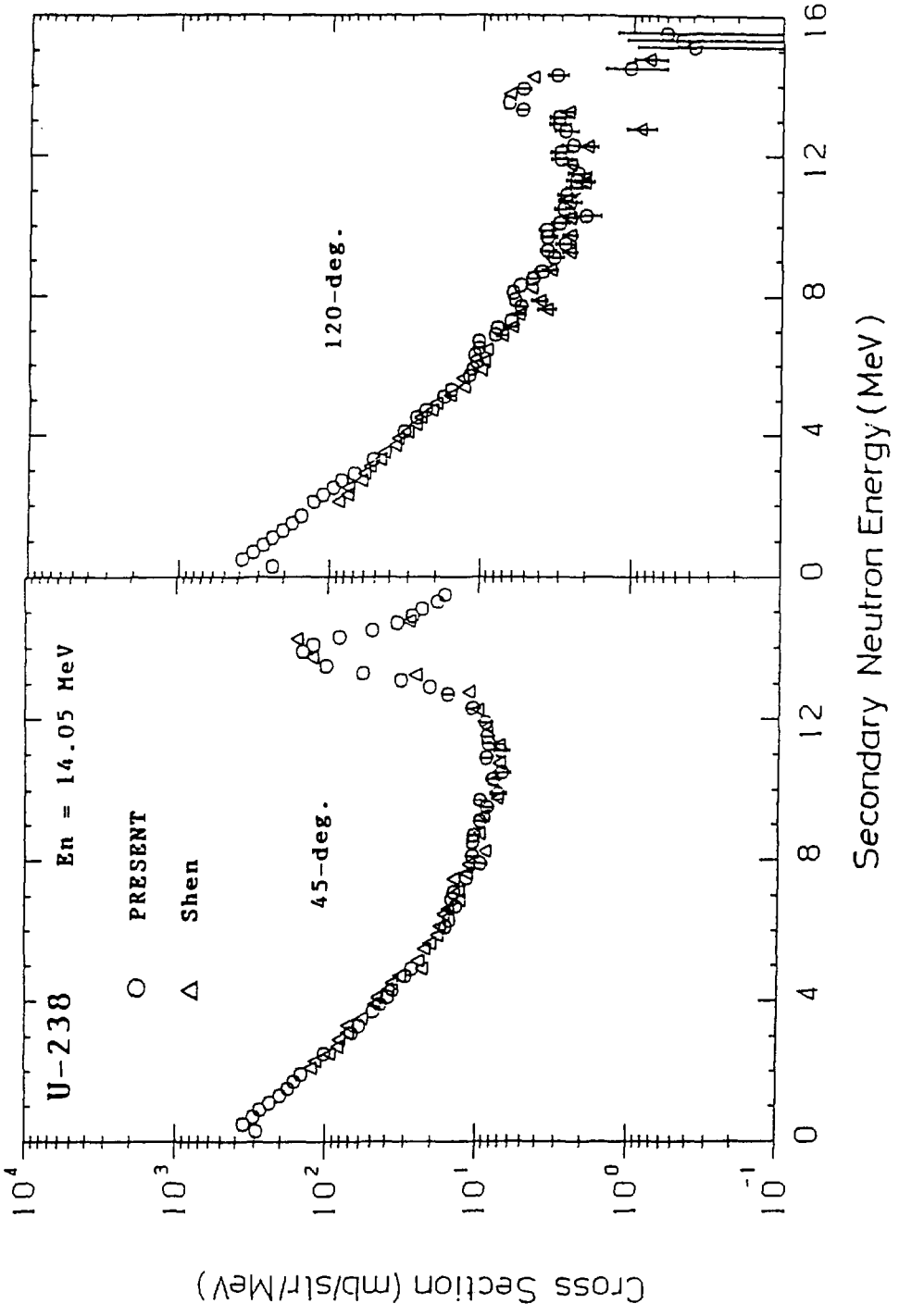


Fig. 18 Double-differential neutron emission spectra for U-238 at 14.1 MeV.

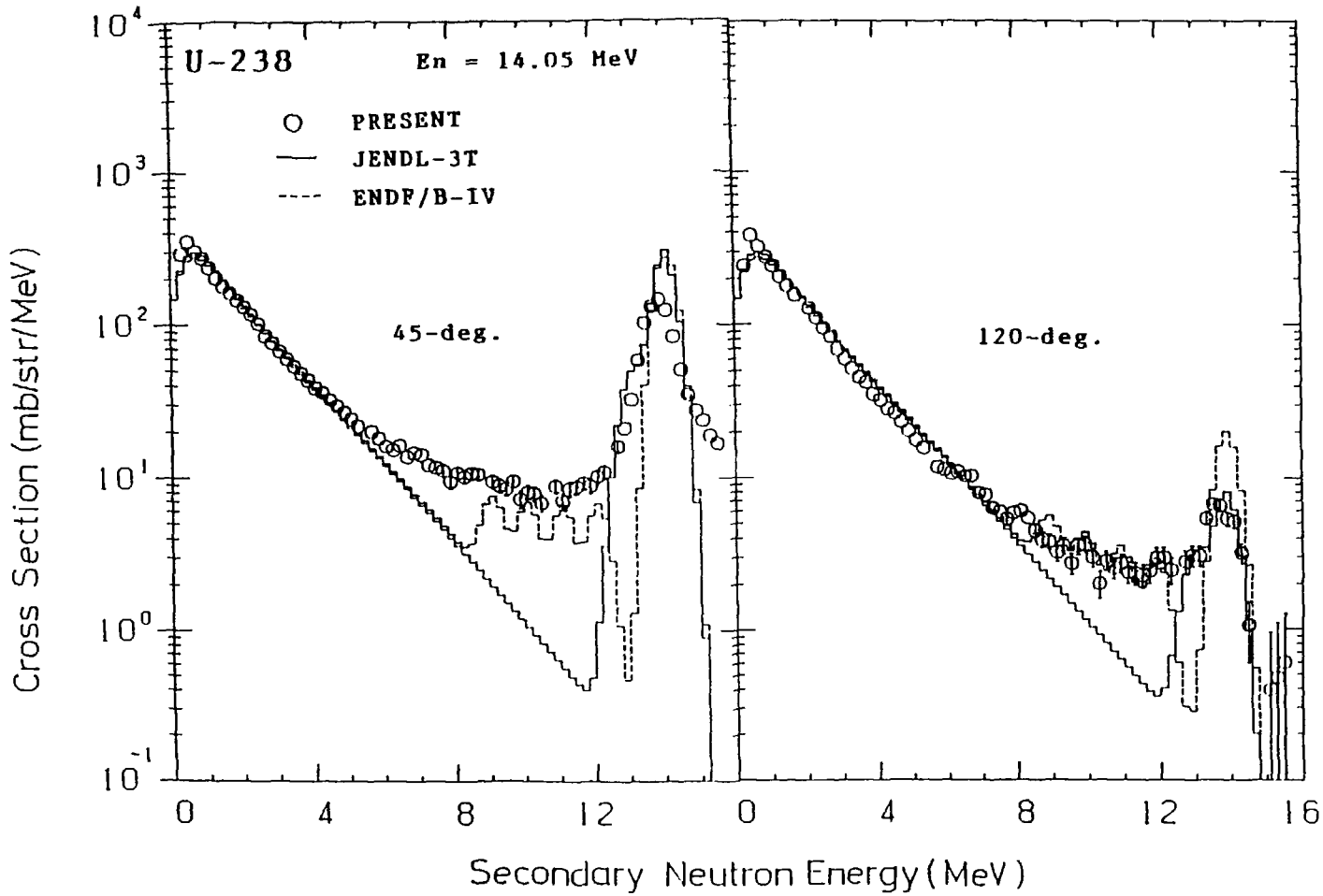


Fig. 19 Double-differential neutron emission spectra for U-238 at 14.1 MeV.

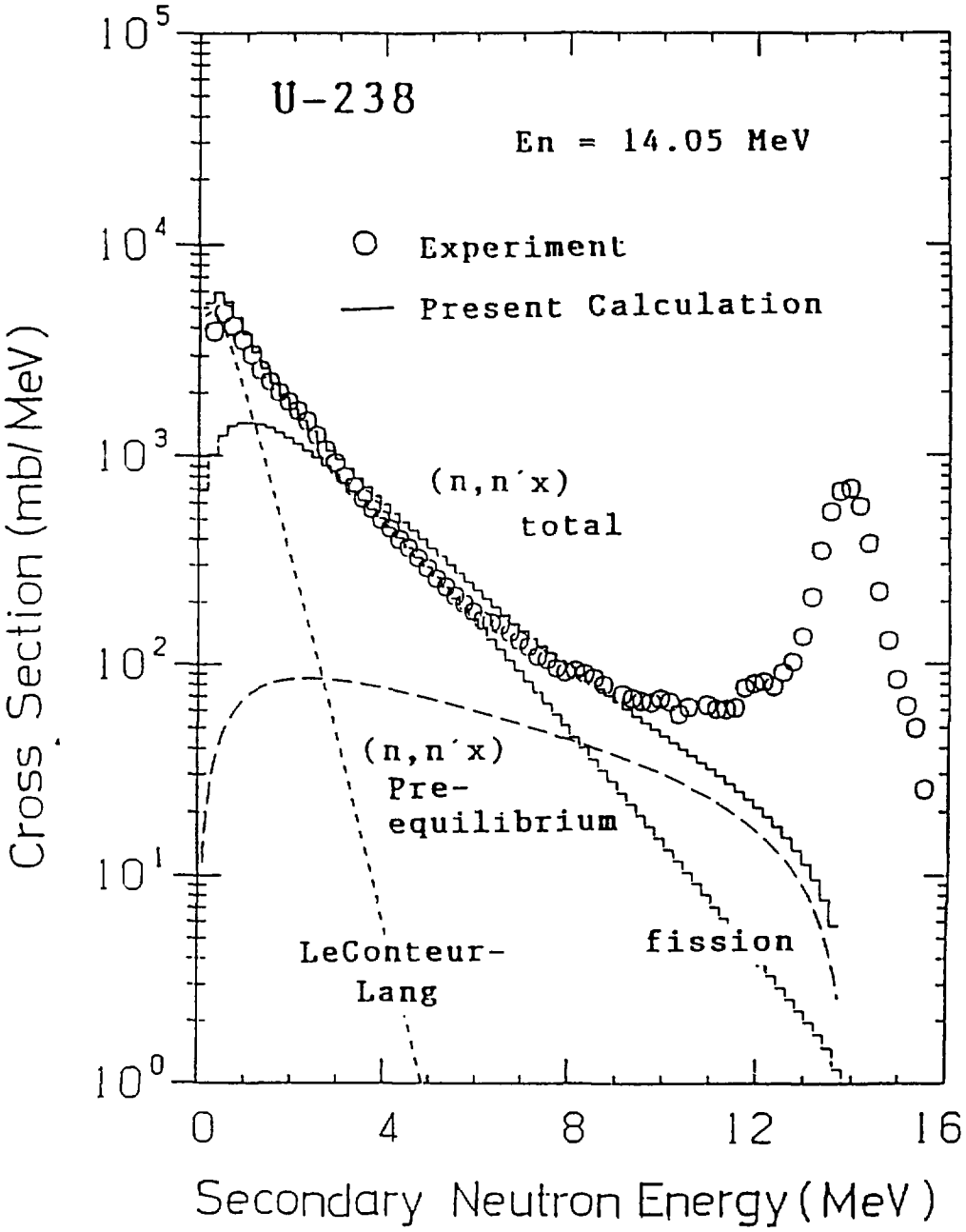


Fig. 20 Decomposition of experimental angle-integrated spectrum to pre-compound, cascade emission (LeCouteur-Lang) and fission neutron components.

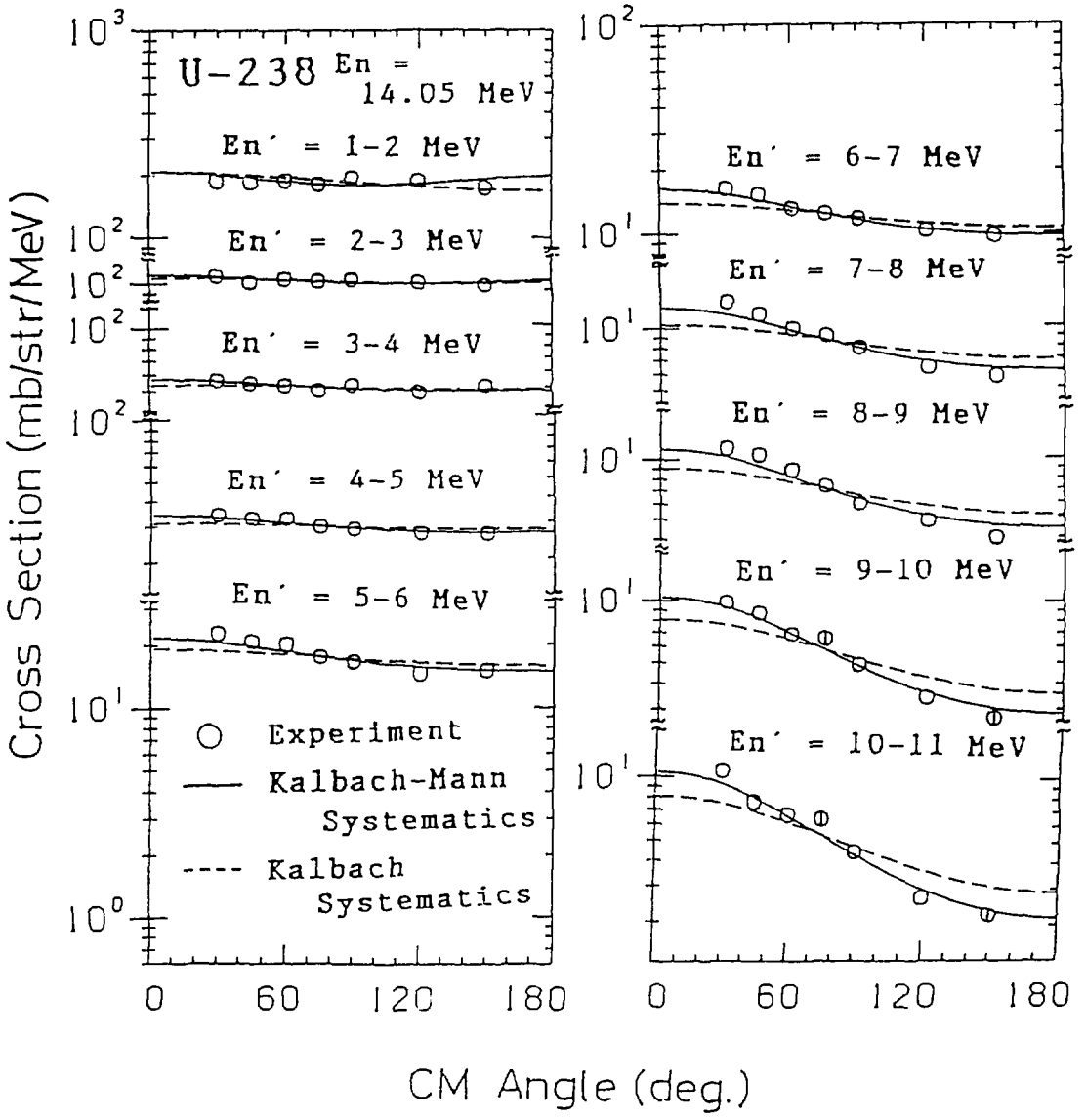


Fig. 21 Angular distributions of inelastically-emitted neutrons from U-238 at 14.1 MeV, compared with the prediction by systematics.

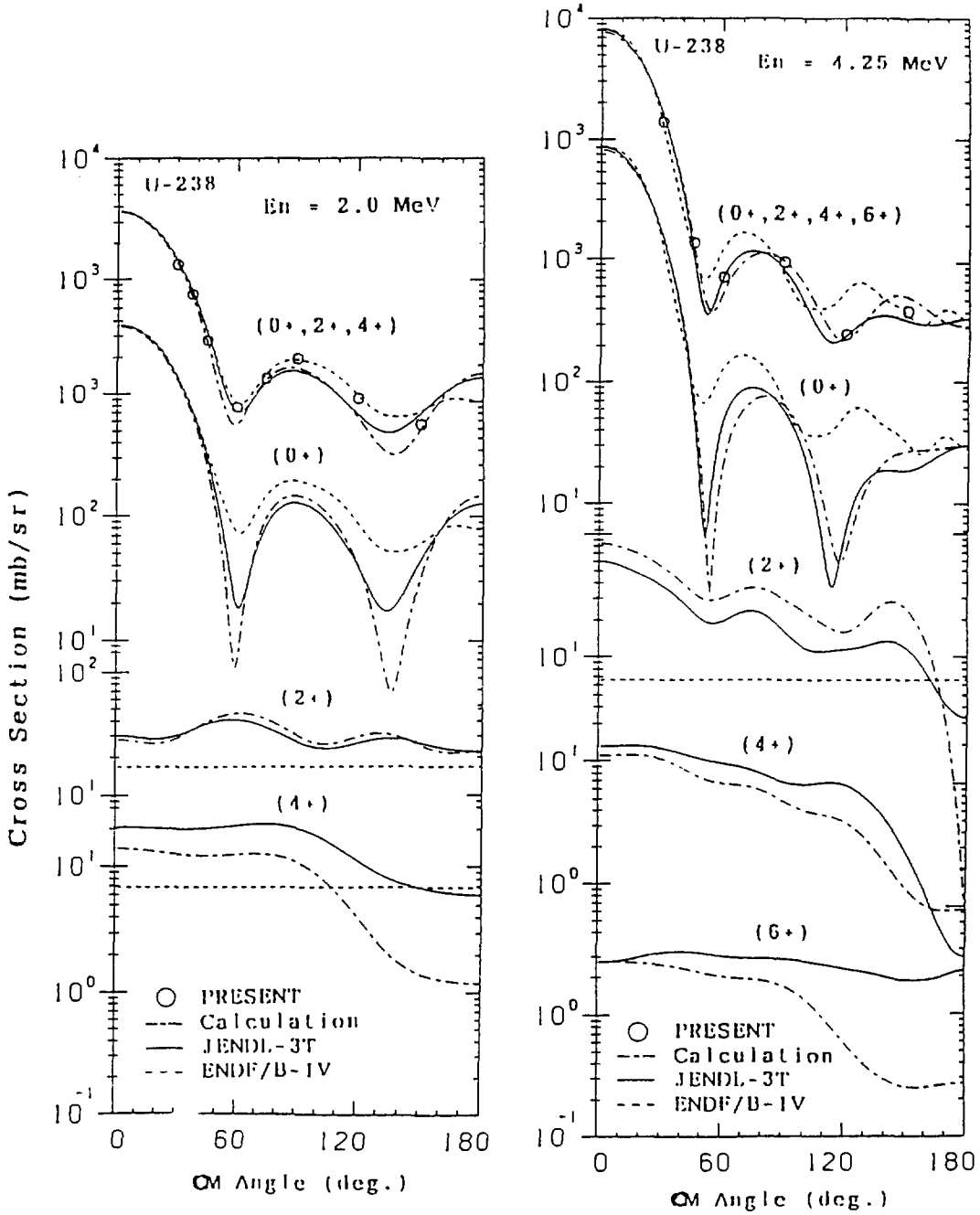


Fig. 22 Angular distributions of U-238 "elastic" group, compared with the coupled-channel calculation using the code ECIS.

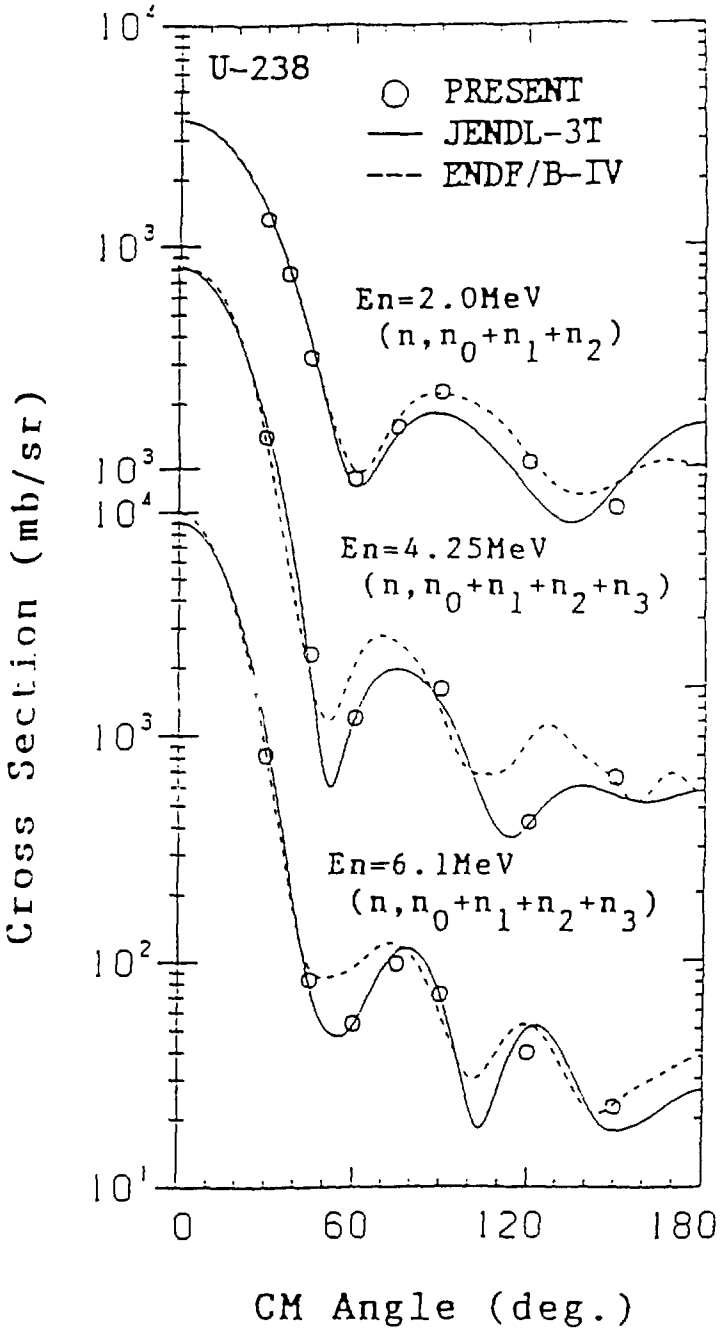


Fig. 23 Angular distributions of U-238 "elastic" group, compared with the evaluated data.

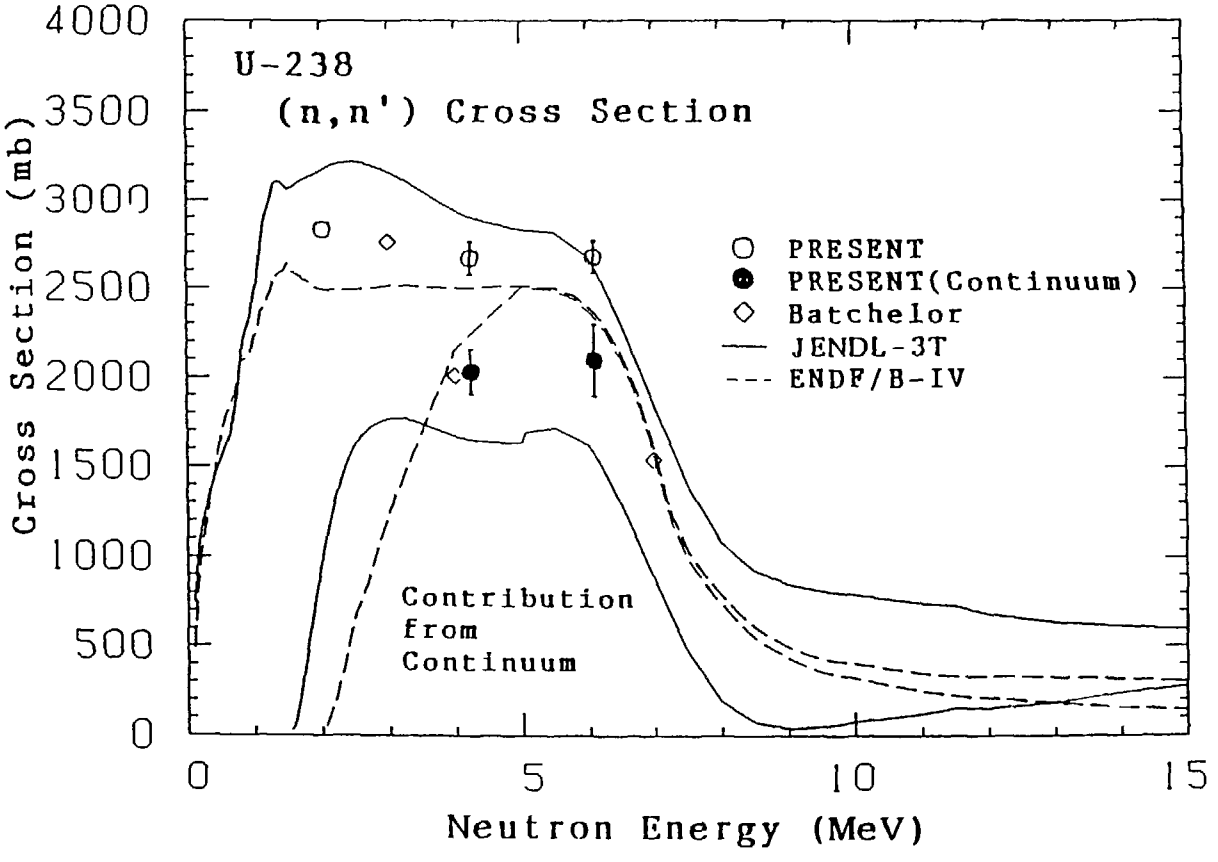


Fig. 24 Inelastic-scattering cross section of U-238.

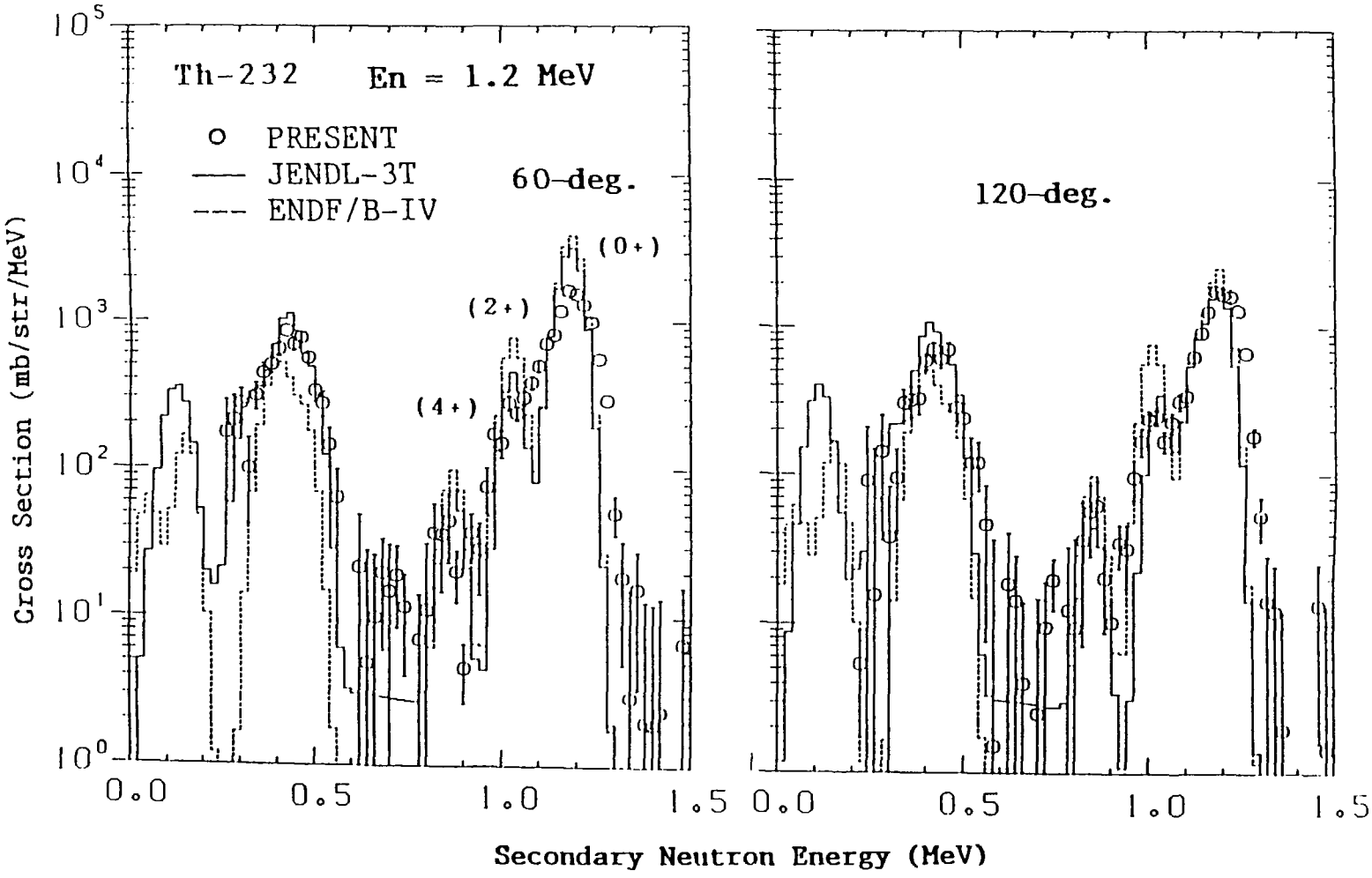


Fig. 25 Double-differential neutron emission spectra for Th-232 at 1.2 MeV.

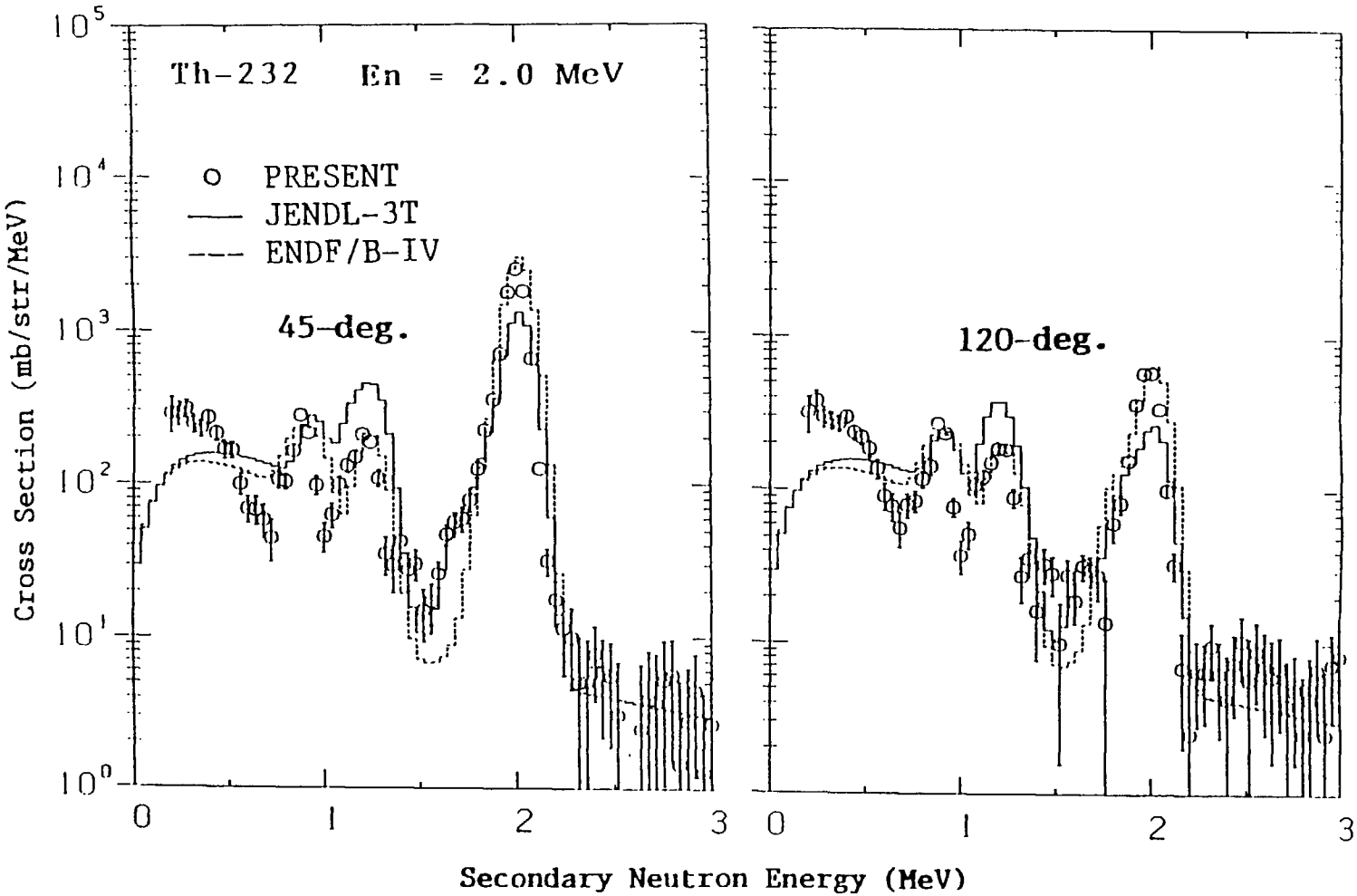


Fig. 26 Double-differential neutron emission spectra for Th-232 at 2.0 MeV.

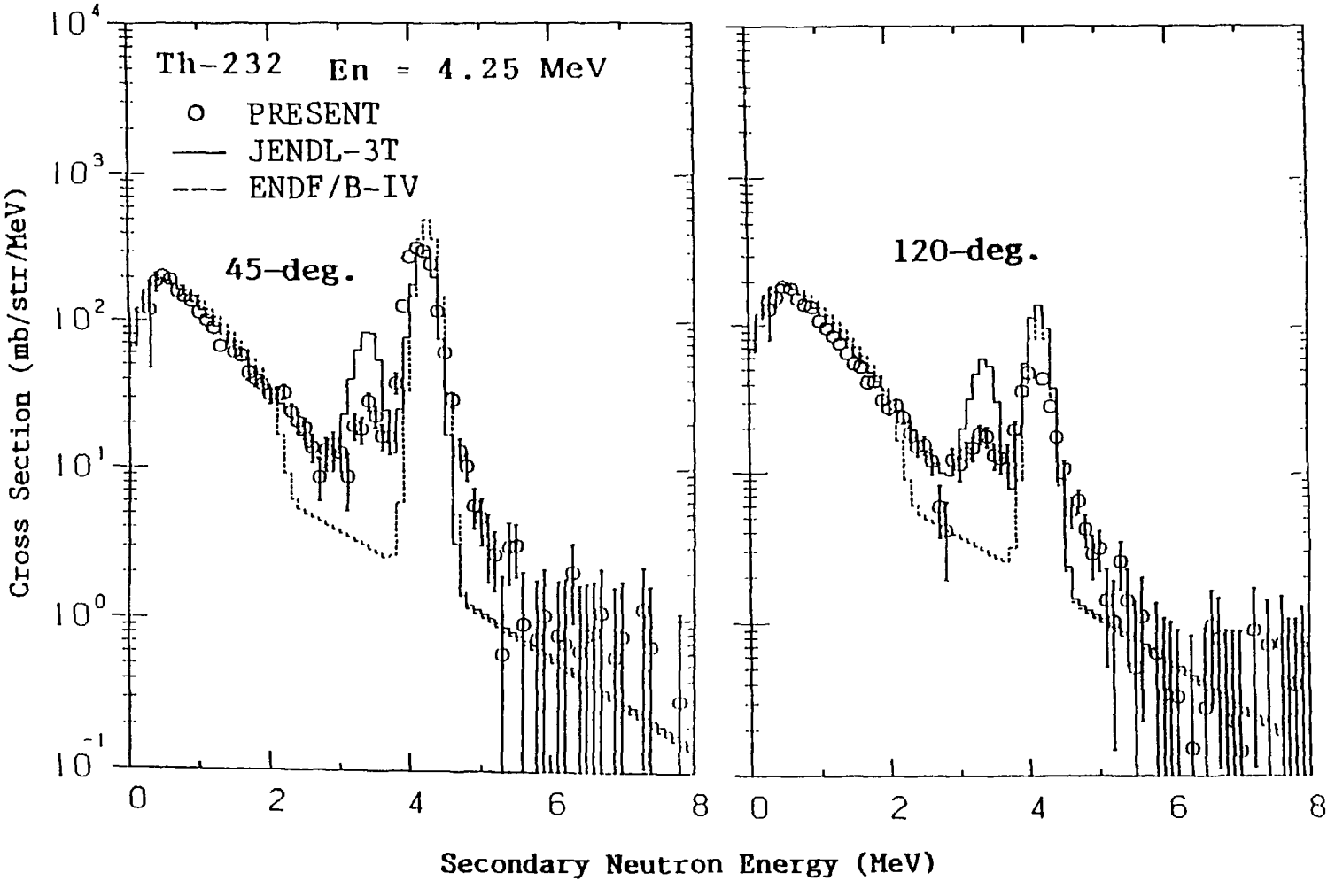


Fig. 27 Double-differential neutron emission spectra for Th-232 at 4.2 MeV.

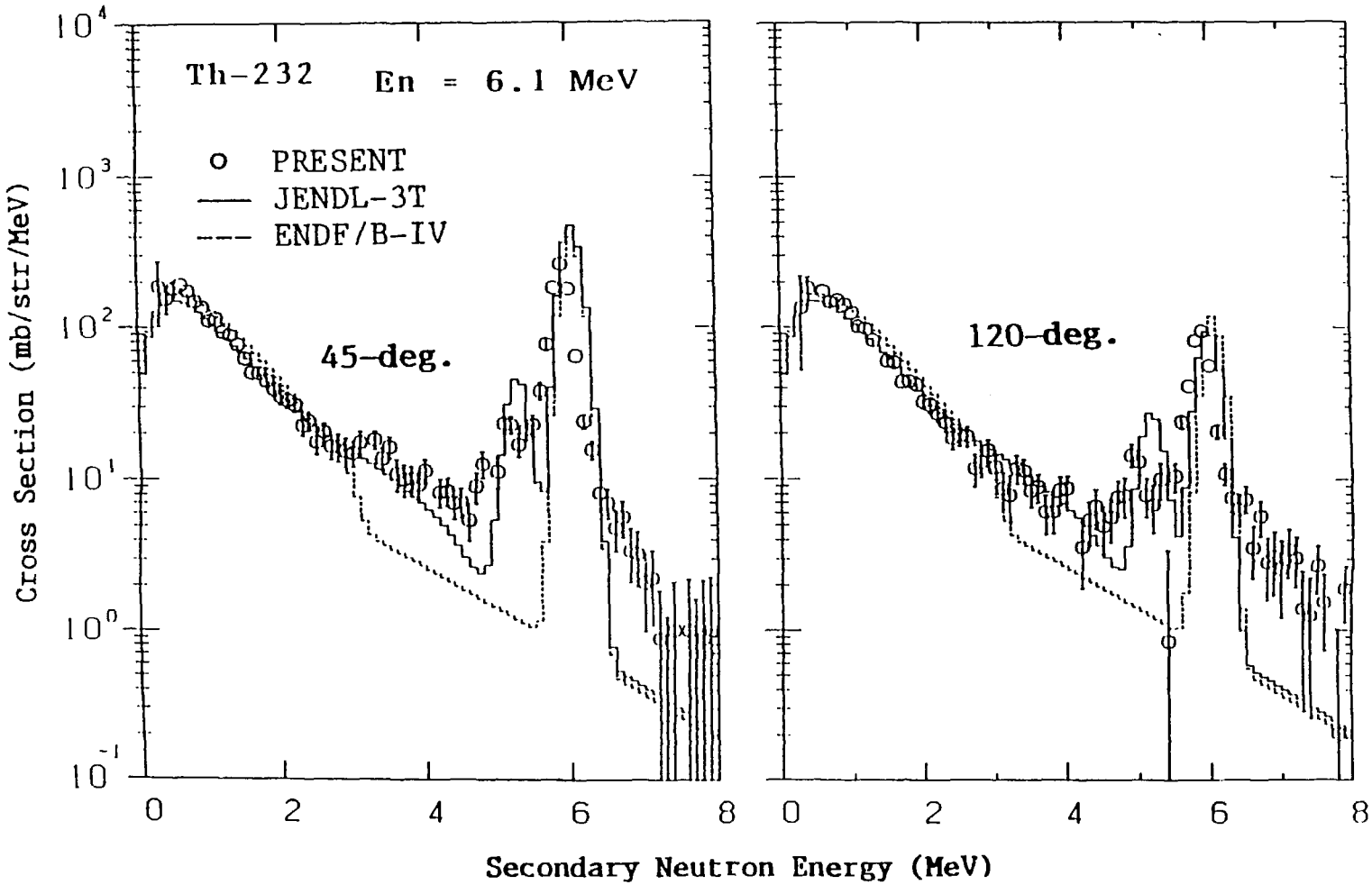


Fig. 28 Double-differential neutron emission spectra for Th-232 at 6.1 MeV.

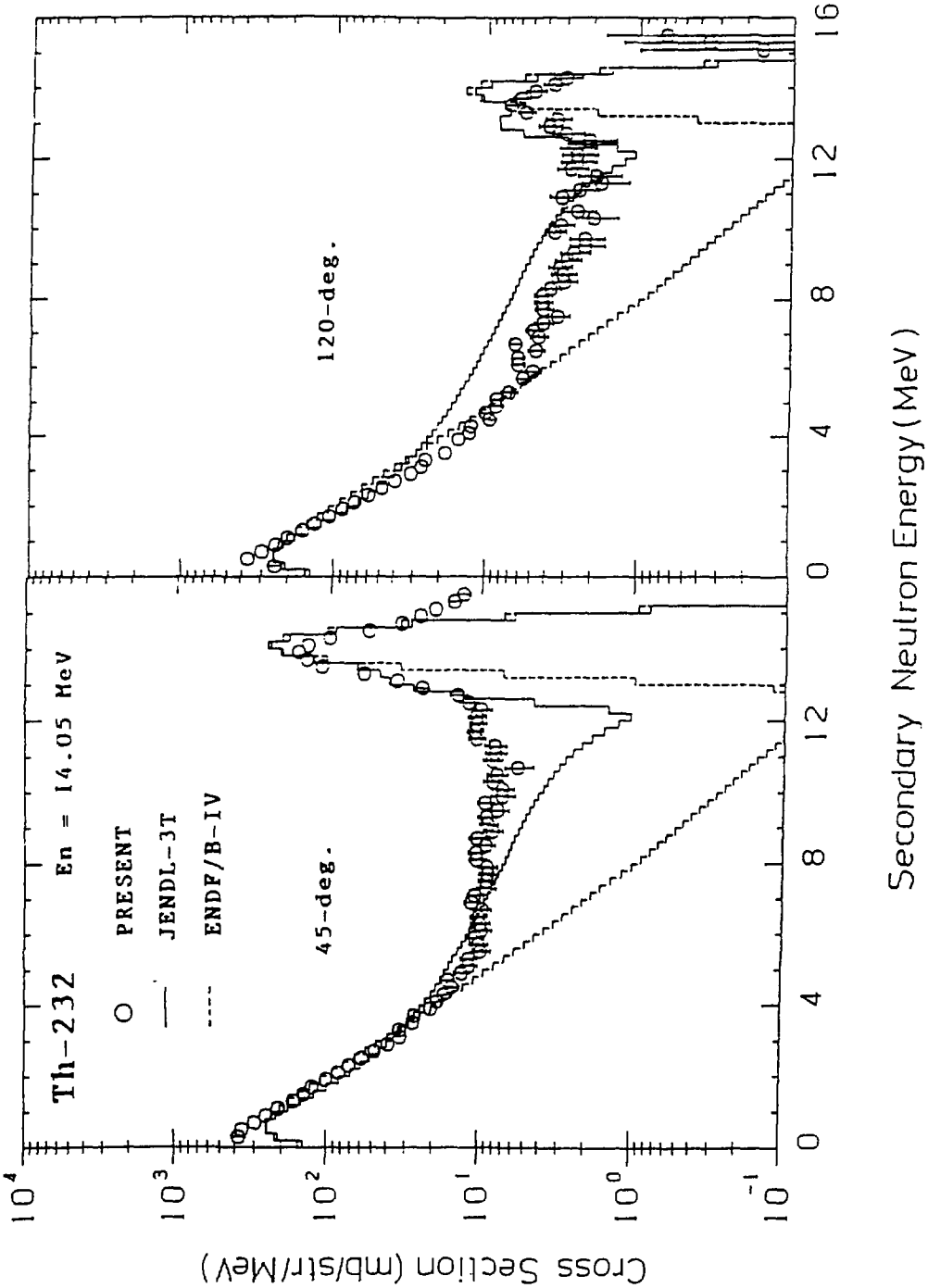


Fig. 29 Double-differential neutron emission spectra for Th-232 at 14.1 MeV.

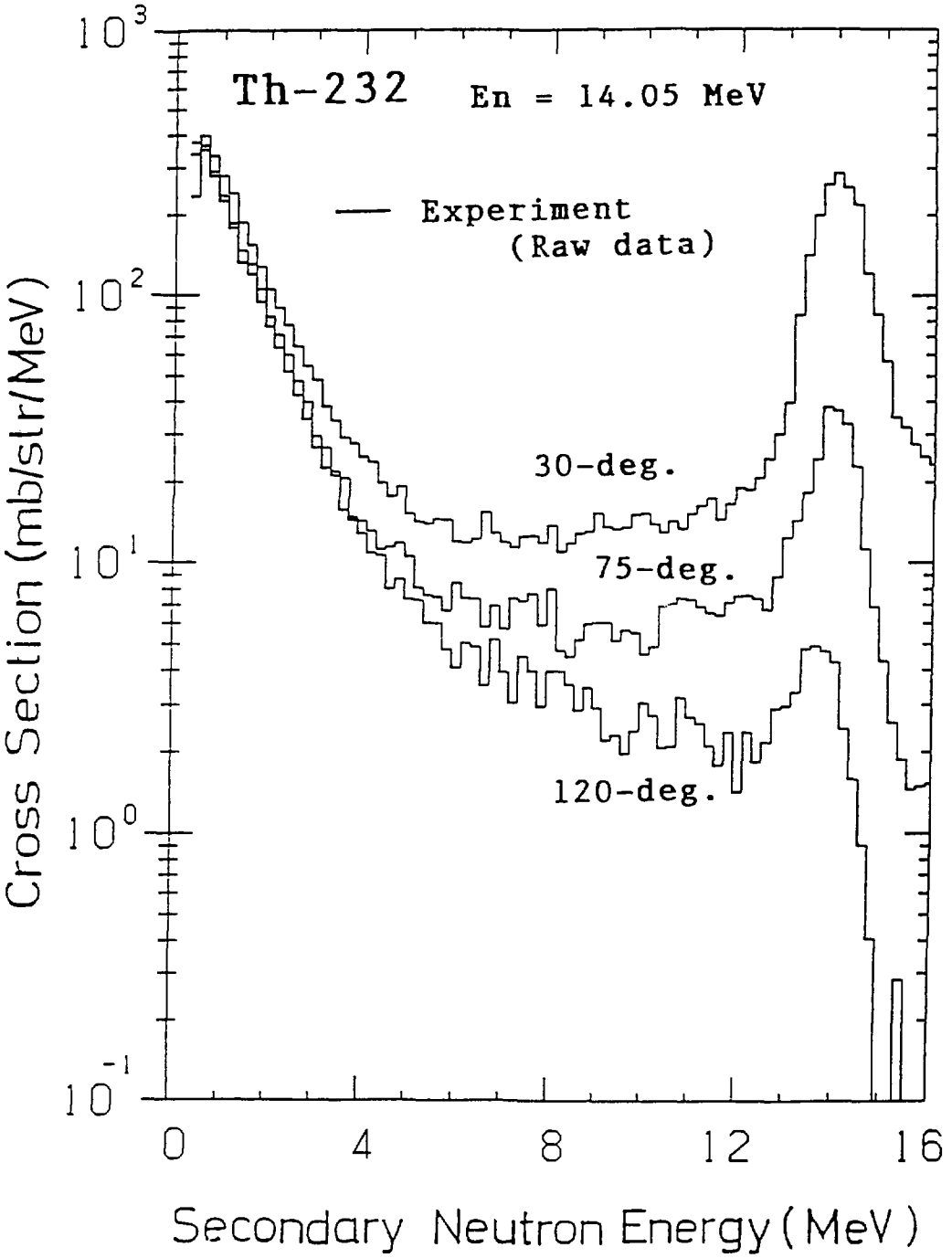


Fig. 30 Double-differential neutron emission spectra for Th-232 at 14.1 MeV.

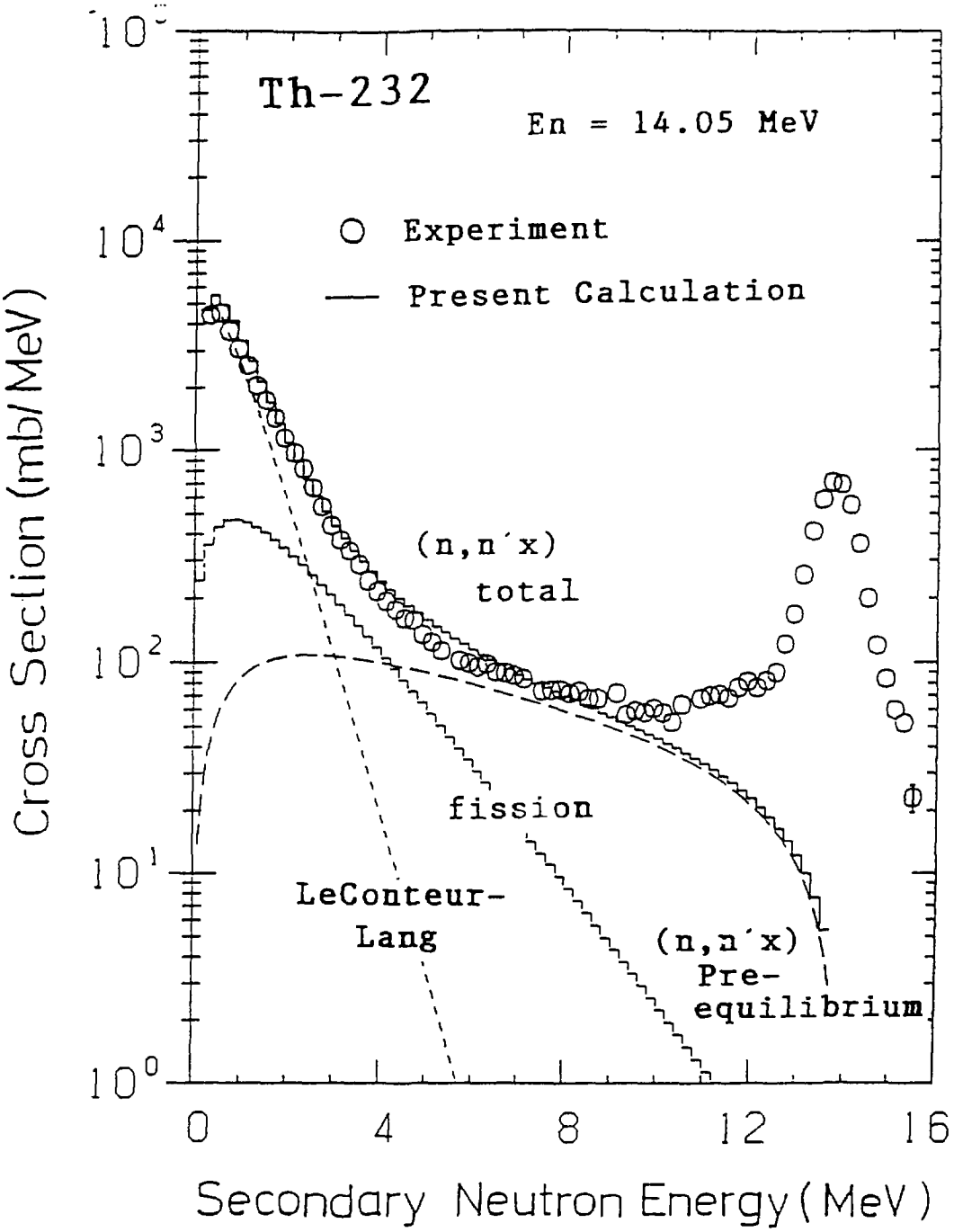


Fig. 31 Decomposition of experimental angle-integrated spectrum to pre-compound, cascade emission (Lecouteur-Lang) and fission neutron components.

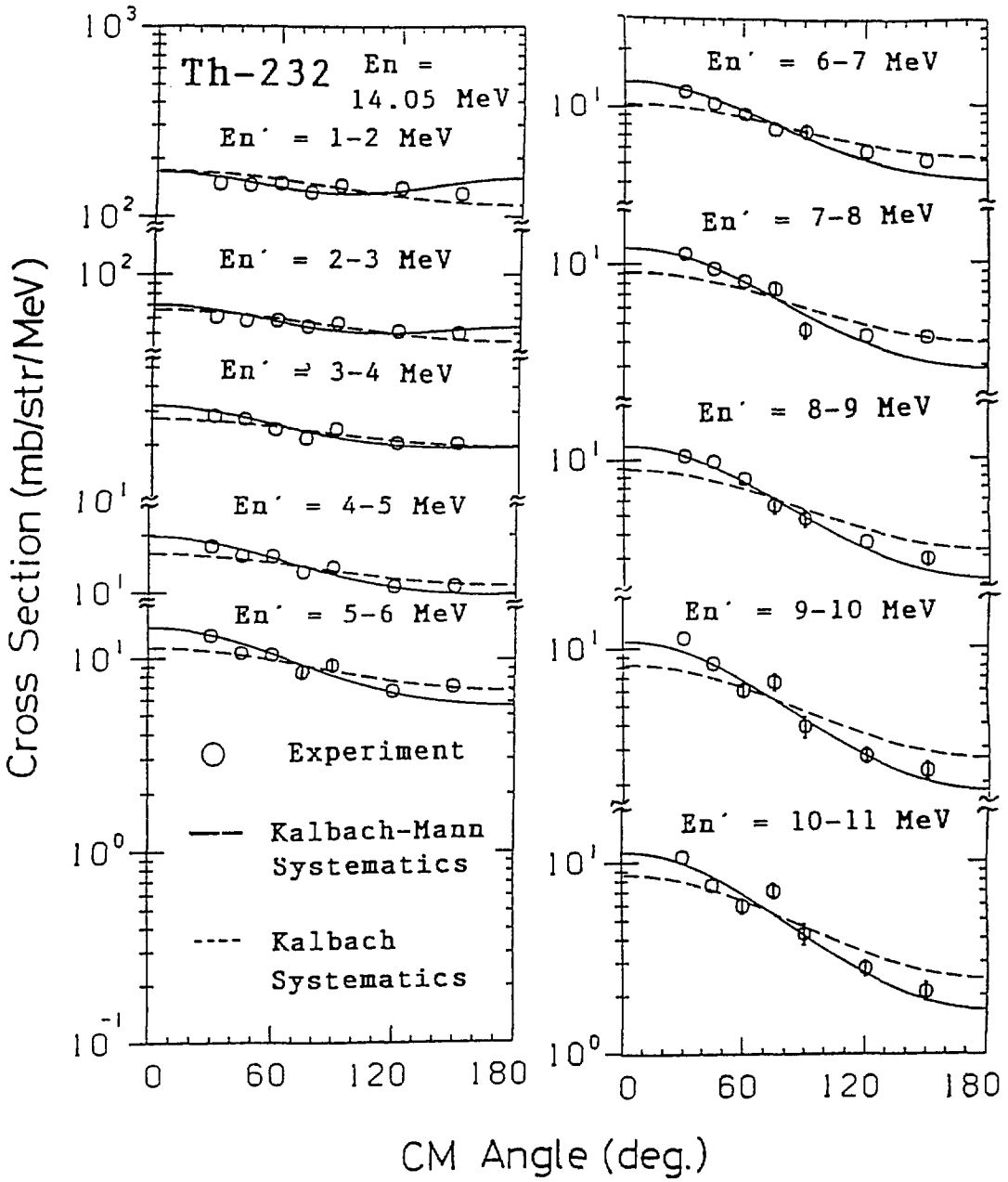


Fig. 32 Angular distributions of inelastically-emitted neutrons from Th-232 at 14.1 MeV compared with the prediction by systematics.