

JAERI-M

7 2 5 3

100 keVから20 MeVにおける<sup>19</sup>Fの  
中性子断面積評価

1977年9月

杉 崇夫・西 村 和 明

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

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問合せは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

100 keV から 20 MeV における  $^{19}\text{F}$  の中性子断面積評価

日本原子力研究所 ラジオアイソトープ・原子炉研修所  
杉 晖夫・西村 和明

(1977年8月11日受理)

$^{19}\text{F}$  の高速中性子断面積の評価を、全断面積、 $(\text{n}, \text{n})$ ,  $(\text{n}, \text{n}')$ ,  $(\text{n}, 2\text{n})$ ,  $(\text{n}, \alpha)$ ,  $(\text{n}, \text{p})$ ,  $(\text{n}, \text{d})$ ,  $(\text{n}, \text{t})$ ,  $(\text{n}, \alpha \text{n}')$ ,  $(\text{n}, \text{n}'\alpha)$ ,  $(\text{n}, \text{pn}')$ ,  $(\text{n}, \text{n}'\text{p})$ ,  $(\text{n}, \gamma)$  反応について行った。評価断面積曲線を実験データと共にグラフに示し、評価断面積データを数値表にまとめた。評価断面積曲線は原則として実験データにもとづいて求めたが、次の場合には理論上のモデルを用いて計算した。8.5 MeV 以上の中性子全断面積は光学モデル曲線を実験データに適合させて定めた。1.0 から 5.5 MeV までの第 1 内至第 6 励起レベルへの非弾性散乱断面積は、 $(\text{n}, \alpha)$ ,  $(\text{n}, \text{p})$  反応を競合過程として考慮し、Hauser-Feshbach の方法で計算した。5.5 MeV 以上では、弾性散乱以外の断面積を Hauser-Feshbach の方法で計算し、これから非弾性散乱以外のすべての成分を差引いて、非弾性散乱断面積の総和を得た。 $(\text{n}, \text{d})$  および  $(\text{n}, \text{t})$  反応断面積は Pearlstein の経験式を用いて定めた。9 MeV 以上の  $(\text{n}, \alpha)$ ,  $(\text{n}, \text{p})$  反応断面積、および  $(\text{n}, \alpha \text{n}')$ ,  $(\text{n}, \text{n}'\alpha)$ ,  $(\text{n}, \text{pn}')$ ,  $(\text{n}, \text{n}'\text{p})$  反応断面積は、Pearlstein の経験式をとり入れた統計モデルの式によって計算した。 $(\text{n}, 2\text{n})$  反応断面積は、統計モデルにもとづく Pearlstein の関数を実験データに適合させて求めた。1.9 MeV 以上の  $(\text{n}, \gamma)$  反応断面積は  $1/v$  法則にしたがって変化すると仮定して得た。弾性散乱断面積は、評価された中性子全断面積から最後にすべての評価部分断面積を差引いて得た。

Evaluation of Neutron Cross Sections for  $^{19}\text{F}$   
in the Energy Range from 100 keV to 20 MeV

Teruo SUGI and Kazuaki NISHIMURA

Radioisotope and Nuclear Engineering School, JAERI

(Received August 11, 1977)

Fast neutron cross sections of  $^{19}\text{F}$  were evaluated on the total,  $(\text{n},\text{n})$ ,  $(\text{n},\text{n}')$ ,  $(\text{n},2\text{n})$ ,  $(\text{n},\alpha)$ ,  $(\text{n},\text{p})$ ,  $(\text{n},\text{d})$ ,  $(\text{n},\text{t})$ ,  $(\text{n},\alpha\text{n}')$ ,  $(\text{n},\text{n}'\alpha)$ ,  $(\text{n},\text{p}\text{n}')$ ,  $(\text{n},\text{n}'\text{p})$  and  $(\text{n},\gamma)$  reactions. Evaluated cross-section curves are presented in graphs together with the experimental data; evaluated cross-section data are given in tables. These evaluated cross-section curves were obtained in principle on the basis of the experimental data. In the following, these curves were calculated by using theoretical models. The total neutron cross section above 8.5 MeV was determined by an optical-model curve fitted to the experimental data. In the energy range from 1.0 to 5.5 MeV the  $(\text{n},\text{n}')$  cross sections for the 1st to the 6th level were calculated by Hauser-Feshbach method in which the  $(\text{n},\alpha)$  and  $(\text{n},\text{p})$  reactions were taken into account as competitive processes. Above 5.5 MeV, the total inelastic scattering cross section was obtained by subtraction of all constituent cross sections other than inelastic from the non-elastic scattering cross section calculated by Hauser-Feshbach formula. The  $(\text{n},\text{d})$  and  $(\text{n},\text{t})$  cross sections were determined by using an empirical formula of Pearlstein. The  $(\text{n},\alpha)$  and  $(\text{n},\text{p})$  cross sections above 9 MeV and the cross sections for the  $(\text{n},\alpha\text{n}')$ ,  $(\text{n},\text{n}'\alpha)$ ,  $(\text{n},\text{p}\text{n}')$ , and  $(\text{n},\text{n}'\text{p})$  reactions were calculated by using a statistical model in which Pearlstein's empirical formula was employed. The  $(\text{n},2\text{n})$  cross section was obtained by fitting Pearlstein's function of statistical model to the experimental data. The  $(\text{n},\gamma)$  cross section above 1.9 MeV was obtained by assuming a  $1/v$  law. The elastic scattering cross section was finally obtained by subtracting all the evaluated partial cross sections from the total neutron cross section evaluated.

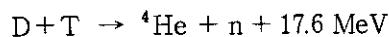
**Keywords:** Fluorine-19, Neutron Cross Sections, Evaluation, 100 keV to 20 MeV,  $(\text{n},\text{n})$ ,  $(\text{n},\text{n}')$ ,  $(\text{n},2\text{n})$ , Charged Particle Emission Reactions,  $(\text{n},\gamma)$ , Neutron Nuclear Data.

## 目 次

1. 序 論.....	1
2. 全断面積.....	3
2.1 100 keVから 500 keV.....	3
2.2 500 keVから 1 MeV.....	8
2.3 1 MeVから 2.5 MeV.....	8
2.4 2.5 MeVから 5.0 MeV.....	9
2.5 5.0 MeVから 8.5 MeV.....	9
2.6 8.5 MeVから 20 MeV.....	9
3. 非弾性散乱断面積.....	11
3.1 5.5 MeV以下.....	11
3.2 5.5 MeVから 20 MeV.....	18
4. $^{19}\text{F}(\text{n}, 2\text{n})^{18}\text{F}$ 反応断面積.....	20
5. 荷電粒子放出反応の断面積.....	24
5.1 $^{19}\text{F}(\text{n}, \alpha)^{16}\text{N}$ 反応.....	24
5.2 $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{p})^{19}\text{O}$ 反応.....	28
5.3 $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{d})^{18}\text{O}$ および $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{t})^{17}\text{O}$ 反応.....	31
5.4 $^{19}\text{F}(\text{n}, \alpha\text{n}')^{15}\text{N}$ および $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{n}'\alpha)^{15}\text{N}$ 反応.....	33
5.5 $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{pn}')^{18}\text{O}$ および $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{n}'\text{p})^{18}\text{O}$ 反応.....	34
6. $^{19}\text{F}(\text{n}, \gamma)^{20}\text{F}$ 反応断面積.....	37
7. 弹性散乱断面積.....	37
8. 評価の結果のまとめ.....	39
謝 辞.....	39
文 献.....	47

## 1. 序 論

D-T 反応を利用する核融合炉のブランケット部は、炉心からの発生熱を除去し、炉心部での核反応



によって生じた約 14 MeV の高速中性子を減速・吸収する機能をもつ。このためブランケット部の核設計にとって 14 MeV 附近の高速中性子断面積をよく知ることはきわめて重要な問題である。

ブランケット部において冷却材として除熱の機能を果すと共に、核反応  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ ,  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)\text{T}$  によって T の生産を行うための材料の一つとして現在フッ化物溶融塩 Flibe ( $\text{LiF}-\text{BeF}_2$ ) の使用が考えられている [76 Fu]。しかしその構成元素の  ${}^{19}\text{F}$  は、核分裂炉の材料として従来使用されていなかったため、最近まで例えば ENDF/B-III には評価ずみ核データが準備されていなかった。現在、ENDF/B-IV および UKNDL 75 評価断面積ファイルには、 ${}^{19}\text{F}$  の評価ずみ核データが収納されており、その利用は可能である。しかし ENDF/B-IV の評価断面積においては、荷電粒子を含む二粒子放出反応の  $(n, n'\alpha)$ ,  $(n, n'p)$  が非弾性散乱に含められており、UKNDL 75 の評価断面積においては、 $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$  などの荷電粒子放出反応が  $(n, r)$  反応と共に吸収反応 (parasitic absorption) として一括されている。そのため、これらの評価ずみ核データは、核融合炉のブランケット内の発熱量、中性子発生数、 $r$  線発生数などを計算するためのデータとしては不十分な点がある。また、両者の評価断面積値の間には喰違いも多い。

核融合炉の核設計にとって有用な評価ずみ核データを提供することを目的として、今回、100 keV から 20 MeV までの  ${}^{19}\text{F}$  の中性子断面積評価を行った。この評価では、対象となる中性子断面積を、全断面積、弾性および非弾性散乱断面積、 $(n, 2n)$  反応断面積、 $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, d)$ ,  $(n, t)$ ,  $(n, \alpha n')$ ,  $(n, n'\alpha)$ ,  $(n, pn')$ ,  $(n, n'p)$  の荷電粒子放出反応の断面積、および  $(n, r)$  反応断面積に限定した。

評価の方法としては、上記の各断面積の実験データがある場合には、それらにもとづいて検討を行い、評価データを定めた。

8.5 MeV 以上の全断面積および 1 ~ 5.5 MeV における各励起レベル毎の非弾性散乱断面積は、実験データではなく、光学モデルの計算で評価曲線を求めた。軽い核である  ${}^{19}\text{F}$  に対して光学モデルを適用したのは、高速の中性子エネルギー領域では、これらの断面積が滑らかに変化すると仮定し、かつ各レベルの非弾性散乱断面積と non-elastic 断面積を同一ポテンシャル・パラメータで系統的に計算するという立場をとったためである。

${}^{19}\text{F}$  に対する荷電粒子放出反応の実験データは、9 MeV 以下の  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$  反応を除いて殆んどない。このため、高速の中性子エネルギー領域では、これらの反応の励起曲線も滑らかに変化すると仮定し、Pearlstein [73 Pe] の経験式を取り入れた統計モデルの式によって評価曲線を求めた。本来、重い核に対して適用される統計モデルの手法を、 $4 \leq Z \leq 30 \sim 50$  の軽・中重核の  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$  反応の計算に用い、実験値を比較的よく再現した研究 [60 Bu], [64 Ga], [67 Ga] もある。それ故  $Z = 9$  という軽い核  ${}^{19}\text{F}$  の荷電粒子放出反応に対しても、統計モデルに

よる計算はある程度可能であろう。今回の評価では、統計モデルの式と Pearlstein の経験式の中に含まれるパラメータを、実験データによって調節した上で<sup>19</sup>Fに対して適用した。

(n, r) 反応断面積については、2 MeV 以上の実験データが存在しないので、2 MeV 以上のエネルギー領域における評価断面積は  $1/v$  法則にしたがうものとして定めた。

## 2. 全 断 面 積

100 keV から 20 MeV のエネルギー領域で、現在 NEUDADA に収納されている  $^{19}\text{F}$  の中性子全断面積の実験データ・セットは 22 組、それに含まれる測定点は合計 2575 点である。このうち今回の評価作業に採用した実験データ・セットは 18 組 ([50 Bo], [52 Co], [53 Da], [54 Ne], [56 Be], [57 Bo], [58 Br], [58 Wi], [60 Pe], [60 Ts], [64 Am], [64 Hi], [65 So], [67 Ca], [67 Wh], [68 Hu], [70 An], [71 Fo])、測定点の合計は 1313 点である。除外したものは、原論文に誤差表示のないデータ ([50 Be], [57 Ne], [59 Bi], [61 Ne] の全データ点、合計 229 点; [58 Bi] のうち 234 点、[64 Hi] のうち 554 点)、NEUDADA に重複して収納されていたデータ (244 点)、原論文との対照の結果 NEUDADA の記載の誤りと考えられるもの ([65 So] のうち 1 点) である。

NEUDADA から採用した上記のデータには、1.14 MeV から 1.96 MeV の測定点が欠けていたので、Elwyn et al. ([64 El]) の実験データから 25 点を、原論文の Fig. 2 から読みとて追加した。この実験データについては、読みとり誤差を含めて、全断面積に 3 % の誤差を仮定した。また Wills et al. ([58 Wi]) の実験データの一部も NEUDADA に収納されていなかったので、これも原論文の Fig. 8 から 5 点を読みとて追加した。

今回の評価に採用した上記 19 組の実験データ・セットのエネルギー範囲、測定点数、測定誤差を Fig. 1 に示す。測定点の合計は 1343 点である。これらの実験データは、今回得られた評価断面積曲線と共に Fig. 2 ~ 7 に示されている。

$^{19}\text{F}$  の中性子全断面積では、Fig. 6, 7 にみられるように、およそ 8.5 MeV 以上のエネルギー領域で顕著な共鳴の山は現われなくなり、全断面積曲線は滑らかとなる。また、15 ~ 20 MeV には実験データが 2 点しかない。そのため 8.5 MeV 以上のエネルギー領域では、実験データに適合する光学モデル・パラメータを探査し、光学モデル計算によって評価全断面積曲線を求めた。8.5 MeV 以下では、実験データを検討して、分割された各エネルギー領域ごとに特定のデータ・セットを選択し、これに重点を置いて評価データ点を定め、これらを直線で結ぶことによって評価断面積曲線を得た。得られた評価断面積曲線は Fig. 2 ~ 7 に実線で示されている。

以下、各エネルギー区間ごとに評価の内容を述べる。

### 2.1 100 keV から 500 keV

100 ~ 300 keV では Hibdon ([64 Hi]) の実験データ、300 ~ 500 keV では Whalen et al. ([67 Wh]) の実験データに重きを置いて評価全断面積曲線を定めた。得られた評価全断面積曲線を Fig. 2 に実線で示す。

ただし Whalen et al. の実験データの共鳴ピークのエネルギーは、最近の新しい測定を含む他の 4 組の実験データ ([74 Si], [64 Hi], [50 Bo], [67 Ca]) のものと比較すると、Table 1 に示すように系統的に高いエネルギーの方へ数 keV から 10 keV 程度ずれている。そのため、評価

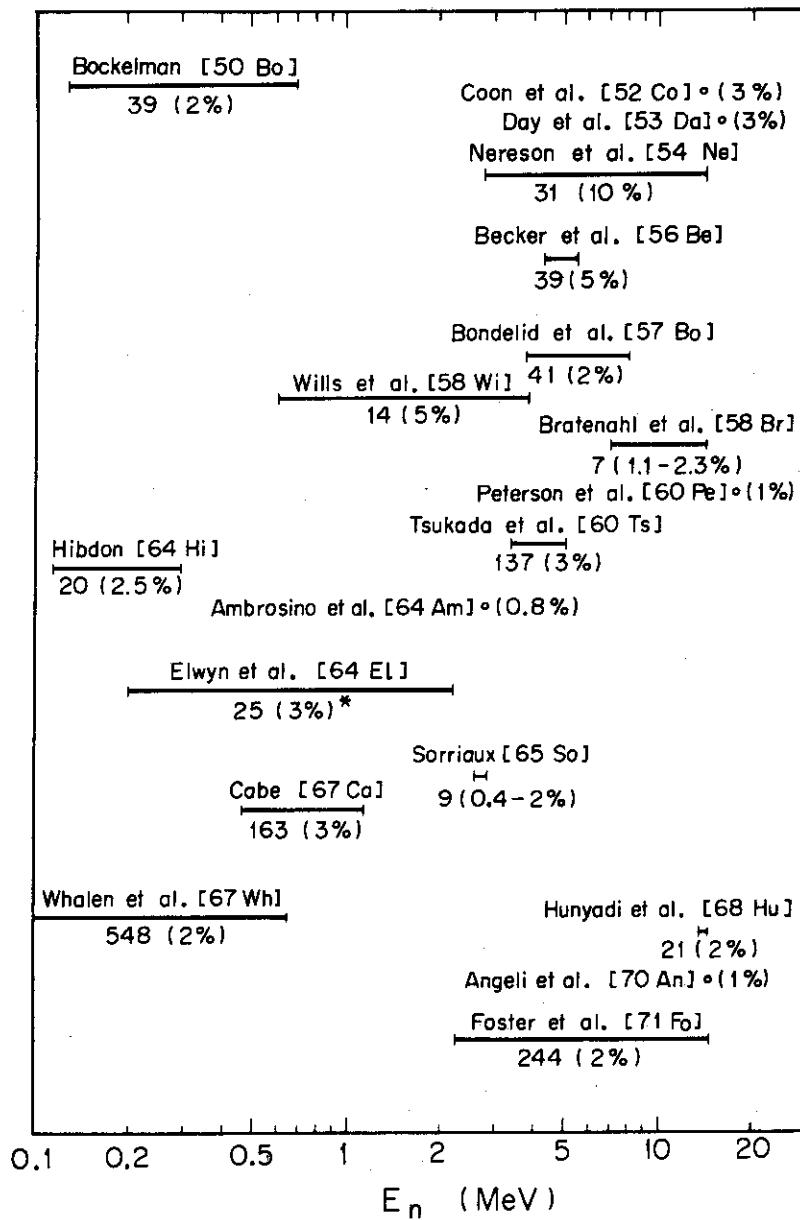


Fig. 1 Energy ranges of neutron total cross-section measurements for  $^{19}\text{F}$  are shown by the horizontal solid lines. Number of data points and cross-section errors in the individual experiments are indicated by the digital number and % in parenthesis under the solid lines, respectively. The measurements for one energy data point is shown with open circles. The mark of \* means that the cross-section errors and the number of data points were assinged by the present authors.

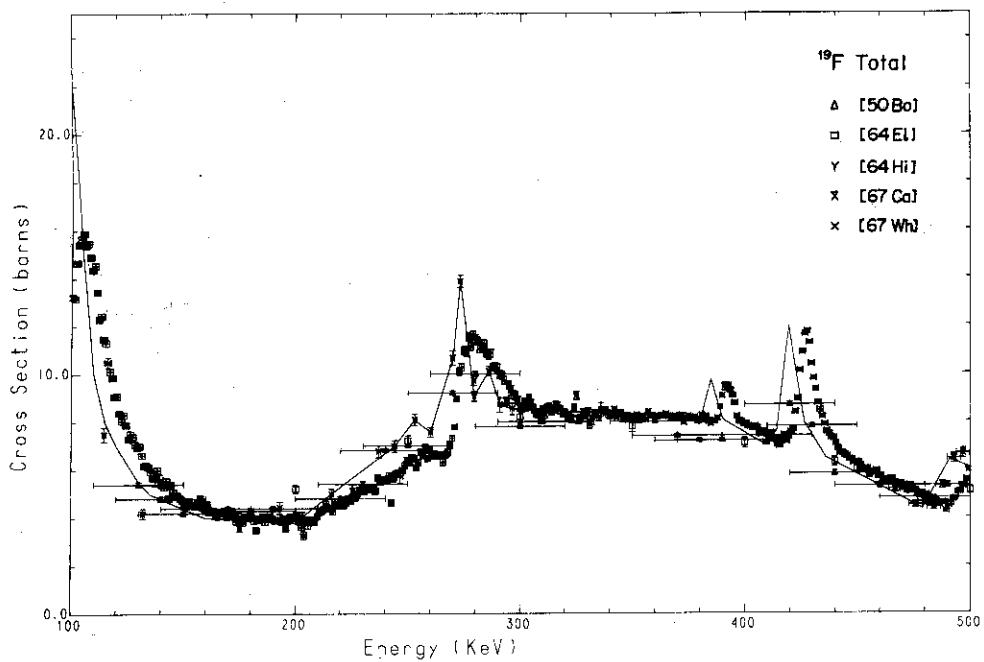


Fig. 2 Neutron total cross sections of  $^{19}\text{F}$  in the energy range from 100 to 500 keV. The experimental data plotted are those indicated in Fig. 1. The solid line represents the present evaluation curve.

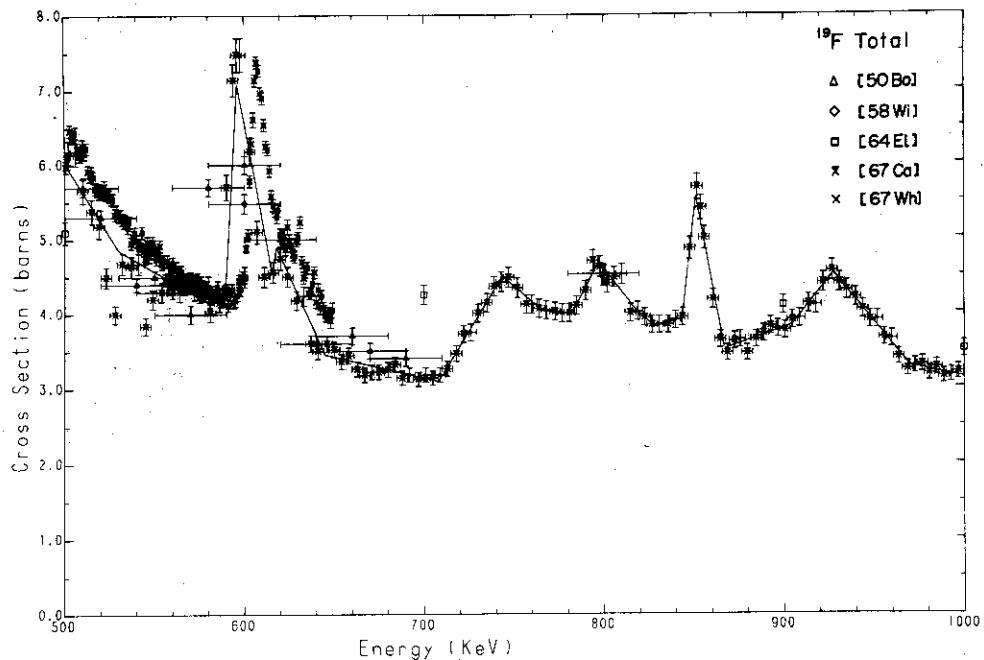
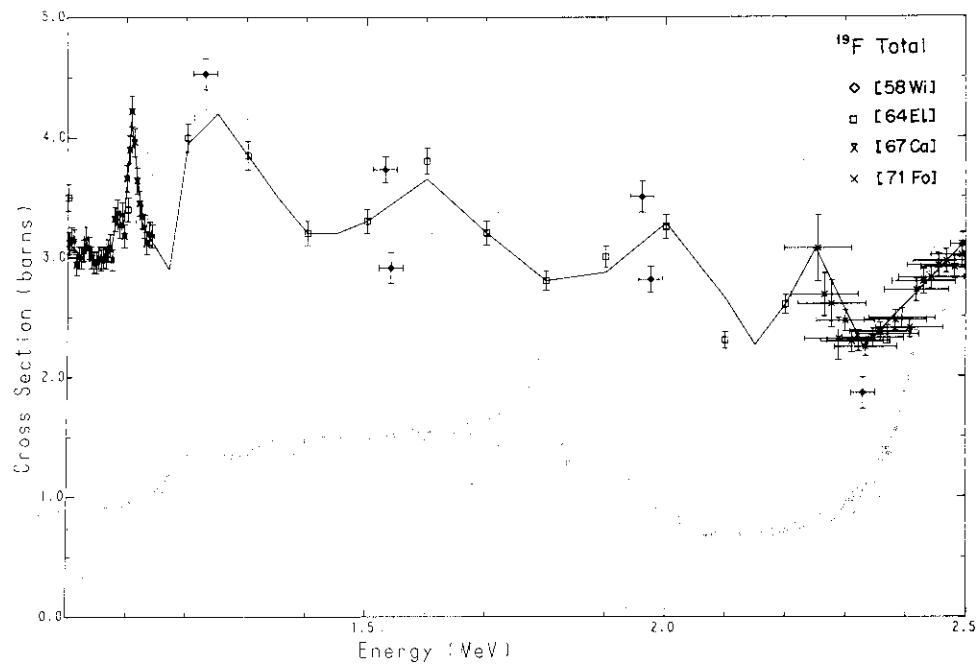
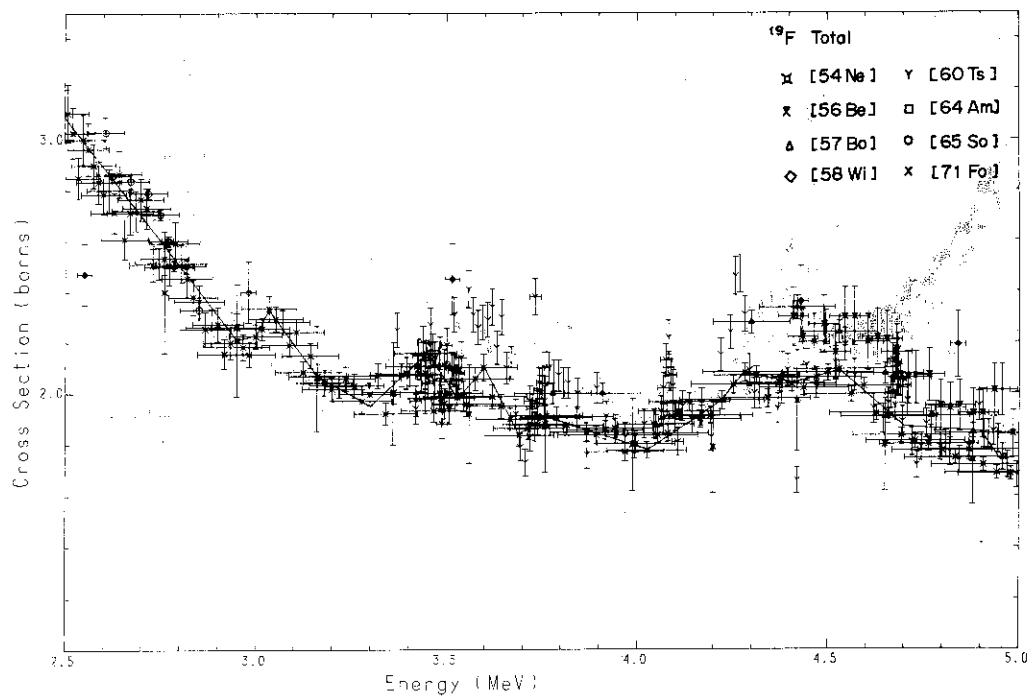


Fig. 3 Neutron total cross sections of  $^{19}\text{F}$  in the energy range from 0.5 to 1.0 MeV. The experimental data plotted are those indicated in Fig. 1. The solid line represents the present evaluation curve.



**Fig. 4** Neutron total cross sections of  $^{19}\text{F}$  in the energy range from 1.0 to 2.5 MeV. The experimental data plotted are those indicated in Fig. 1. The solid line represents the present evaluation curve.



**Fig. 5** Neutron total cross sections of  $^{19}\text{F}$  in the energy range from 2.5 to 5.0 MeV. The experimental data plotted are those indicated in Fig. 1. The solid line represents the present evaluation curve.

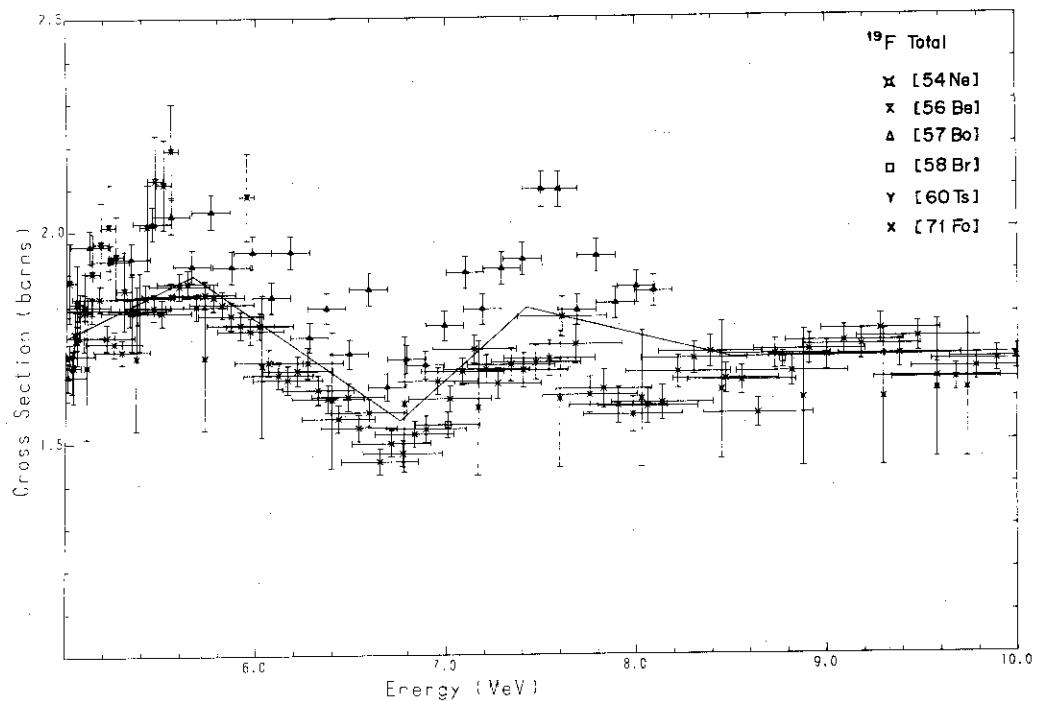


Fig. 6 Neutron total cross sections of  $^{19}\text{F}$  in the energy range from 5.0 to 10 MeV. The experimental data plotted are those indicated in Fig. 1. The solid line represents the present evaluation curve.

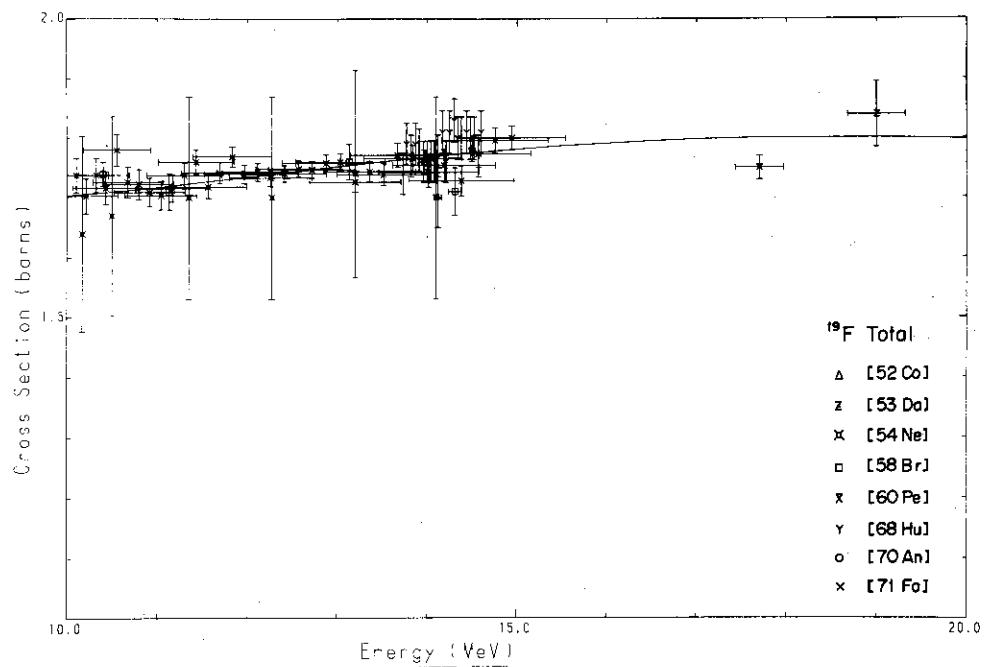


Fig. 7 Neutron total cross sections of  $^{19}\text{F}$  in the energy range from 10 to 20 MeV. The experimental data plotted are those indicated in Fig. 1. The solid line represents the present evaluation curve.

全断面積曲線を定める際に、Whalen et al. の実験データについては、Table 1 に示された値だけ共鳴ピークをエネルギーの低い方へ移動した。他の測定者の実験データがない 390 ~ 420 keV では上記の移動は 7 keV とした。

Table 1. Comparison of resonance peak energies in the neutron total cross sections for  $^{19}\text{F}$  in the energy range from 100 to 650 keV.

Neutron resonance energies		Energy differences $E_1 - E_2$ (kev)
$E_1$ (kev)	$E_2$ (kev)	
Whalen et al. [67 Wh]	Other authors	
105.2	97.50 [74 Si]	+ 7.7
278.8	273 [64 Hi]	+ 5.8
391.5	—	—
427.5	420 [50 Bo]	+ 7.5
509.9	497 [67 Ca]	+ 12.9
606.9	597 [67 Ca]	+ 9.9
630.9	620 [67 Ca]	+ 10.9

## 2.2 500 keVから 1 MeV

このエネルギー区間では Cabe [67 Ca] の実験データに重きを置いて評価全断面積曲線を定めた。得られた評価全断面積曲線を Fig. 3 に実線で示す。Cabe と Whalen et al. [67 Wh] のデータを比較すると、断面積の値はよく一致しているが、共鳴ピークのエネルギーは Whalen et al. のものが約 11 keV 系統的に高めとなっている。

## 2.3 1 MeVから 2.5 MeV

このエネルギー区間では 1 ~ 1.5 MeV を Cabe [67 Ca] の実験データ、1.15 ~ 2.2 MeV を Elwyn et al. [64 El] の実験データ、2.2 ~ 2.5 MeV を Foster と Glasgow [71 Fo] の実験データに、それぞれ重きを置いて評価全断面積曲線を定めた。得られた評価全断面積曲線を Fig. 4 に実線で示す。

NEUDADA から採用した実験データには 1.14 ~ 1.19 MeV のものが欠けていたので、これを補うために、Elwyn et al. の実験データを原論文の Fig. 2 から読みとて追加した。この Elwyn et al. の実験データは分解能が約 125 keV のものであり、細かい共鳴ピークは平滑化されている。

Fig. 4 に示した評価全断面積曲線は、分解能 20 ~ 70 keV で測定された Wills et al. [58 Wi] の実験データともよく合っている。また、このエネルギー区間には、分解能 15 ~ 20 keV で測定された Monahan et al. [67 Mo] の実験データがあるが、数値データが入手できなかったため、今回の評価にはとり入れることができなかった。

#### 2.4 2.5 MeV から 5.0 MeV

このエネルギー区間には Fig. 5 に示すように多くの実験データ・セット ([54 Ne], [56 Be], [57 Br], [58 Wi], [60 Ts], [64 Am], [65 So], [71 Fo]) があり、共鳴の山の位置や断面積の値に差異が見られる。1950年代の実験データには 3.55 MeV と 4.22 MeV に 2 つの共鳴の山が見られるが、1971年の Foster と Glasgow [71 Fo] のデータでは、前者は 3 つの共鳴、後者は 2 つの共鳴に分かれて観測されている。また、15 keV の分解能で測定された Tsukada と Fuse [60 Ts] の実験データには 3.37 から 5.07 MeV の間に 7 本の鋭い共鳴の山が見られる。これらの共鳴エネルギーは、4.08 と 4.09 MeV のものを除いて、Foster と Glasgow の得たものと一致している。

2.5 ~ 5.0 MeV のエネルギー区間では、time-of-flight 法によって 2.2 ~ 20 MeV にわたって測定した Foster と Glasgow の実験データに重点を置いて、評価全断面積曲線を求めた。得られた評価全断面積曲線を Fig. 5 に実線で示す。実験データの間の喰い違いが大きいので、評価断面積の値には 0.2 b 程度 (10%) の不確かさがある。

#### 2.5 5.0 MeV から 8.5 MeV

このエネルギー区間には 6 組の実験データ・セット ([54 Ne], [56 Be], [57 Br], [58 Br], [60 Ts], [71 Fo]) がある。データ相互間の一致はよくないが、Bondelid et al. [57 Br] の実験データと Foster と Glasgow [71 Fo] の実験データには、共通して 5.7 と 7.5 MeV 附近になだらかな山があり、6.8 MeV 附近に谷がある。また、Tsukada と Fuse [60 Ts] の実験データと Foster と Glasgow の実験データには共通して 5 MeV 附近に谷がある。Fig. 5, 6 参照。

評価全断面積曲線は、上記の山と谷を結ぶ折れ線として求められた。折れ線の各部分は最小二乗法によって定めた直線である。最小二乗法における各実験データ点の重みは、断面積測定誤差の二乗に逆比例して与えた。得られた評価全断面積曲線は Fig. 6 に実線で示されている。

#### 2.6 8.5 MeV から 20 MeV

このエネルギー区間には、2 点以上のエネルギー点で測定した実験データ・セットが 4 組 ([54 Ne], [58 Br], [68 Hu], [71 Fo]), 1 つのエネルギー点で測定した実験データが 4 組 ([52 Co], [53 Da], [60 Pe], [70 An]) ある。これらの実験データは測定誤差の範囲でよく合っている。15 ~ 20 MeV には全断面積の実験データは 2 点しかない。このエネルギー区間では全断面積に顕著な共鳴の山は現われなくなり、全断面積のエネルギーによる変化は滑らかとなる。Fig. 6, 7 参照。それ故、このエネルギー区間では、光学モデル曲線を実験データに適合させ、評価全断面積とし

た。Fig. 6, 7 に実線で示されている評価全断面積曲線の 8.5 MeV 以上の部分は、この光学モデルによる計算で求められたものである。ただし、計算に用いた光学モデル・パラメータは次のようにして定められた。

評価に採用した全断面積の実験データ点のうちエネルギーが 3.1 MeV から 20 MeV までのもの 465 点を断面積平均コード AVERAGE [76 Na] によって区間別に平均し、平均断面積の値として 15 の代表点を定めた。これらの 15 の代表点に最もよく適合する全断面積曲線を光学モデル・パラメータの自動探索コード TOTALCS [76 Ig] によって計算した。

自動探索によって定めた光学モデル・パラメータは中心力パラメータの実部  $V$  と虚部  $W$  で、他のパラメータは固定されている。ポテンシャル形は、実部が Woods-Saxon 型、虚部が Woods-Saxon 微分型、スピン・軌道は実部のみで Thomas-Fermi 型を採用した。探索の初期値は  $V = 47.0$  MeV,  $W = 9.85$  MeV であり、固定されたパラメータの値は 3.1 節の Table 2 の Neutron の欄に記されている。これらのパラメータの初期値と固定値は、Elwyn et al. [64 El] によって定められたもので、質量数 20 附近の核について 0.2 ~ 2.2 MeV の中性子全断面積と散乱の角度分布の実験データをよく再現している。探索の結果、 $V$  と  $W$  に対して次の値が得られた。

$$V = 45.54 - 0.733E, \quad W = 15.53 \quad (1)$$

ただし、 $V$ ,  $W$ ,  $E$  の単位は MeV である。

### 3. 非弹性散乱断面積

#### 3.1 5.5 MeV以下

$^{19}\text{F}$  のレベル・スキーム [72Aj] を Fig. 8 に示す。第 1 および第 2 励起レベル (110 および 197 keV) への非弹性散乱断面積を測定した ( $n, n'\gamma$ ) 反応の実験データとしては、多数のエネルギー一点で測定された実験データ・セットが 3 組 ([74Ro] 第 1, 2 レベル各 15 点, [71Ro] 第 1, 2 レベル各 15 点, [70Br] 第 1 レベル 41 点, 第 2 レベル 34 点), 2.56 MeV において 1 点で測定された実験データが 2 組 ([60Da], [56Da]) ある。これらを Fig. 9, 10 に示す。ただし、Rogers et al. [71Ro] および Day と Walt [60Da] の実験データ点は、Rogers [74Ro] および Day [56Da] のものと重なることが多いため、図ではプロットが省略されている。

第 3 (1.346 MeV<sup>注</sup>) から第 6 励起レベル (2.78 MeV) までの非弹性散乱断面積を測定した ( $n, n'\gamma$ ) 反応の実験データとしては、多数のエネルギー一点で測定したもののが 1 組 ([57Fr] 第 3 レベル 41 点, 第 4, 5 レベルの和 40 点, 第 6 レベル 12 点), 2.56 MeV の 1 点で測定されたものが 1 組 ([56Da]) ある。第 4 レベルからは主として第 1 レベルへ、第 5 レベルからは主として第 2 レベルへの遷移が起こり (分岐比はそれぞれ 70 および 90 %), 各々 1.349 および 1.357 MeV の  $\gamma$  線が放出される。この 2 種類の  $\gamma$  線はエネルギーが殆んど等しいので、上記の Freeman [57Fr] および Day [56Da] の実験では分離されていない。このため、実験データからは第 4 および第 5 励起レベルへの非弹性散乱断面積の和が得られる。Freeman および Day の実験データは、Fig. 11, 12 に示されている。

また、レベルを分離せずに非弹性散乱断面積を測定した実験データが 3 組 ([50Be], [51Gr], [69Pr]) あるが、ここでは分離された各レベルへの非弹性散乱断面積を評価の対象としたので、これらの実験データは採用しなかった。

1 MeV 以下のエネルギー区間では、第 1 および第 2 励起レベルへの非弹性散乱の評価断面積を、測定点の多い Broder et al. [70Br] の実験データに重点を置いて定めた。これらが Fig. 9 に実線で示されている。これらの曲線は 1 MeV 以上のエネルギー区間の評価断面積曲線に滑らかに接続するように考慮された。

1 ~ 5.5 MeV のエネルギー区間では、Hauser-Feshbach の方法により計算コード ELIESE-3 [72Ig] を用いて各励起レベルごとの非弹性散乱断面積を計算し、第 1 から第 6 レベルまでの各レベルへの非弹性散乱断面積の評価値とした。これらは Fig. 11, 12 に実線で示されている。同じ図に点線で示されている曲線は、ENDF/B-IV の非弹性散乱に関する評価断面積曲線である。今回得られた非弹性散乱の評価断面積曲線を ENDF/B-IV のものと比較すると、1 MeV における第 1 励起レベルと、5.5 MeV までの第 2 励起レベルについてはよく合っているが、約 2 ~ 5.5 MeV における第 1 および第 3 ~ 第 6 励起レベルについては今回のものが系統的に 1.5 ~ 2 倍程度高

---

注) ENDF/B-IV ではこの値が 1.417 MeV となっている。

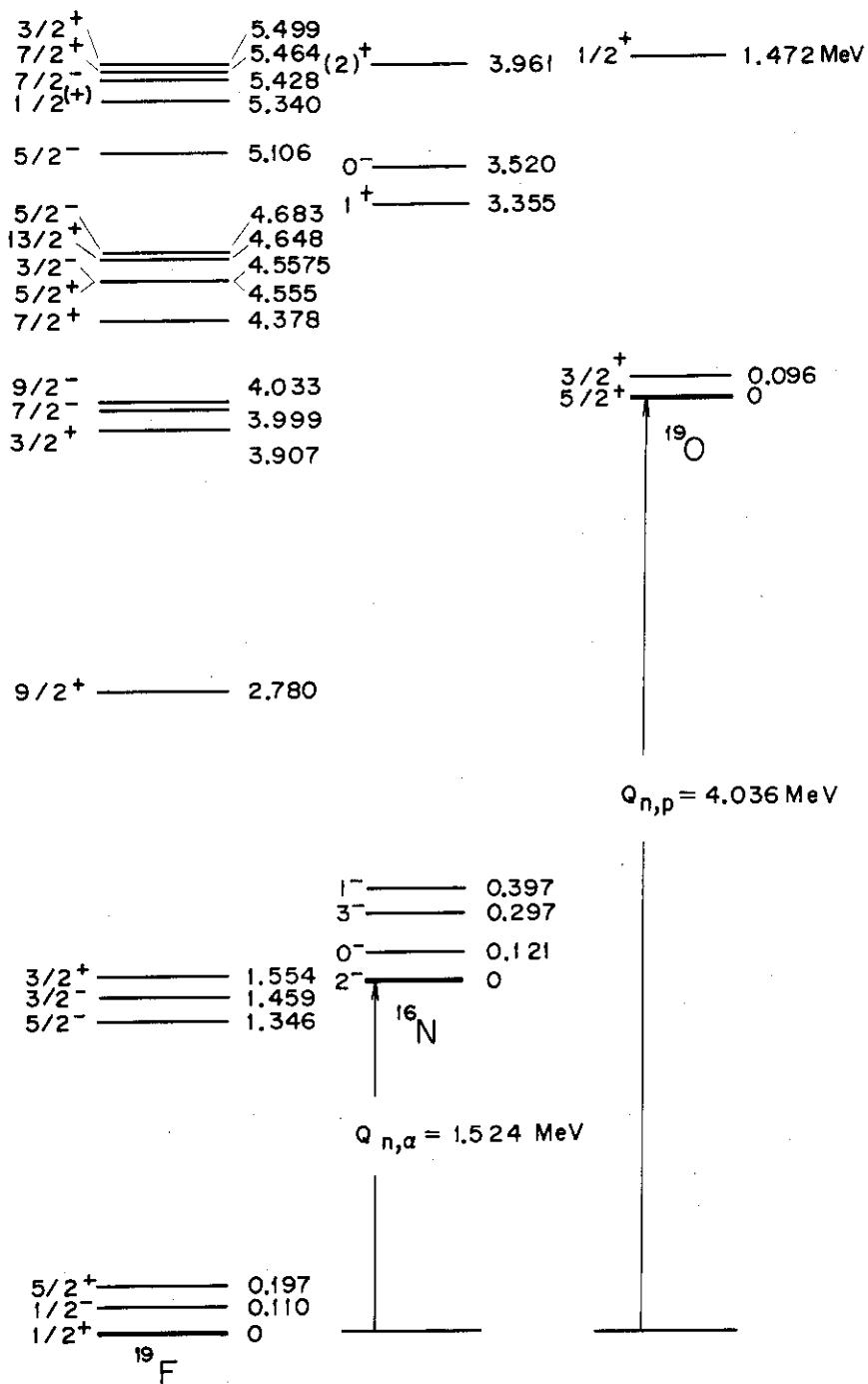


Fig. 8 Level schemes of  $^{19}\text{F}$ ,  $^{16}\text{N}$  and  $^{19}\text{O}$  below 5.5 MeV. These level schemes are relevant to the residual nuclei of the  $(n,n')$ ,  $(n,\alpha)$  and  $(n,p)$  reactions for  $^{19}\text{F}$ . In the present calculation of the neutron inelastic scattering cross sections, the competing process of the  $(n,\alpha)$  and  $(n,p)$  reactions are taken into account.

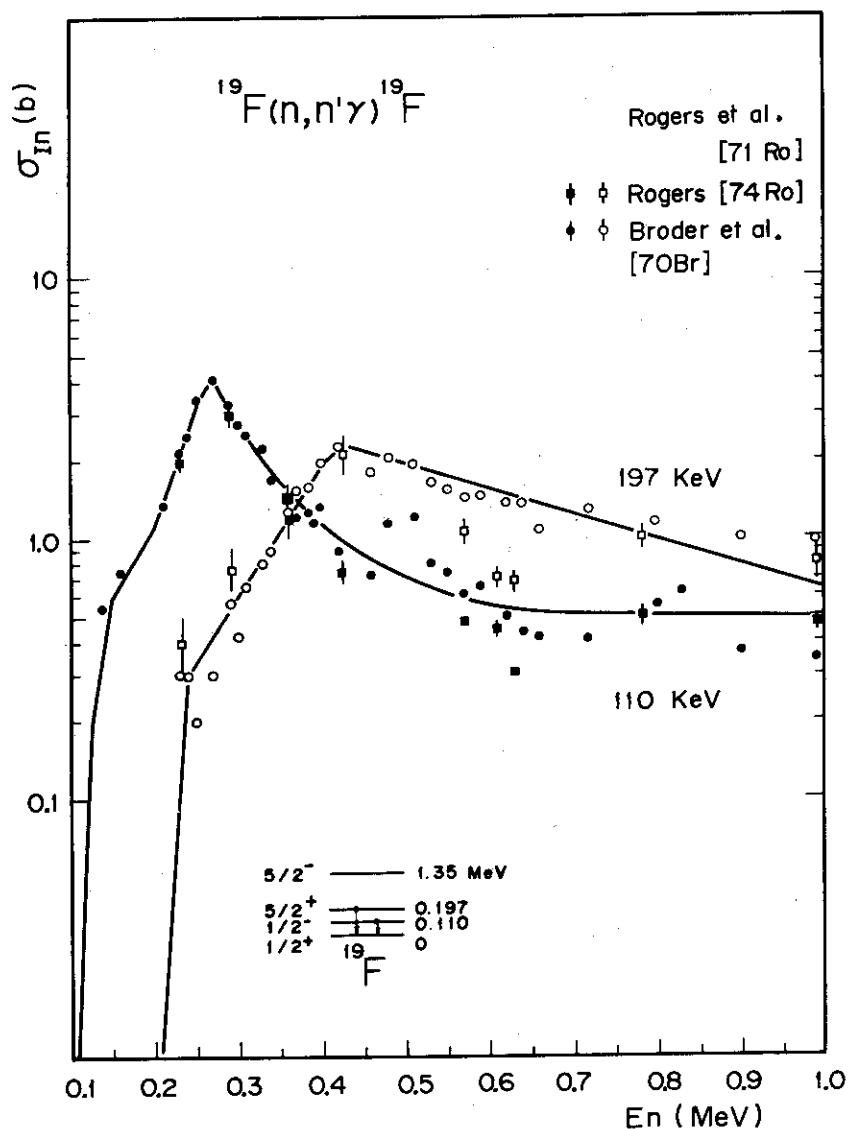


Fig. 9 Neutron inelastic scattering cross sections for the 110-keV and 197-keV level in  $^{19}\text{F}$  below 1.0 MeV. The solid curves are the results of present evaluation.

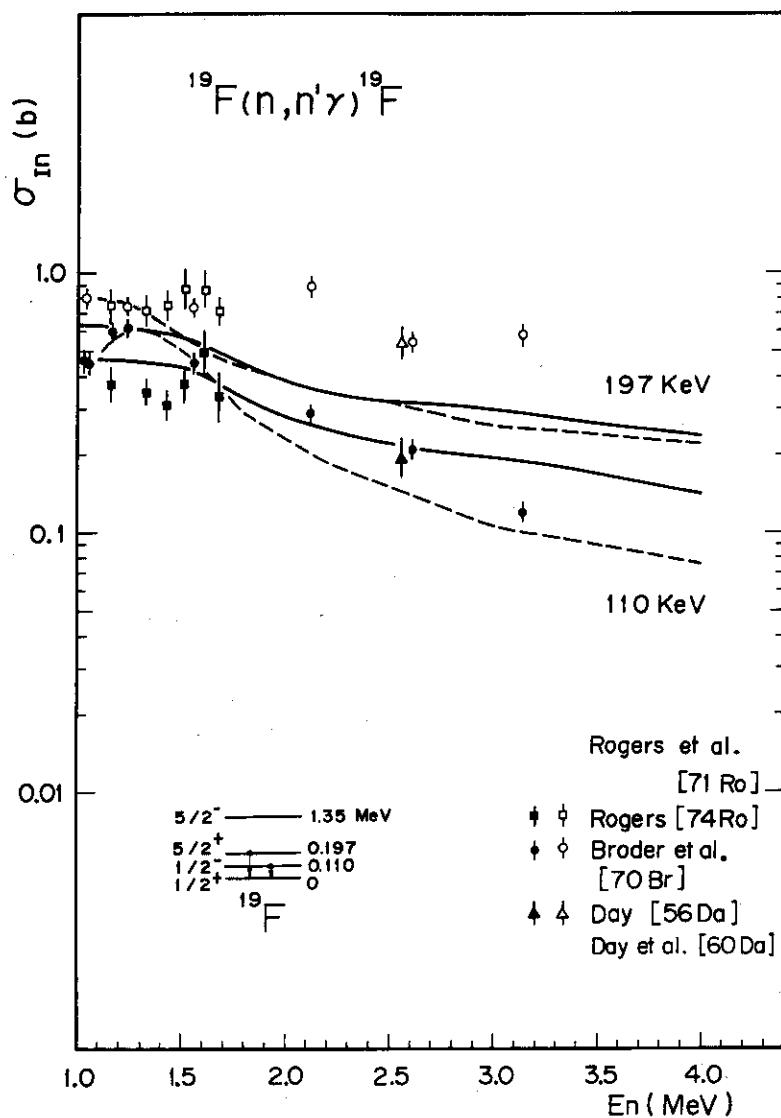


Fig. 10 Neutron inelastic scattering cross sections for the 110-keV and 197-keV level in  $^{19}\text{F}$  above 1.0 MeV. The solid and dashed curves are the results of the present evaluation and ENDF/B-IV, respectively.

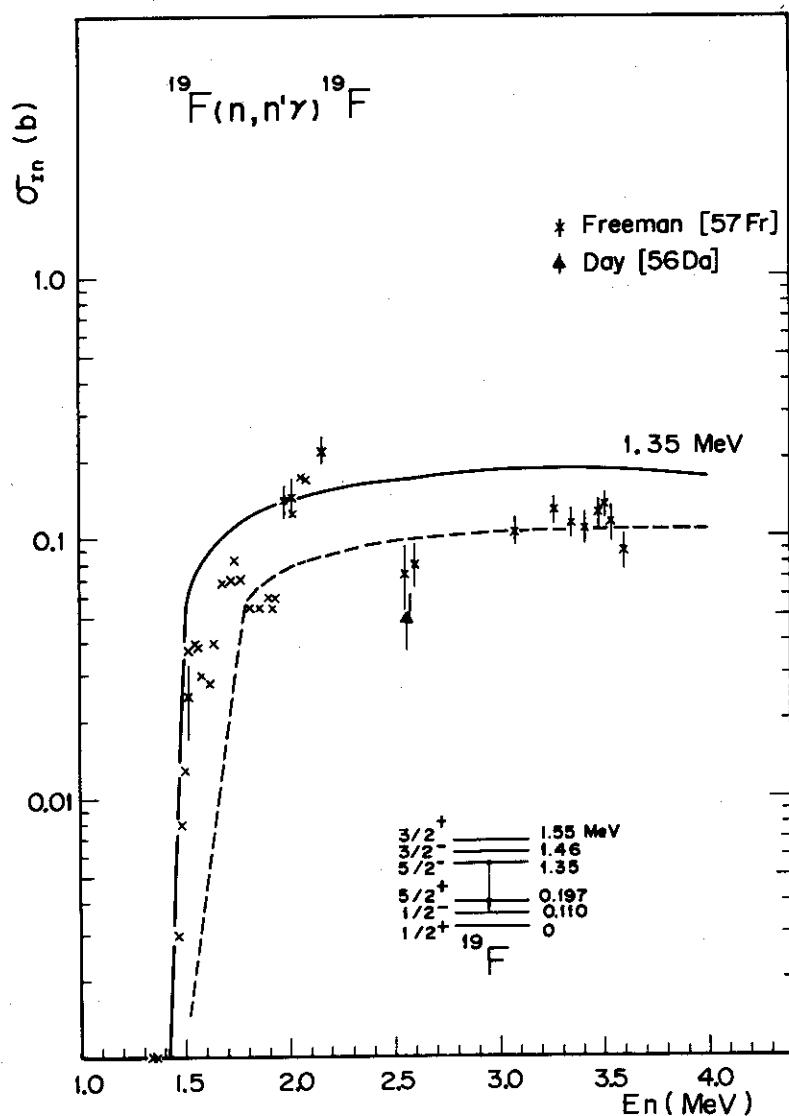


Fig. 11 Neutron inelastic scattering cross sections for the 1.35-MeV level in  $^{19}\text{F}$ . The solid and dashed curves are the results of the present evaluation and ENDF/B-IV, respectively.

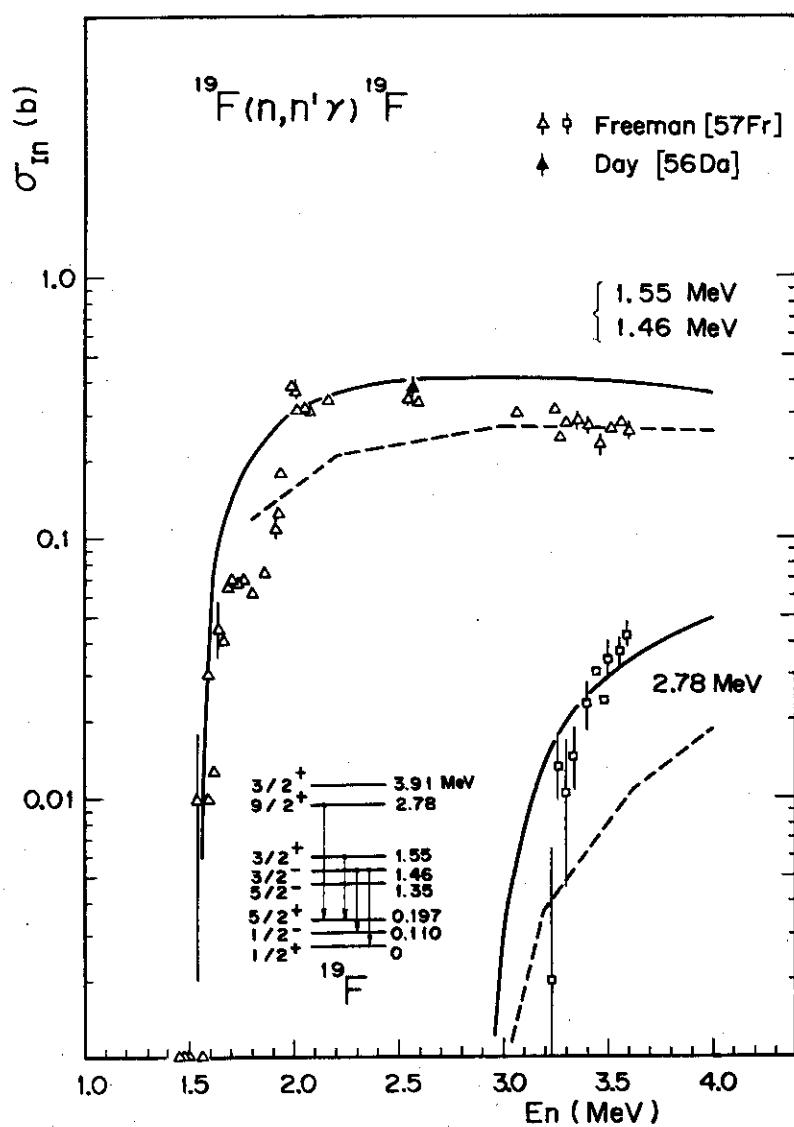


Fig. 12 Neutron inelastic scattering cross sections for the combined level of 1.46 and 1.55 MeV in  $^{19}\text{F}$ , and for the 2.78-MeV level. The solid and dashed curves are the results of the present evaluation and ENDF/B-IV, respectively.

めの値となった。

Hauser-Feshbach の方法による各励起レベルごとの非弾性散乱断面積の計算では、複合核<sup>20</sup>Fからの放出粒子として、中性子のほかに  $\alpha$  粒子と陽子の放出を競合過程として考慮した。中性子、 $\alpha$  粒子、陽子を放出した際の残留核<sup>19</sup>F, <sup>16</sup>N, <sup>19</sup>O の励起レベルについてのデータ [71 Aj], [72 Aj] は Fig. 8 に示されている。入射中性子エネルギーが 5.5 MeV 以下のこの計算では、残留核<sup>19</sup>F, <sup>16</sup>N, <sup>19</sup>O の励起可能なレベルはすべて離散レベルとして考慮した。

計算に用いた光学ポテンシャル・パラメータの値を Table 2 に示す。 $\alpha$  粒子と陽子についての値は Perey [76 Pe] の編集した表から採ったが、この表には (<sup>16</sup>N+ $\alpha$ ) と (<sup>19</sup>O+p) に対する値がなかったので、それぞれ (<sup>16</sup>O+ $\alpha$ ), (<sup>17</sup>O+p) に対する値をもってこれに代えた。<sup>(19)</sup>F+n) に対する値は、光学ポテンシャル・パラメータの自動探索コード TOTALCS [76 Ig] によって、全断面積の実験データに最もよく適合するように定めた値である。探索の方法、初期値および固定値は 2.6 節に述べたものと同様であるが、fitting に用いた全断面積の実験データの代表点は、0.61 から 20 MeV までの 750 点の実験データを区間別に平均して得た 27 点である。

Table 2. Values for the optical-model potential parameters used in the present calculation of neutron inelastic scattering cross section.

	Neutron [64 EI]	Alpha [76 Pe]	Proton [76 Pe]
V (Mev)	51.56-1.492E*	150.0	46.50
r <sub>o</sub> (fm)	1.30	1.93	1.25
a (fm)	0.66	0.50	0.66
W (Mev)	11.82*	3.0	5.80
r <sub>1</sub> (fm)	1.30	1.93	1.25
b (fm)	0.47	0.50	0.34
V <sub>so</sub> (Mev)	10.0	—	5.10
r <sub>so</sub> (fm)	1.30	—	1.25
a <sub>so</sub> (fm)	0.66	—	0.66
r <sub>c</sub> (fm)	—	1.40	1.25

V : Real potential well depth with Woods-Saxon type

W : Imaginary potential well depth with Woods-Saxon derivative type

V<sub>so</sub> : Spin-orbit well depth with Thomas-Fermi type

a, b, a<sub>so</sub> : Diffuseness parameters for V, W, and V<sub>so</sub>

r<sub>o</sub>, r<sub>1</sub>, r<sub>so</sub> : Nuclear radius parameters for V, W, and V<sub>so</sub>

r<sub>c</sub> : Coulomb radius parameter

The mark of \* indicates the final value, which was obtained by the present authors with the use of automatic parameter search code TOTALCS, in the fitting of neutron total cross section data for <sup>19</sup>F in the energy range from 0.61 to 20 MeV.

### 3.2 5.5 MeVから20 MeV

このエネルギー区間では、非弾性散乱の評価断面積を各レベルごとではなく、各レベルへの非弾性散乱の総和として求めた。すなわち、弾性散乱以外（non-elastic）の断面積  $\sigma_{ne}$  の評価値を以下に述べる方法で計算し、これから  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, d)$ ,  $(n, t)$ ,  $(n, \alpha n')$ ,  $(n, n' \alpha)$ ,  $(n, pn')$ ,  $(n, n'p)$ ,  $(n, 2n)$ ,  $(n, r)$  反応の各断面積の評価値を差引いて、各レベルへの非弾性散乱断面積の総和  $\sigma_{in}$  の評価値を求めた。

$\sigma_{ne}$  の評価値は、Hauser-Feshbach の方法により ELIESE-3 コード [72 Ig] を用いて計算した。このエネルギー区間では、複合核弹性散乱の断面積は形状弹性散乱の断面積に比べて小さい（約15%以下）ので、複合核の壊変チャンネルとしては近似的に中性子放出だけを考慮した。残留核  $^{19}\text{F}$  の励起レベルは、第21レベル（5.63 MeV）までを離散レベル、5.7 MeV以上を連続レベルとして扱った。離散レベルに関するデータは Ajzenberg-Selove [72 Aj] の表にしたがい、連続領域のレベル密度にはフェルミ・ガス・モデルを用いた。レベル密度パラメータ  $a$  の値は Abdelmalek と Stavinsky [64 Ab] の式によって  $a = 3.609 \text{ MeV}^{-1}$ 、ペアリング・エネルギーは Newton [56 Ne] の式によって 2.52 MeVとした。

このようにして得た  $\sigma_{ne}$  と  $\sigma_{in}$  の評価断面積曲線を、9~20 MeV のエネルギー区間について Fig. 13 に示す。図に示したデータ点は、Mac Gregor et al. [57 Ma], [58 Ma] による  $\sigma_{ne}$  と  $\sigma_{in}$  の実験値である。また、図に点線で示されているのは ENDF/B-IV の  $\sigma_{ne}$  と  $\sigma_{in}$  の評価断面積曲線である。今回の評価曲線を ENDF/B-IV のものと比較すると、 $\sigma_{ne}$  はよく合っているが、 $\sigma_{in}$  は今回のものが ENDF/B-IV のものより約 10~40% 低めになっている。

この差が生じた 1 つの原因は、ENDF/B-IV では複合核  $^{20}\text{F}$  が第 1 粒子として中性子を放出する反応  $(n, n'\alpha)$ ,  $(n, n'p)$  を非弾性散乱の一部として扱っているためである。今回の  $\sigma_{in}$  の評価値に  $\sigma(n, n'\alpha)$  と  $\sigma(n, n'p)$  を加算すると、ENDF/B-IV の  $\sigma_{in}$  の評価値に近づくが、依然として 10~25% 程度の差が残る。この喰い違いの原因はよくわからない。

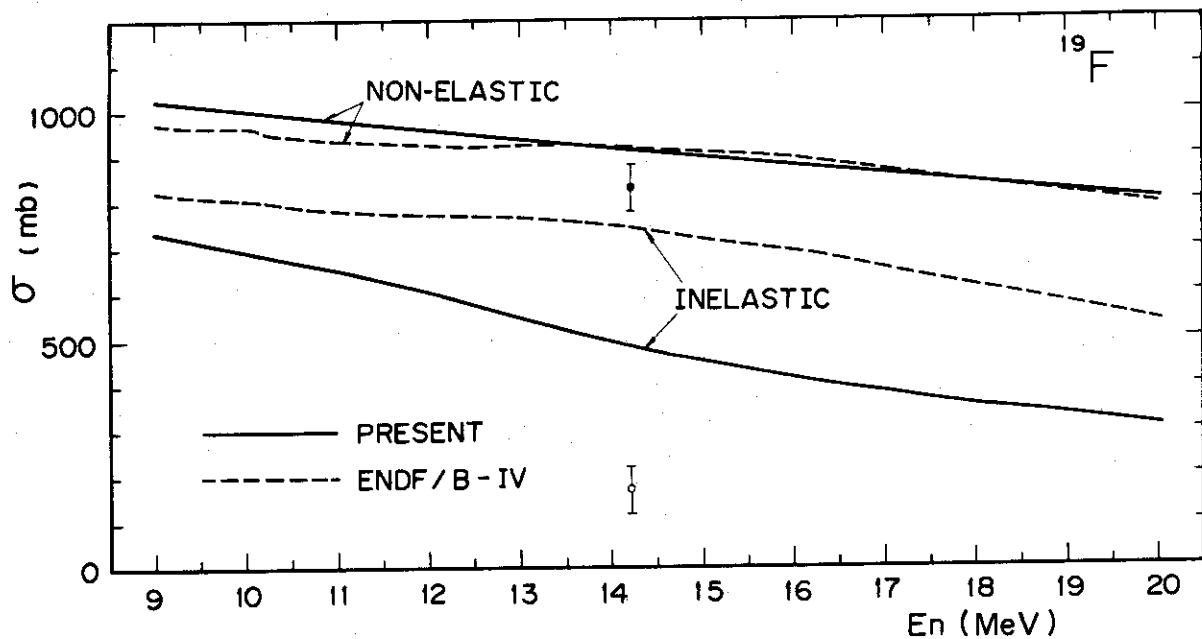


Fig. 13 The results of the present (—) and ENDF/B-IV (---) evaluation curves for the non-elastic and total inelastic scattering cross sections of  $^{19}\text{F}$  above 9 MeV. Experimental data are those for the non-elastic ( $\blacksquare$ ) and total inelastic ( $\circ$ ) scattering measured by MacGregor et al., [57Ma] and [58Ma]. The difference of total inelastic scattering cross section between both evaluation curves decreases about a half, if the charged particle emission cross section of the  $^{19}\text{F}(\text{n},\text{n}'\alpha)^{15}\text{N}$  and  $^{19}\text{F}(\text{n},\text{n}'\text{p})^{18}\text{O}$  reaction is classified into the inelastic scattering cross section, as in the ENDF/B-IV.

#### 4. $^{19}\text{F}$ (n, 2n) $^{18}\text{F}$ 反応

この反応のQ値は-10.43 MeV, しきい値は10.98 MeVである。10 MeV以上の断面積の実験データとしては(n, a), (n, p)反応に比べて豊富で、2つ以上のエネルギー点で測定された実験データ・セットが8組([60Mc] 8点, [61Br] 11点, [62Ra] 12点, [65Bo] 10点, [65Pi] 15点, [67Me] 10点, [68Sh] 5点, [68Vo] 12点), 測定点の合計が83点; 14.5 MeV附近の1点で測定した実験データが10組([53Pa], [58As], [61Ra], [62Ce], [65Na], [66Ch], [66Cs], [67Pa], [69Cr], [73Ro])ある。2点以上で測定した8組の実験データをFig. 14に, 1点で測定した10組の実験データをFig. 15に示す。Vonach et al. の実験データは2組あるが EANDC(E) 89, 37(1968)を訂正したWash.conf.E 31(1968)のもの[68Vo]を採用し, これをFig. 14に示してある。

Fig. 14をみると, Brill et al. [61Br], Vonach et al. [68Vo], PicardとWilliamson [65Pi]のデータを除けば, 実験値は誤差範囲内でよく合っている。すなわち, Brill et al. のデータは16~20 MeVで高い断面積値を示し, Vonach et al. のデータは13.6~14.7 MeVで系統的に低い値を示す。また, PicardとWilliamsonのデータは12~13 MeVで高く, 19.4 MeVで低い値を示す。

一方, Fig. 15をみると, PaulとClarke [53Pa]およびAshby et al. [58As]が高い値を与える, Pasquarelli [67Pa]が低い値を与えており, それ以外の実験データは誤差の範囲内でよく合っている。また, Vonach et al. のデータは, Fig. 14に示された他のデータに比べると低い断面積値を与えており, Fig. 15のCevolaniとPetrailia [62Ce], NagelとAten [65Na], Chatterjee et al. [66Ch], Robertson et al. [73Ro]の1点測定の実験データとは誤差範囲でよく合っている。

(n, 2n)反応の評価断面積曲線はPearlstein [65Pe]の励起関数を実験データに適合させて求めた。Pearlsteinによれば, (n, 2n)反応の断面積 $\sigma(n, 2n)$ は次式で表わされる。

$$\sigma(n, 2n) = \sigma_{ne} \cdot (\sigma_{n, M} / \sigma_{ne}) \cdot \frac{\sigma(n, 2n)}{\sigma_{n, M}} \quad (2)$$

$$\frac{\sigma(n, 2n)}{\sigma_{n, M}} = \frac{\int_0^{E_c - Q_{n, 2n}} \epsilon_n \sigma_c(\epsilon_n) \exp(\sqrt{4a(E_c - \epsilon_n)}) d\epsilon_n}{\int_0^{E_c} \epsilon_n \sigma_c(\epsilon_n) \exp(\sqrt{4a(E_c - \epsilon_n)}) d\epsilon_n} \quad (3)$$

ここに,  $\sigma_{ne}$ は弾性散乱以外の断面積(non-elastic cross section),  $\sigma_{n, M}$ は複合核が中性子のみを放出する反応[(n, n'), (n, 2n), (n, 3n)など; (n, n)は除く]の断面積総和,  $E_c$ は中性子入射の際の重心系での全運動エネルギー,  $Q_{n, 2n}$ は(n, 2n)反応のQ値の絶対値,  $\epsilon_n$ は複合核からの中性子放出の際の重心系での全運動エネルギー,  $\sigma_c(\epsilon_n)$ は逆過程における複合核形成断面積,  $a$ は複合核が中性子1個を放出した直後の残留核(この場合は $^{19}\text{F}$ )のレベル密度パラメータである。

$\sigma_{n, M}$ の $E_c$ による変化と,  $\sigma_c(\epsilon_n)$ の $\epsilon_n$ による変化を無視すれば, (2), (3)式から次式を得る。

$$\sigma(n, 2n) = K_{n, 2n} \frac{\int_0^{E_c - Q_{n, 2n}} \epsilon_n \exp(\sqrt{4a(E_c - \epsilon_n)}) d\epsilon_n}{\int_0^{E_c} \epsilon_n \exp(\sqrt{4a(E_c - \epsilon_n)}) d\epsilon_n} \quad (4)$$

この式を  $^{19}\text{F}$  に適用するにあたって、レベル密度パラメータ  $a$  の値は、質量数 23 以上の核の  $(n, 2n)$  反応断面積の計算に Pearlstein [65Pe] が用いた式によって算出し、 $a = 2.192 \text{ MeV}^{-1}$  とした。 $^{19}\text{F}(n, 3n)^{17}\text{F}$  反応のしきい値は 20.61 MeV なので、今回の評価では考慮されていない。

(4)式の定数  $K_{n, 2n}$  の値は、右辺の励起関数が  $(n, 2n)$  反応の実験データを最もよく再現するように最小二乗法を用いて定め、 $K_{n, 2n} = 101.7 \text{ mb}$  とした。この最小二乗法において、Brill et al. [61Br], Vonach et al. [68Vo] の実験データと、19.4 MeV における Picard と Williamson [65Pi] の実験データは、他の実験データとの喰い違いが大きいので、fitting の対象から除外した。各データ点の荷重は断面積測定値の誤差の二乗に逆比例して与えた。

$(n, 2n)$  反応の評価断面積曲線は、上記の  $K_{n, 2n}$  の値を用いて(4)式によって求められた。これが Fig. 14, 15 に実線で示されている。これらの図に、点線および一点鎖線で示されている曲線は、ENDF/B-IV および UKNDL 75 の評価断面積曲線である。今回得られた評価断面積曲線は、13 MeV までは ENDF/B-IV のものと殆んど差がないが、エネルギーが高くなると ENDF/B-IV より低い値を示す。UKNDL 75 の評価断面積曲線は、15 MeV までしかなく、12 ~ 13 MeV のエネルギーで Picard と Williamson [65Pi] の実験データに接近している。UKNDL 75 の評価値は、他の二者の評価値より高めとなっている。なお、Body [73Bo] は 14.7 MeV における評価値として 54.1 mb を与えている。この値は今回得られた評価値 (14.7 MeV で 52.9 mb) より 2 % 大きいが、実験精度とばらつきに比べれば、両者の評価値は 14.7 MeV においてよく一致している。

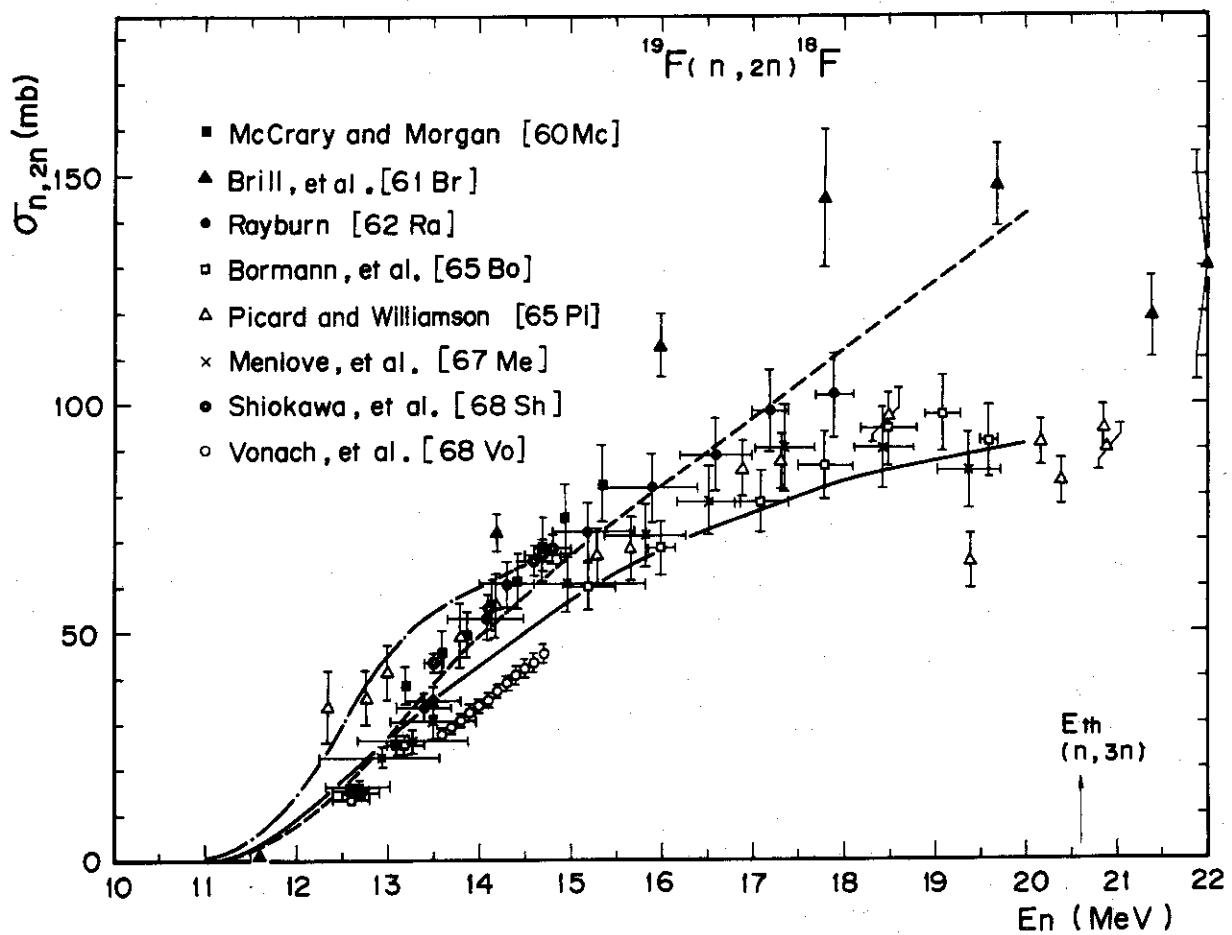


Fig. 14 The results of the present (—), ENDF/B-IV (---) and UKNDL 75 (- - -) evaluation curves for the  $^{19}\text{F}(n,2n)^{18}\text{F}$  reaction cross section. The experimental cross-section values of the eight different sets, which were measured at more than two energy data points in each data set, are shown for comparison.

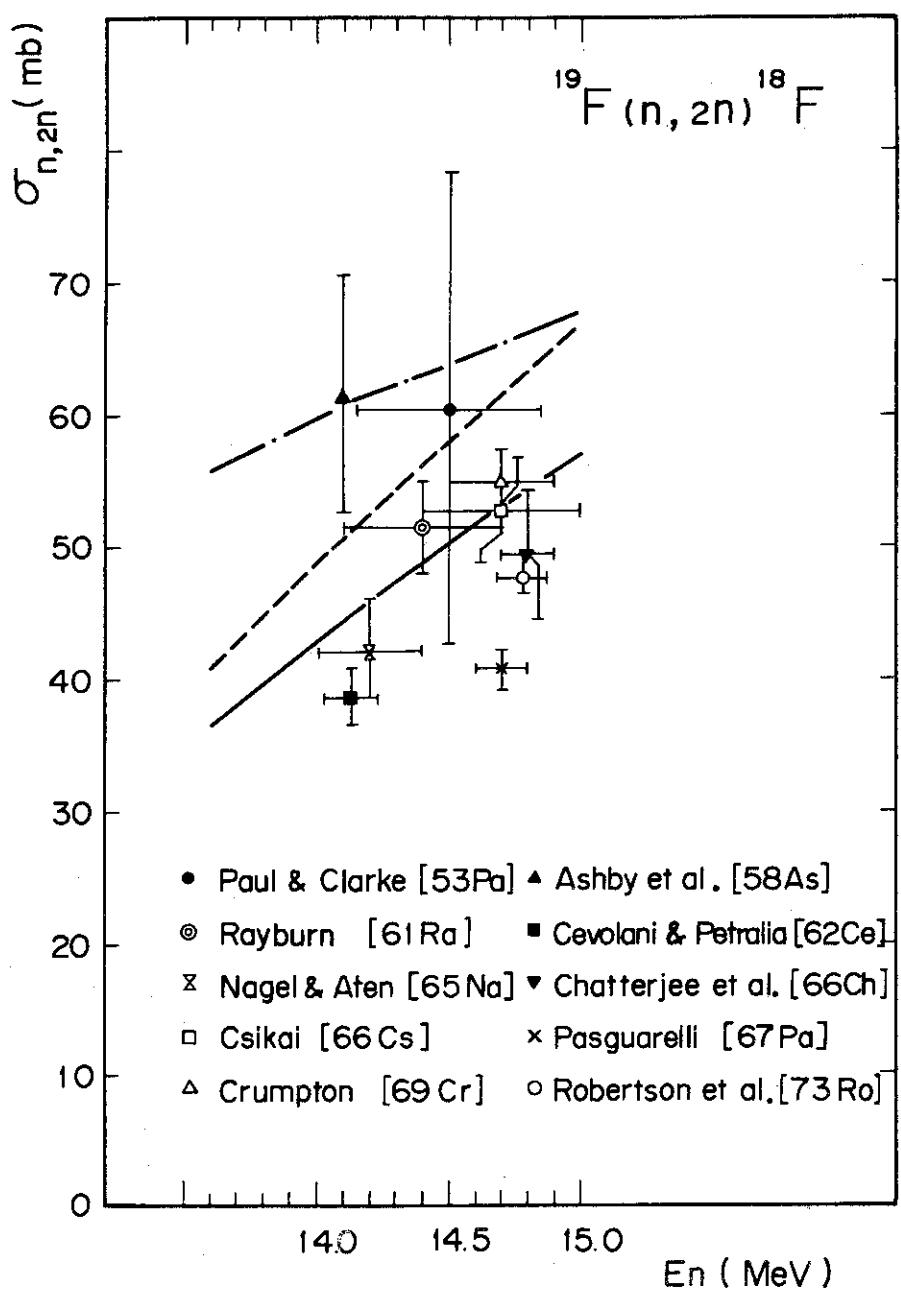


Fig. 15 Comparison among the present (—), ENDF/B-IV (---) and UKNDL 75 (—) evaluation curves for the  $^{19}\text{F}(\text{n},2\text{n})^{18}\text{F}$  reaction cross section around 14.5 MeV. The experimental values, which were measured only at one energy point around 14.5 MeV in each data set, are plotted for comparison. The present evaluated cross section value of 52.9 mb at 14.7 MeV is in good agreement with the one of 54.1 mb obtained by Bödy [73Bo].

## 5. 荷電粒子放出反応

$^{19}\text{F}$  の荷電粒子放出反応として、 $(\text{n}, \alpha)$ ,  $(\text{n}, \text{p})$ ,  $(\text{n}, \text{d})$ ,  $(\text{n}, \text{t})$ ,  $(\text{n}, \alpha'\text{n}')$ ,  $(\text{n}, \text{n}'\alpha)$ ,  $(\text{n}, \text{pn}')$ ,  $(\text{n}, \text{n}'\text{p})$  の 8 種類の反応を対象とした。これらの反応の Q 値としきい値を Table 3<sup>注</sup> に示す。

Table 3. Q-values and threshold energies of the charged particle emission cross sections by fast neutrons for  $^{19}\text{F}$ .

Reactions	Q-values <sup>1)</sup> (MeV)	Threshold energies (MeV)
$^{19}\text{F}(\text{n}, \alpha)^{16}\text{N}$	-1.523	1.604
$^{19}\text{F}(\text{n}, \text{p})^{19}\text{O}$	-4.036	4.250
$^{19}\text{F}(\text{n}, \text{d})^{18}\text{O}$	-5.768	6.074
$^{19}\text{F}(\text{n}, \text{t})^{17}\text{O}$	-7.557	7.959
$^{19}\text{F}(\text{n}, \text{n}'\alpha)^{15}\text{N}$	-4.013 <sup>2)</sup>	4.226
$^{19}\text{F}(\text{n}, \text{n}'\text{p})^{18}\text{O}$	-7.993	8.417

- 1) The values were calculated from the Table of Wapstra and Gove [71Wa] by Igarasi, S. [private communication].
- 2) This value is taken to be -4.878 MeV in the ENDF/B-IV.

### 5.1 $^{19}\text{F}(\text{n}, \alpha)^{16}\text{N}$ 反応

#### 5.1.1 しきい値から 9 MeV

しきい値 1.60 MeV から 9 MeV までのエネルギー区間には、多数のエネルギー点で測定された実験データ・セットが 4 組 ([55 Ma] 122 点, [60 Sm] 91 点, [61 Da] 69 点, [66 Ba] 162 点), 測定点の合計が 444 点; 6 MeV 附近の 1 点で測定された実験データが 2 組 ([66 Kn], [70 Fo]) ある。これらの実験データを Fig. 16 に示す。図がこみ入るので、9 MeV 以下のデータ点では誤差棒が省略されているが、Marrion と Brugger [55 Ma], Smith et al. [60 Sm], Davis et al. [61 Da], Bass et al. [66 Ba] の実験データの誤差は、それぞれ 40 %, 15 %, 35 ~ 40 %, 12 % で

注) ENDF/B-N では、 $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{n}'\alpha)^{16}\text{N}$  反応の Q 値が -4.878 MeV となっている。

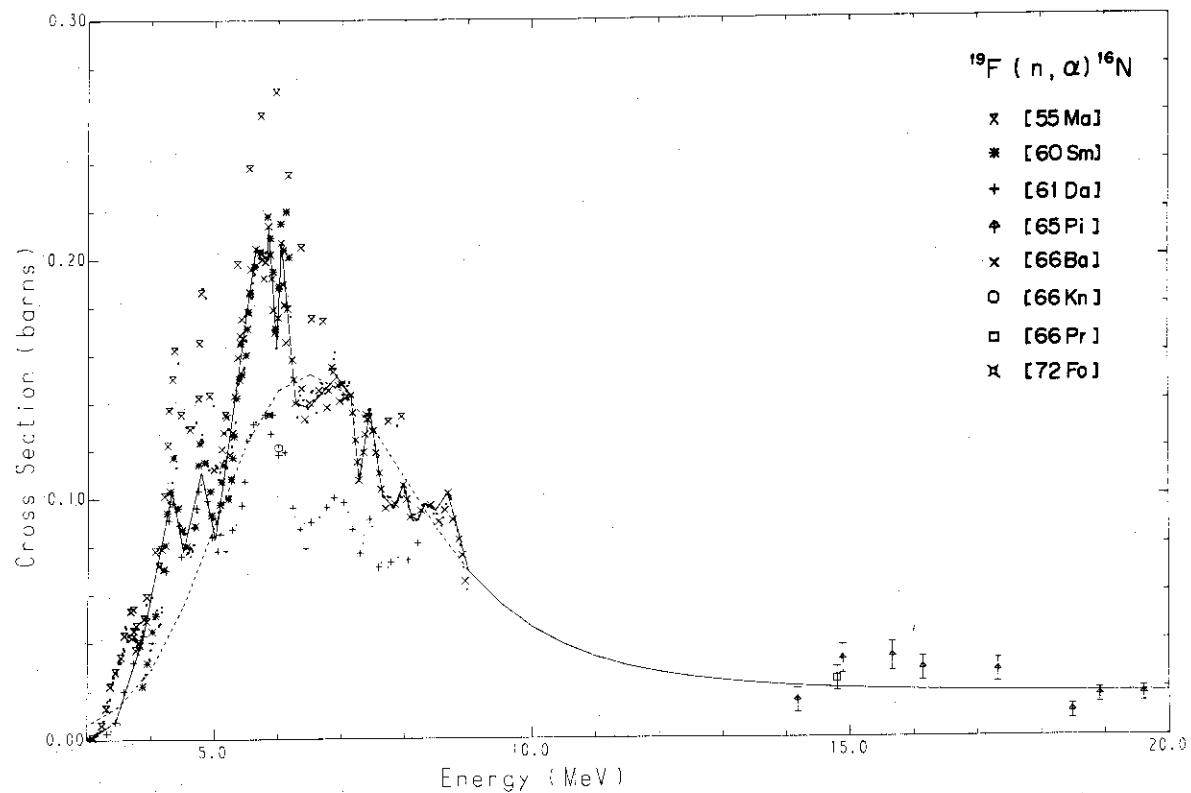


Fig. 16 The result of the present evaluated cross section curve for the  $^{19}\text{F}(\text{n},\alpha)^{16}\text{N}$  reaction. The solid line of the lower energy region below 9 MeV was obtained by the evaluation of the experimental data, and the solid curve of the higher energy region above 9 MeV was calculated by using a statistical model, in which Pearlstein's empirical formula [73Pe] was employed. The dashed curve extrapolated below 9 MeV indicates the lower energy part of the cross section curve, estimated by the statistical model. A dot symbol is used for the experimental data, where the data are densely presented.

ある。これらの測定値は互に大きく喰い違っており、5.8 MeVのピーク附近では Marrion と Brugger の値 270 mb と、Davis et al. の値 135 mb の間には 2 倍の開きがある。

上記の実験データのうちで、ほぼ中間の値をとるものを見出し、これらにもとづいて評価断面積曲線を定めた。すなわち、しきい値から 4 MeV までは Davis et al. [61 Da], 4 から 5.5 MeV までは Smith et al. [60 Sm], 5.5 から 9 MeV までは Bass et al. [66 Ba] の実験データにもとづいて評価断面積曲線を定めた。得られた評価断面積曲線は Fig. 16 に示されている。

### 5.1.2 9 MeV から 20 MeV

9 ~ 14 MeV には  $^{19}\text{F}$  ( $n, \alpha$ )  $^{16}\text{N}$  反応断面積の実験データは全くない。14 ~ 20 MeV には 8 つのエネルギー点で測定された Picard と Williamson [65 Pi] の実験データがある。15 MeV 附近には、1 点で測定された Prasad et al. [66 Pr] の実験データがある。これらの実験データは Fig. 16 に示されている。9 から 20 MeV のエネルギー区間は、しきい値から 9 MeV までのエネルギー区間に比べて、実験データがきわめて少ない。

9 から 20 MeV のエネルギー区間では、( $n, \alpha$ ) 反応の評価断面積曲線を Pearlstein [73 Pe] の経験式と、これをとり入れた統計モデルの式にもとづいて計算した。

Pearlstein の経験式によれば、荷電粒子放出反応 ( $n, x$ ) の励起関数  $\sigma(n, x)$  は次式で表わされる。

$$\sigma(n, x) = \sigma_{ne} \cdot (\sigma_{n, x} / \sigma_{ne}) \cdot S_x(E) \quad (5)$$

$$S_x(E) = 1 / \{ 1 + \exp [ (E_w + E_T - E) / c ] \} \quad (6)$$

ここに、 $\sigma_{ne}$  は弾性散乱以外の断面積 (non-elastic cross section),  $\sigma_{n, x}$  は励起関数  $\sigma(n, x)$  の飽和値 (上限),  $E_T$  は ( $n, x$ ) 反応のしきい値,  $E_w$  と  $c$  は励起関数の立ち上がりのなだらかさを表わすパラメータである。

20 MeV 以下のエネルギー領域では、複合核  $^{20}\text{F}$  が第 1 粒子として  $\alpha$  粒子を放出する反応は、( $n, \alpha$ ) と ( $n, \alpha n'$ ) だけであると仮定し、これらの反応断面積の和  $\sigma_A$  に対して上記の経験式 (5), (6) を適用した。すなわち、

$$\sigma_A = \sigma(n, \alpha) + \sigma(n, \alpha n') = K_A S_A(E) \quad (7)$$

$$S_A(E) = 1 / \{ 1 + \exp [ (E_w + E_T - E) / c ] \} \quad (8)$$

ただし、 $E < E_T$  のときは  $S_A(E) = 0$  とする。 $K_A$  は  $\sigma_A$  の飽和値 (上限) を与える定数である。

( $n, \alpha n'$ ) 反応は複合核  $^{20}\text{F}$  が  $\alpha$  粒子を放出した後、さらに中性子を放出した場合に起る。Fig. 17 は、中性子入射の際の重心系での全運動エネルギーが  $E_c$  のとき、形成された複合核  $^{20}\text{F}$  が全運動エネルギー  $\epsilon_\alpha$  で  $\alpha$  粒子を放出して  $^{16}\text{N}$  となり、さらに全運動エネルギー  $\epsilon_n$  で中性子を放出して  $^{15}\text{N}$  となる過程を図解したものである ( $\epsilon_\alpha, \epsilon_n$  も重心系で定義される)。 $^{16}\text{N}$  からの中性子放出は、 $^{16}\text{N}$  の励起レベルが  $^{15}\text{N}$  の基底レベルより高い所にあれば起こり得る。すなわち、

$$\epsilon_\alpha < E_c - Q_{n, \alpha n} \quad (9)$$

であれば、 $^{16}\text{N}$  からの中性子放出が可能で、 $^{19}\text{F}$  ( $n, \alpha n'$ )  $^{15}\text{N}$  反応が起こる。ただし、 $Q_{n, \alpha n}$  は  $^{19}\text{F}$  ( $n, \alpha n'$ )  $^{15}\text{N}$  反応の  $Q$  値の絶対値である。

$^{16}\text{N}$  から中性子が放出される確率は、 $^{16}\text{N}$  の励起エネルギー  $E_X$  の関数である。これを  $G_n(E_X)$

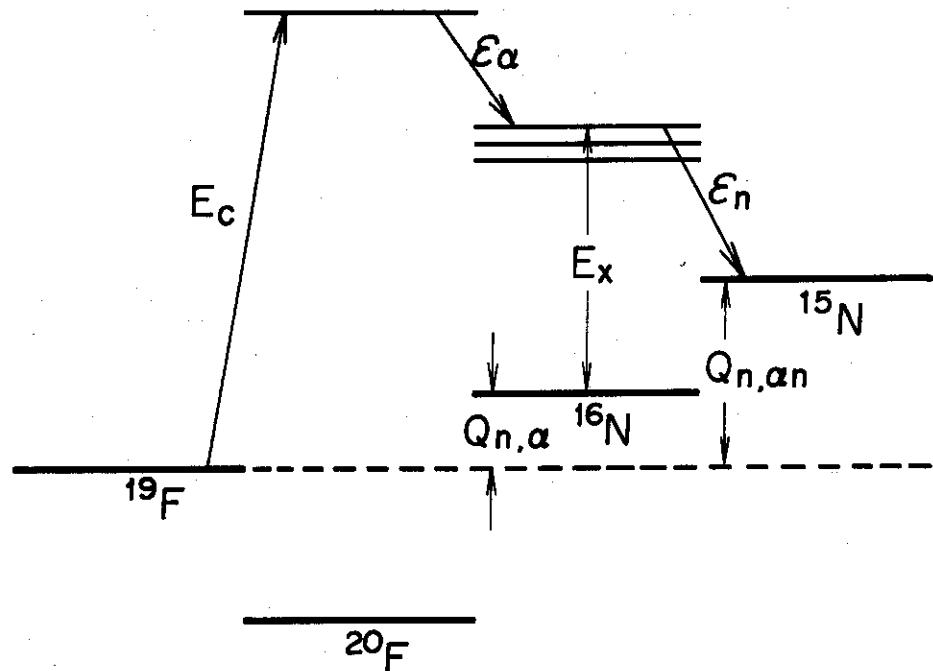


Fig. 17 Schematic picture of the formation and disintegration of the compound nucleus in the  $^{19}\text{F}(n, \alpha n')^{15}\text{N}$  reaction.

で表わすと、複合核  $^{20}\text{F}$  が第 1 粒子として  $\alpha$  粒子を放出する反応の断面積総和  $\sigma_A$  と、これに対する断面積  $\sigma(n, \alpha n')$  の比率は、統計モデルによって次式で表わされる。

$$\frac{\sigma(n, \alpha n')}{\sigma_A} = \frac{\int_0^{E_c - Q_{n, \alpha n}} \varepsilon_\alpha \sigma_c(\varepsilon_\alpha) w(E_X) G_n(E_X) d\varepsilon_\alpha}{\int_0^{E_c - Q_{n, \alpha n}} \varepsilon_\alpha \sigma_c(\varepsilon_\alpha) w(E_X) d\varepsilon_\alpha} \quad (10)$$

ここに、 $\sigma_c(\varepsilon_\alpha)$  は逆過程における複合核形成断面積、 $w(E_X)$  は  $^{16}\text{N}$  のレベル密度、 $Q_{n, \alpha}$  は  $^{19}\text{F}(n, \alpha) ^{16}\text{N}$  反応の  $Q$  値である。また、 $^{16}\text{N}$  の励起エネルギー  $E_X$  は次式で与えられる。

$$E_X = E_c - Q_{n, \alpha} - \varepsilon_\alpha \quad (11)$$

$(n, \alpha)$  と  $(n, \alpha n')$  反応の断面積の和  $\sigma_A$  と、逆過程における複合核形成断面積  $\sigma_c(\varepsilon_\alpha)$  は、共に  $\alpha$  粒子が  $^{16}\text{N}$  のクーロン障壁を通過する確率に関係する。そのため、 $\sigma_c(\varepsilon_\alpha)$  も(7)式の  $S_A(\varepsilon_\alpha)$  に比例すると仮定した。すなわち、

$$\sigma_c(\varepsilon_\alpha) \propto S(\varepsilon_\alpha) = 1 / \{ 1 + \exp [ (E_{Wc} - \varepsilon_\alpha) / c_c ] \} \quad (12)$$

(12)式の  $\varepsilon_\alpha$  は(8)式の  $(E - E_T)$  に対応する。 $E_{Wc}$  および  $c_c$  は、それぞれ(8)式の  $E_W$  および  $c$  に対応するが、添字  $c$  は  $E_W$  および  $c$  が重心系のエネルギーに換算されたことを示す。また、 $\varepsilon_\alpha < 0$  のときは、 $S(\varepsilon_\alpha) = 0$  とする。

励起エネルギー  $E_X$  の  $^{16}\text{N}$  が中性子を放出する確率  $G_n(E_X)$  は、Fig. 17において、 $^{16}\text{N}$  の励起レベルが  $^{15}\text{N}$  の基底レベルより高い所にあれば一定値をとり、それ以外のとき 0 であると仮定する。さらに、レベル密度  $w(E_X)$  はフェルミ・ガス・モデルにしたがって  $\exp(\sqrt{4aE_X})$  に比例すると仮定すると、(7), (10), (12)式から、 $\sigma(n, \alpha)$  と  $\sigma(n, \alpha n')$  を与える次式が導かれる。

$$\sigma(n, \alpha) = K_A S_A(E) - K_{n, \alpha n} S_A(E) P_{\alpha n}(E) \quad (13)$$

$$\sigma(n, \alpha n') = K_{n, \alpha n} S_A(E) P_{\alpha n}(E) \quad (14)$$

$$P_{\alpha n}(E) = \frac{\int_0^{E_c - Q_{n, \alpha n}} \epsilon_\alpha S(\epsilon_\alpha) \exp(\sqrt{4a E_X}) d\epsilon_\alpha}{\int_0^{E_c - Q_{n, \alpha}} \epsilon_\alpha S(\epsilon_\alpha) \exp(\sqrt{4a E_X}) d\epsilon_\alpha} \quad (15)$$

ここに,  $K_{n, \alpha n}$  は  $\sigma(n, \alpha n')$  の飽和値(上限)を与える定数である。 $^{16}\text{N}$  のレベル密度パラメータ  $a$  の値は, Abdelmalek と Stavinsky [64Ab] にしたがって  $a = 2.214 \text{ MeV}^{-1}$  とした。

(13)式の右辺には,  $K_A$ ,  $E_W$ ,  $c$ ,  $K_{n, \alpha n}$  の 4 つの定数が含まれている。これらは次のように決定された。

$K_A$  : 5.1.1 節で定めた  $(n, \alpha)$  反応のしきい値から 9 MeVまでの評価断面積曲線において、その最大値から  $K_A = 200 \text{ mb}$  と定めた。

$E_W$  :  $(n, \alpha)$  反応の評価断面積が  $K_A$  の半分 ( $100 \text{ mb}$ ) に達する  $E$  の値 5.1 MeVからしきい値 1.6 MeVを差引いて,  $E_W = 3.5 \text{ MeV}$  と定めた。

$c$  :  $(n, \alpha)$  反応の評価断面積曲線のしきい値附近の立ち上がり部分を定める際に重点を置いた実験データに、(7)式による曲線が最もよく適合するように、最小二乗法によって定められ、 $c = 0.621 \text{ MeV}$  となった。

$K_{n, \alpha n}$  : 14 ~ 20 MeVにある実験データ (Picard と Williamson [65Pi] 8 点, Prasad et al. [66Pr] 1 点; 合計 9 点) に、(13)式による曲線が最もよく適合するように、最小二乗法によって定められ、 $K_{n, \alpha n} = 182 \text{ mb}$  となった。

上記の 4 つの定数を(13)式に代入し計算して得られた曲線を、 $(n, \alpha)$  反応の 9 ~ 20 MeVにおける評価断面積曲線とした。これが 5.1.1 節で定めた 9 MeV以下の評価断面積曲線に滑らかに接続されて Fig. 16 に実験で示されている。同じ図に点線で示されている曲線は、(13)式で計算して得られた曲線を 9 MeV以下に延長したものである。

## 5.2 $^{19}\text{F}(n, p)^{19}\text{O}$ 反応

### 5.2.1 しきい値から 9 MeV

しきい値 4.25 MeVから 9 MeVまでのエネルギー区間には、多数のエネルギー一点で測定された実験データ・セットが 2 組 ([55Ma] 18 点, [66Ba] 159 点), 測定点の合計が 177 点ある。7.5 MeV附近には 1 点で測定された実験データが 1 組 [61Da] ある。これらの実験データを Fig. 18 に示す。図がこみ入るので、9 MeV以下にあるデータ点では誤差棒が省略されているが、Marrion と Brugger [55Ma], Bass et al. [66Ba], Davis et al. [61Da] の実験データの誤差は、それぞれ 40%, 15%, 42% である。 $(n, \alpha)$  の反応の場合と同様、これらの測定値も互に大きく喰い違っており、7.5 MeV附近では Marrion と Brugger の値約 70 mb と, Davis et al. の値 24 mb の間に 2 倍以上の開きがある。

しきい値から 9 MeVまでの評価断面積曲線は、多数点で測定された 2 組の実験データのうち、測定誤差の少ない Bass et al. の実験データにもとづいて定めた。また、7.5 MeV附近では、Bass

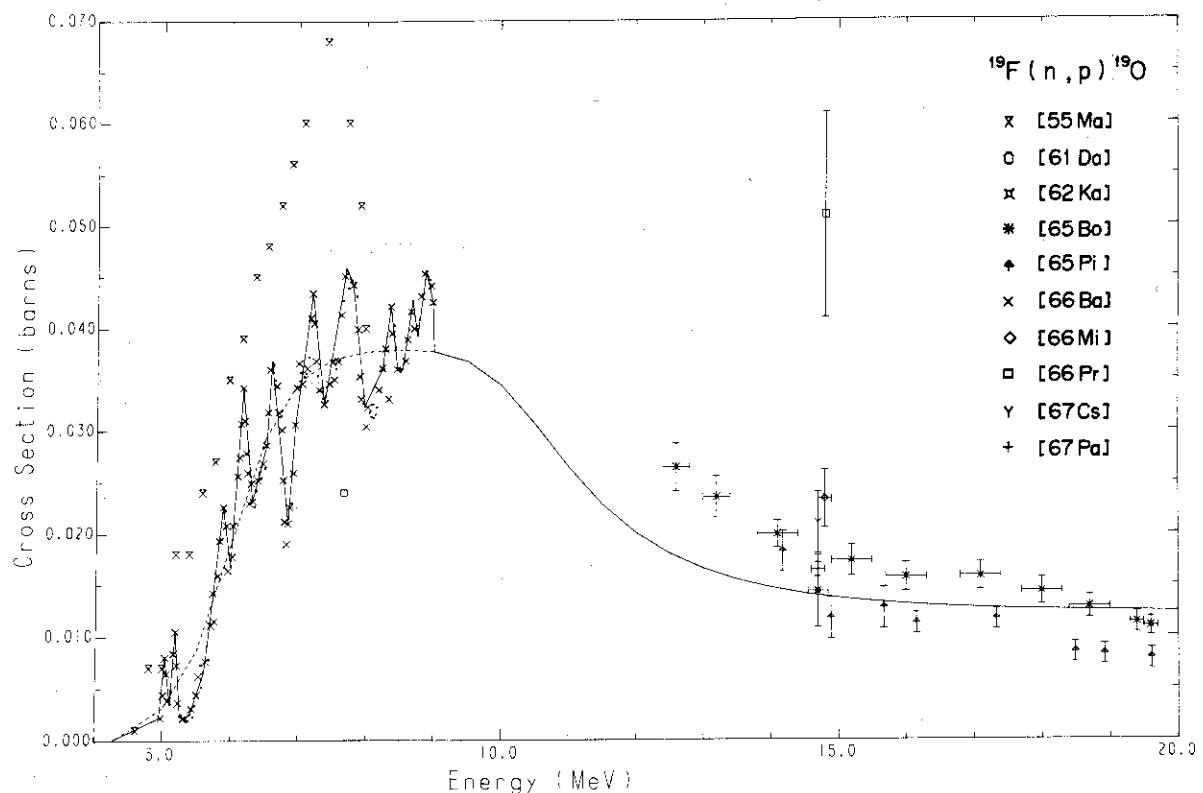


Fig. 18 The result of the present evaluated cross section curve for the  $^{19}\text{F}(\text{n},\text{p})^{19}\text{O}$  reaction. The solid line of the lower energy region below 9 MeV was obtained by the evaluation of the experimental data, and the solid curve of the higher energy region above 9 MeV was calculated by using a statistical model, in which Pearlstein's empirical formula [73Pe] was employed. The dashed curve extrapolated below 9 MeV indicates the lower energy part of the cross section curve, estimated by the statistical model. A dot symbol is used for the experimental data, where the data are densely presented.

et al. の実験データは、3組の実験データのうちでほぼ中間の値をとっている。得られた評価断面積曲線は Fig. 18 に実線で示されている。

### 5.2.2 9 MeV から 20 MeV

9 ~ 12.5 MeV には  $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{p})^{19}\text{O}$  反応断面積の実験データは全くない。12.5 ~ 20 MeV には2点以上のエネルギー点で測定された実験データ・セットが2組 ( $[65\text{Bo}]$  10点,  $[65\text{Pi}]$  8点), 測定点の合計が18点; 15 MeV 附近の1点で測定された実験データが5組 ( $[62\text{Ka}]$ ,  $[66\text{Mi}]$ ,  $[66\text{Pr}]$ ,  $[67\text{Cs}]$ ,  $[67\text{Pa}]$ ) ある。これらの実験データは Fig. 18 に示されている。

9 から 20 MeV のエネルギー区間では、 $(\text{n}, \text{p})$  反応の評価断面積曲線も  $(\text{n}, \alpha)$  反応の場合と同様、Pearlstein [73Pe] の経験式と、これをとり入れた統計モデルの式にもとづいて計算した。 $\sigma(\text{n}, \text{p})$  および  $\sigma(\text{n}, \text{pn}')$  も、(13), (14), (15) 式と同様な、次式によって与えられる。

$$\sigma(\text{n}, \text{p}) = K_p S_p(E) - K_{n, pn} S_p(E) P_{pn}(E) \quad (16)$$

$$\sigma(\text{n}, \text{pn}') = K_{n, pn} S_p(E) P_{pn}(E) \quad (17)$$

$$P_{pn}(E) = \frac{\int_0^{E_c - Q_{n, pn}} \epsilon_p S(\epsilon_p) \exp(\sqrt{4a E_X}) d\epsilon_p}{\int_0^{E_c - Q_{n, pn}} \epsilon_p S(\epsilon_p) \exp(\sqrt{4a E_X}) d\epsilon_p} \quad (18)$$

ここに、 $E_c$  および  $\epsilon_p$  は中性子入射および陽子放出の際の重心系での全運動エネルギー、 $Q_{n, p}$  および  $Q_{n, pn}$  は  $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{p})^{19}\text{O}$  および  $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{pn}')^{18}\text{O}$  反応の Q 値の絶対値、 $E_X$  は複合核  $^{20}\text{F}$  が陽子を放出した直後の残留核  $^{19}\text{O}$  の励起エネルギーである。 $S_p(E)$  および  $S(\epsilon_p)$  は Pearlstein [73Pe] の経験式であり、それぞれ(8)および(12)式の右辺と同じ形の式で与えられる。ただし、 $(\text{n}, \alpha)$  の場合とは、 $E_W$ ,  $E_T$ ,  $c$ ,  $E_{Wc}$ ,  $c_c$  の値が異なる。 $a$  は  $^{19}\text{O}$  のレベル密度パラメータであり、Abdelmalek と Stavinsky [64Ab] にしたがって、 $a = 3.156 \text{ MeV}^{-1}$  とした。 $K_p$  および  $K_{n, pn}$  は、それぞれ  $[\sigma(\text{n}, \text{p}) + \sigma(\text{n}, \text{pn}')]$  と  $\sigma(\text{n}, \text{pn}')$  の飽和値(上限)を与える定数である。

(16)式の右辺に含まれる4つの定数  $K_p$ ,  $E_W$ ,  $c$ ,  $K_{n, pn}$  は、次のように決定された。

$K_p$  : しきい値から 9 MeV における  $(\text{n}, \text{p})$  反応の評価断面積曲線を定める際に重点を置いた Bass et al. [66Ba] の実験データ (159点) を、1 MeV のエネルギー区間ごとに平均して平滑化曲線を作り、その飽和値から  $K_p = 38.0 \text{ mb}$  と定めた。

$E_W$  : 上記の平滑化曲線が飽和値の半分 (19.0 mb) に達する E の値 6.0 MeV からしきい値 4.25 MeV を差引いて、 $E_W = 1.75 \text{ MeV}$  と定めた。

$c$  : (16)式の  $K_p S_p(E)$  によって与えられる曲線が、上記の平滑化曲線の立ち上がり部分に最もよく適合するように、最小二乗法によって定められ、 $c = 0.415 \text{ MeV}$  となった。

$K_{n, pn}$  : (16)式による曲線が 12 ~ 20 MeV にある実験データ ( $[65\text{Bo}]$  10点,  $[65\text{Pi}]$  8点,  $[67\text{Cs}]$ ,  $[67\text{Pa}]$ ,  $[66\text{Mi}]$ ,  $[62\text{Ka}]$  各1点; 合計22点) に最もよく適合するように、最小二乗法によって定められ、 $K_{n, pn} = 25.8 \text{ mb}$  となった。ただし、Prasad et al. [66Pr] の実験データは他のものと大きく離れているので、上記の最小二乗法による fitting の対象から除いてある。

上記の4つの定数を(16)式に代入し計算して得られた曲線を、 $(\text{n}, \text{p})$  反応の 9 ~ 20 MeV における評価断面積曲線とした。これが 5.2.1 節で定めた 9 MeV 以下の評価断面積曲線に滑らかに接

続されて Fig. 18 に実線で示されている。同じ図に点線で示されている曲線は、(16)式で計算して得られた曲線を 9 MeV 以下に延長したものである。

### 5.3 $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{d})^{18}\text{O}$ および $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{t})^{17}\text{O}$ 反応

これらの反応の断面積の実験データは存在しないので、 Rendić et al. [68Re] による 14.4 MeV における角度分布の実験データを積分して、間接的にこれらの断面積の値を算出した。これらを Table 4 に示す。

(n, d) および (n, t) 反応の評価断面積曲線は、これらが 5.1.2 節の(8)式右辺で与えられる Pearlstein [73Pe] の経験式に比例するとして定めた。すなわち、 $\sigma(n, d)$  は次式で表わされる。

$$\sigma(n, d) = \frac{K_D}{1 + \exp [ (E_W + E_T - E)/c ]} \quad (19)$$

ここに、 $E_T$  は  $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{d})^{18}\text{O}$  反応のしきい値であり、 $E_W$  および  $c$  の値には、5.2.2 節で定めた陽子の場合の値をそのまま用いた。これは、重陽子と陽子が同じ電荷を持つからである。

$\sigma(n, d)$  の飽和値（上限）を与える定数  $K_D$  は、(19)式によって与えられる評価断面積曲線が 14.4 MeV で Table 4 に示された値 39.5 mb に等しくなるように定められた。得られた評価断面積曲線は Fig. 19 に実線で示されている。同じ図に点線で示されているのは、ENDF/B-IV の評価断面積曲線で、今回得られたものと比較すると、飽和値において (n, d) 反応では約 3 倍、(n, t) 反応では約 2 倍、いずれも今回の評価値の方が高い値となった。

Table 4. Estimated neutron cross sections for  $^{19}\text{F}$  around 14 MeV region.

Reactions	Estimated cross sections (mb)	Present method of estimation
$^{19}\text{F}(\text{n}, \alpha)^{16}\text{N}$	$13.9 \pm 3.2$	
$^{19}\text{F}(\text{n}, \text{p})^{19}\text{O}$	$18.4 \pm 1.6$	Integration of $\sigma(\theta)$ data of Rendić et al. [68Re]
$^{19}\text{F}(\text{n}, \text{d})^{18}\text{O}$	$39.5 \pm 3.6$	at $E_n = 14.4$ MeV
$^{19}\text{F}(\text{n}, \text{t})^{17}\text{O}$	$15.0 \pm 2.1$	
$^{19}\text{F}(\text{n}, \text{n}'\alpha\gamma)^{15}\text{N}$ $\gamma = 5.27\text{MeV}$	$123.2 \pm 10.3$	$4\pi$ times by the 5.27-MeV and the 1.98 - MeV peak areas in the $\gamma$ -ray spectrum of Dickens et al. [74Di] at $E_n = 14 - 17$ MeV
$^{19}\text{F}(\text{n}, \text{n}'\text{p}\gamma)^{18}\text{O}$ $\gamma = 1.98\text{MeV}$	$60.4 \pm 5.5^*$	

\* : This value was estimated from the 1.98 MeV peak area of 71.8 mb in the  $\gamma$ -ray spectrum of Dickens et al. [74Di] by subtracting the cross section value of  $11.4 \pm 2.3$  mb for the  $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{d})^{18}\text{O}$  reaction leading to the 1st level; the latter cross section was obtained by the integration of the data of Rendić et al. [68Re] at 14.4 MeV.

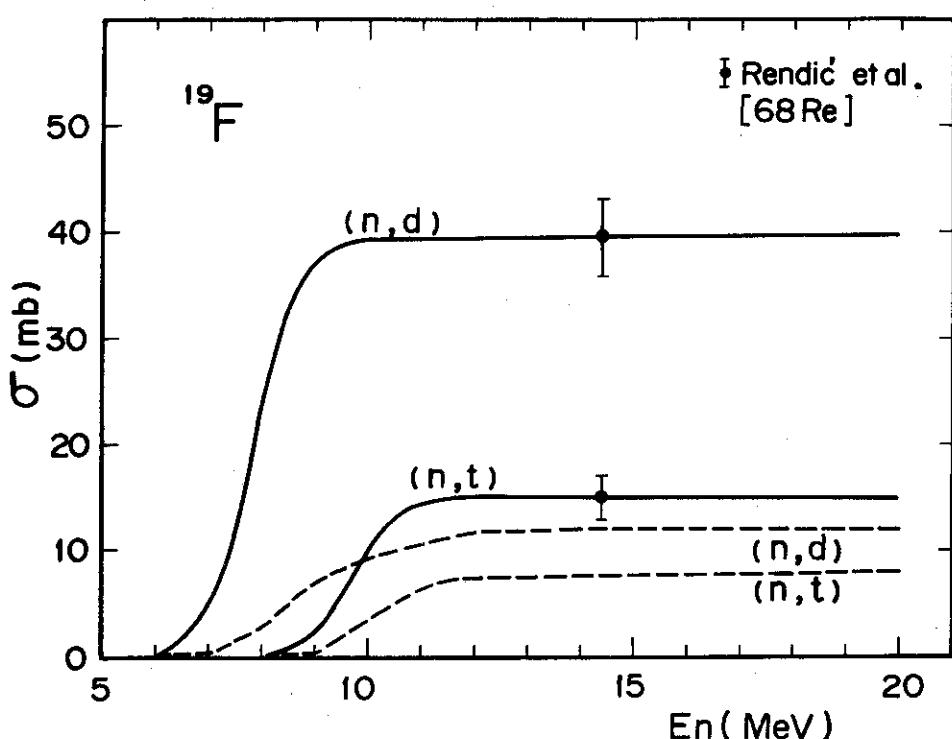


Fig. 19 The results of the present (—) and ENDF/B-IV (---) evaluation curves for the  $^{19}\text{F}(n, d)^{18}\text{O}$  and  $^{19}\text{F}(n, t)^{17}\text{O}$  reaction cross sections. The experimental values were estimated by the present authors with the integration of angular distribution measurements of Rendić et al. [68Re] at 14.4 MeV. See also Table 4.

5.4  $^{19}\text{F}(\text{n}, \alpha\text{n}')^{15}\text{N}$  および  $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{n}'\alpha)^{15}\text{N}$  反応

これらの反応の断面積の実験データは存在しない。このため、これらの反応は、Pearlstein [73 Pe] の経験式をとり入れた統計モデルの式にもとづいて、以下に述べるように評価断面積曲線を計算した。

複合核  $^{20}\text{F}$  が第 1 粒子として中性子を放出する場合、これらの反応 [(n, n'), (n, 2n), (n, n'α), (n, n'p), ……] の断面積総和を  $\sigma_N$  とすると、これに対する断面積  $\sigma(n, n'\alpha)$  の比率は、5.1.2 節の(10)式と同様に統計モデルによって次式で表わされる。

$$\frac{\sigma(n, n'\alpha)}{\sigma_N} = \frac{\int_0^{E_c - Q_{n, n\alpha}} \epsilon_n \sigma_c(\epsilon_n) w(E_X) G_\alpha(E_X) d\epsilon_n}{\int_0^{E_c} \epsilon_n \sigma_c(\epsilon_n) w(E_X) d\epsilon_n} \quad (20)$$

ここに、 $E_c$  および  $\epsilon_n$  は中性子の入射および放出の際の重心系での全運動エネルギー、 $Q_{n, n\alpha}$  は  $^{19}\text{F}(n, n'\alpha)^{15}\text{N}$  反応の  $Q$  値の絶対値 ( $Q_{n, \alpha n} = Q_{n, n\alpha}$ )、 $E_X$  は複合核  $^{20}\text{F}$  が中性子を放出した直後の残留核  $^{19}\text{F}$  の励起エネルギー ( $E_X = E_c - \epsilon_n$ )、 $\sigma_c(\epsilon_n)$  は逆過程における複合核形成断面積、 $w(E_X)$  は  $^{19}\text{F}$  のレベル密度、 $G_\alpha(E_X)$  は励起エネルギー  $E_X$  の  $^{19}\text{F}$  が  $\alpha$  粒子を放出する確率である。

$^{19}\text{F}$  からの  $\alpha$  粒子放出は、励起エネルギー  $E_X$  が  $Q_{n, n\alpha}$  より大きければ可能であり、このとき放出される  $\alpha$  粒子の持ち得る最大エネルギー  $\epsilon_\alpha$  は次式で与えられる。

$$\epsilon_\alpha = E_X - Q_{n, n\alpha} \quad (21)$$

$\alpha$  粒子の放出確率  $G_\alpha(E_X)$  は、 $\alpha$  粒子が  $^{15}\text{N}$  のクーロン障壁を通過する確率に関係する。ここで、 $G_\alpha(E_X)$  は  $\epsilon_\alpha$  によって定まり、5.1.2 節の(12)式右辺の Pearlstein [73 Pe] の経験式に比例すると仮定する。すなわち、

$$G_\alpha(E_X) \propto S(\epsilon_\alpha) \quad (22)$$

ただし今回の評価では、 $S(\epsilon_\alpha)$  に含まれる定数  $E_{w_c}$  および  $c_c$  の値には、5.1.2 節で定めた値をそのまま用いた。

また、レベル密度  $w(E_X)$  はフェルミ・ガス・モデルにしたがって  $\exp(\sqrt{4aE_X})$  に比例するといし、 $\sigma_N$  および  $\sigma_c(\epsilon_n)$  のエネルギーによる変化を無視すれば、(20)式から  $\sigma(n, n'\alpha)$  を与える次式が導かれる。

$$\sigma(n, n'\alpha) = K_{n, n\alpha} P_{n\alpha}(E) \quad (23)$$

$$P_{n\alpha}(E) = \frac{\int_0^{E_c - Q_{n, n\alpha}} \epsilon_n \exp(\sqrt{4aE_X}) S(\epsilon_\alpha) d\epsilon_n}{\int_0^{E_c} \epsilon_n \exp(\sqrt{4aE_X}) d\epsilon_n} \quad (24)$$

ここに、 $K_{n, n\alpha}$  は定数で  $\sigma(n, n'\alpha)$  の飽和値（上限）を与える。 $^{19}\text{F}$  のレベル密度パラメータ  $a$  の値は、Abdelmalek と Stavinsky [64 Ab] にしたがって、 $a = 3.609 \text{ MeV}^{-1}$  とした。

定数  $K_{n, n\alpha}$  の値は、 $^{19}\text{F}$  に高速中性子を入射させたとき放出される  $\gamma$  線スペクトルの実験データから、次のようにして定められた。

$^{19}\text{F}(\text{n}, \alpha n')$   $^{15}\text{N}$  および  $^{19}\text{F}(\text{n}, n'\alpha)$   $^{15}\text{N}$  反応において残留核  $^{15}\text{N}$  が第1励起レベルかそれより高い励起状態にあれば、基底状態への遷移によって  $\gamma$  線が放出される。 $^{15}\text{N}$  は第1励起レベルから基底状態に落ちるとき 5.27 MeV の  $\gamma$  線を放出する [70 Aj]。

Fu [75 Fu] によって解析された Dickens et al. [74 Di] の  $\gamma$  線スペクトルの実験データは、 $^{19}\text{F}$  に 14 ~ 17 MeV の中性子を入射し、角度 125°において測定したもので、[b/str · MeV] 単位で示されている。この  $\gamma$  線スペクトルの 5.27 MeV のピーク面積を  $4\pi$  倍して、5.27 MeV の  $\gamma$  線放出の断面積を求めるとき、(123.2 ± 10.3) mb となる。

ここで、 $^{19}\text{F}(\text{n}, \alpha n')$   $^{15}\text{N}$  および  $^{19}\text{F}(\text{n}, n'\alpha)$   $^{15}\text{N}$  反応において残留核  $^{15}\text{N}$  が第1励起レベル以上にある場合、その基底状態への遷移において 5.27 MeV の  $\gamma$  線が必ず放出されると仮定する。この場合、 $(n, \alpha n')$  と  $(n, n'\alpha)$  反応において残留核  $^{15}\text{N}$  が第1励起レベル以上にある場合の断面積を  $[\sigma(n, \alpha n')]$  <sub>1st</sub> および  $[\sigma(n, n'\alpha)]$  <sub>1st</sub> で表わすと、上記の 5.27 MeV の  $\gamma$  線放出の断面積 (123.2 ± 10.3) mb は  $[\sigma(n, \alpha n')]$  <sub>1st</sub> と  $[\sigma(n, n'\alpha)]$  <sub>1st</sub> の和に等しい。

上記の断面積は、Pearlstein [73 Pe] の経験式と、これをとり入れた統計モデルの式を用いて、(14) および (23) 式と同様な次式で表わされる。

$$[\sigma(n, \alpha n')]_{1st} = K_{n, \alpha n} S_A(E) P_{\alpha n \gamma}(E) \quad (25)$$

$$[\sigma(n, n'\alpha)]_{1st} = K_{n, n\alpha} P_{n\alpha\gamma}(E) \quad (26)$$

ここに、 $P_{\alpha n \gamma}(E)$  と  $P_{n\alpha\gamma}(E)$  は、(15) および (24) 式において右辺分子の積分上限を、それぞれ ( $E_c - Q_{n, \alpha n} - 5.27$  MeV) および ( $E_c - Q_{n, n\alpha} - 5.27$  MeV) に置換した式で与えられる。 $K_{n, \alpha n}$  および  $S_A(E)$  は 5.1.2 節で定められている。定数  $K_{n, n\alpha}$  は次のように決定された。

Dickens et al. の  $\gamma$  線スペクトルの測定は、入射中性子エネルギー 14 ~ 17 MeV で測定されているので、5.27 MeV のピーク面積から求めた (123.2 ± 10.3) mb を平均エネルギー 15.5 MeV における断面積  $[\sigma(n, \alpha n')]$  <sub>1st</sub> と  $[\sigma(n, n'\alpha)]$  <sub>1st</sub> の和に等しいと置いて、(25), (26) から  $K_{n, n\alpha}$  を定め、 $K_{n, n\alpha} = 42.05$  mb を得た。

上記の  $K_{n, n\alpha}$  の値を用い、(14) および (23) 式から断面積  $\sigma(n, \alpha n')$  と  $\sigma(n, n'\alpha)$  を計算し、両者の和をとて  $^{19}\text{F}$  の  $[\sigma(n, \alpha n') + \sigma(n, n'\alpha)]$  の評価断面積曲線を得た。これが Fig. 20 に実線で示されている。また、同図には  $^{19}\text{F}(\text{n}, \alpha n')$   $^{15}\text{N}$  および  $^{19}\text{F}(\text{n}, n'\alpha)$   $^{15}\text{N}$  反応において残留核  $^{15}\text{N}$  が第1励起レベル以上にある場合の断面積の和  $[\sigma(n, \alpha n') + \sigma(n, n'\alpha)]$  <sub>1st</sub> が、(25) および (26) 式を用いて計算され、点線で示されている。点線の上にある実験データ点は、 $\gamma$  線スペクトルから推定された 15.5 MeV における  $[\sigma(n, \alpha n') + \sigma(n, n'\alpha)]$  <sub>1st</sub> の値 (123.2 ± 10.3) mb である。

## 5.5 $^{19}\text{F}(\text{n}, pn')$ $^{18}\text{O}$ および $^{19}\text{F}(\text{n}, n'p)$ $^{18}\text{O}$ 反応

これらの反応についても断面積の実験データは存在しないので、 $(n, \alpha n')$  および  $(n, n'\alpha)$  反応の場合と同様に、Pearlstein [73 Pe] の経験式をとり入れた統計モデルの式にもとづいて、以下に述べるように評価断面積曲線を計算した。

断面積  $\sigma(n, pn')$  と  $\sigma(n, n'p)$ 、およびこれらの反応において残留核  $^{18}\text{O}$  が第1励起レベル以上にある場合の断面積  $[\sigma(n, pn')]$  <sub>1st</sub> と  $[\sigma(n, n'p)]$  <sub>1st</sub> は、(14), (23), (25), (26) 式と同様な次

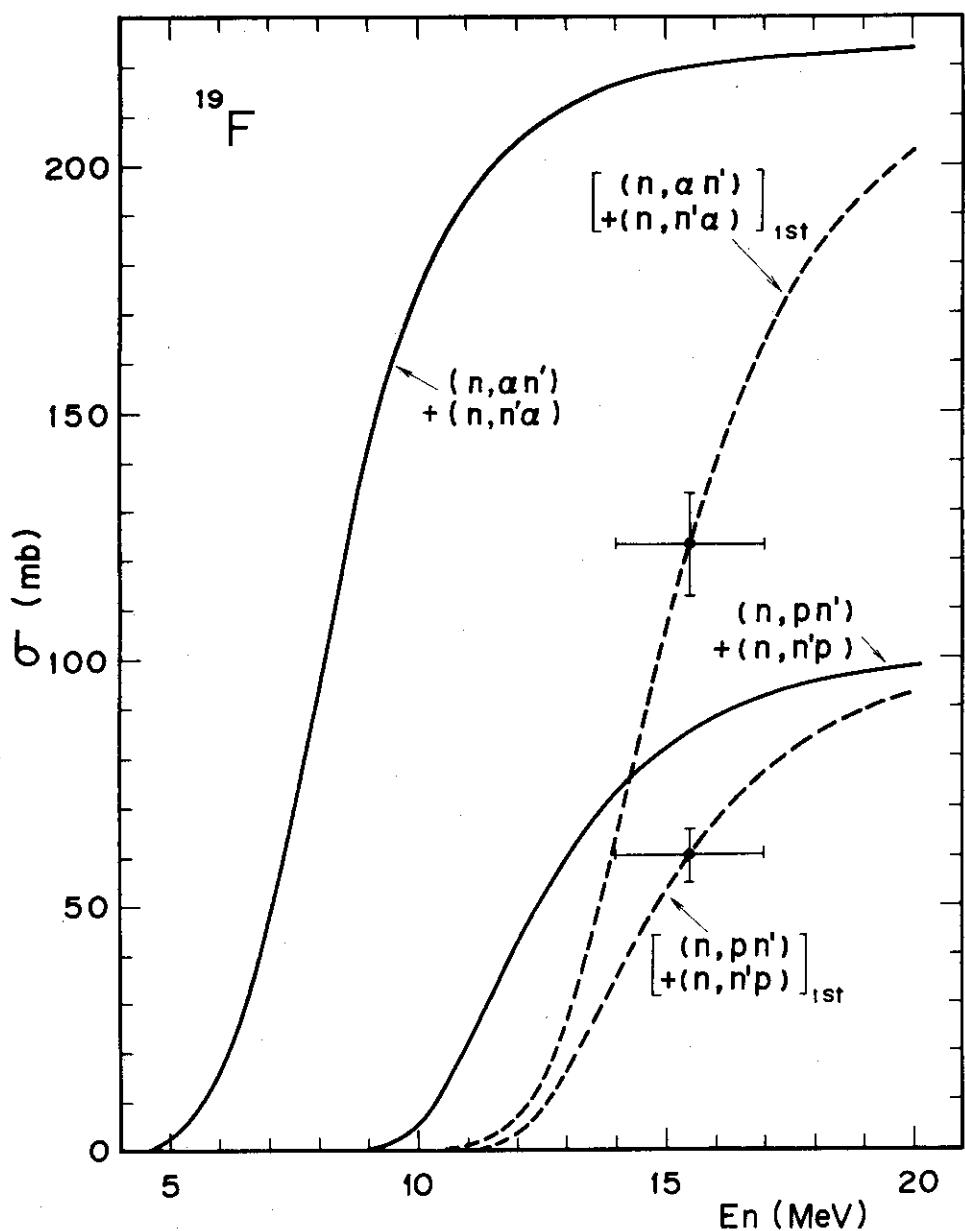


Fig. 20 The present evaluation curves for the  $[^{19}\text{F}(\text{n}, \alpha\text{n}')^{15}\text{N} + ^{19}\text{F}(\text{n}, \text{n}'\alpha)^{15}\text{N}]$  and  $[^{19}\text{F}(\text{n}, \text{p}\text{n}')^{18}\text{O} + ^{19}\text{F}(\text{n}, \text{n}'\text{p})^{18}\text{O}]$  reaction cross sections are shown by the solid curves. The dashed curves correspond to the partial evaluation curves for these reactions, which lead to the 1st levels of the relevant residual nuclei of  $^{15}\text{N}$  and  $^{18}\text{O}$ . In the present work, the experimental values were estimated by using the  $\gamma$ -ray spectrum of Dickens et al. [74Di], which was investigated by Fu [75Fu]. See also Table 4.

式によって表わされる。

$$\sigma(n, pn') = K_{n, pn} S_p(E) P_{pn}(E) \quad (27)$$

$$\sigma(n, n'p) = K_{n, np} P_{np}(E) \quad (28)$$

$$[\sigma(n, pn')]_{1st} = K_{n, pn} S_p(E) P_{pn\gamma}(E) \quad (29)$$

$$[\sigma(n, n'p)]_{1st} = K_{n, np} P_{np\gamma}(E) \quad (30)$$

ここに,  $K_{n, pn}$ ,  $S_p(E)$ ,  $P_{pn}(E)$  は, (17) 式のものと同じであり,  $K_{n, pn}$  の値および関数  $S_p(E)$ ,  $P_{pn}(E)$  の中に含まれる定数の値は 5.2.2 節で定められている。 $P_{np}(E)$  は, (24) 式で定義された  $P_{n\alpha}(E)$  に相当し, 次式で与えられる。

$$P_{np}(E) = \frac{\int_0^{E_c - Q_{n, np}} \epsilon_n \exp(\sqrt{4a E_X}) S(\epsilon_p) d\epsilon_n}{\int_0^{E_c} \epsilon_n \exp(\sqrt{4a E_X}) d\epsilon_n} \quad (31)$$

ここに,  $E_c$  および  $\epsilon_n$  は中性子の入射および放出の際の重心系での全運動エネルギー,  $Q_{n, np}$  は  $^{19}\text{F}(n, n'p)^{18}\text{O}$  反応の  $Q$  値の絶対値 ( $Q_{n, np} = Q_{n, pn}$ ),  $E_X$  は複合核  $^{20}\text{F}$  が第 1 粒子として中性子を放出した直後の  $^{19}\text{F}$  の励起エネルギー ( $E_X = E_c - \epsilon_n$ ),  $a$  は  $^{19}\text{F}$  のレベル密度パラメータで, (24) 式の場合と同じく,  $a = 3.609 \text{ MeV}^{-1}$  とした。また,  $\epsilon_p$  は励起エネルギー  $E_X$  の  $^{19}\text{F}$  から放出される陽子の重心系での最大エネルギー ( $\epsilon_p = E_X - Q_{n, np}$ ),  $S(\epsilon_p)$  は Pearlstein [73Pe] の経験式であり, 5.1.2 節の (12) 式の  $\epsilon_\alpha$  を  $\epsilon_p$  で置き換えた式で与えられる。この式に含まれる定数には 5.2.2 節で定めた値をそのまま用いた。

(29), (30) 式の  $P_{pn\gamma}(E)$  および  $P_{np\gamma}(E)$  は, (25), (26) 式の  $P_{n\alpha\gamma}(E)$  および  $P_{n\alpha\gamma}(E)$  に相当するもので, (18) および (31) 式の右辺分子の積分上限を, それぞれ ( $E_c - Q_{n, pn} - 1.98 \text{ MeV}$ ) および ( $E_c - Q_{n, np} - 1.98 \text{ MeV}$ ) に置換した式で与えられる。1.98 MeV は  $^{18}\text{O}$  の第 1 励起レベルから基底状態への遷移の際に放出される  $\gamma$  線のエネルギーである。

(28) および (30) 式の  $K_{n, np}$  は, (23), (26) 式の  $K_{n, n\alpha}$  と同様,  $^{19}\text{F}$  に高速中性子を入射させたとき放出される  $\gamma$  線スペクトルの実験データから, 次のようにして定められた。

Fu [75Fu] によって解析された Dickens et al. [74Di] の  $\gamma$  線スペクトルの実験データ (入射中性子エネルギー  $14 \sim 17 \text{ MeV}$ , 角度  $125^\circ$ ) の  $1.98 \text{ MeV}$  のピーク面積を, 5.4 節の場合と同じく  $4\pi$  倍して断面積に換算すると,  $(71.8 \pm 5.0) \text{ mb}$  となる。ただし, この値には  $^{19}\text{F}(n, d)^{18}\text{O}$  反応において残留核  $^{18}\text{O}$  が第 1 励起レベル以上にある場合の寄与分も含まれている。

この寄与分を差引くため, Rendic' et al. [68Re] による角度分布の測定データを利用した。Rendic' et al. は,  $^{19}\text{F}(n, d)^{18}\text{O}$  反応において  $^{18}\text{O}$  が第 1 励起レベルにある場合の放出粒子の角度分布を, 入射中性子エネルギー  $14.4 \text{ MeV}$  において測定している。この角度分布の実験データを積分すると断面積  $(11.4 \pm 2.3) \text{ mb}$  を得る。

今回の評価では,  $\gamma$  線スペクトルの積分によって得た断面積  $(71.8 \pm 5.0) \text{ mb}$  から,  $(n, d)$  反応の角度分布の積分によって得た断面積  $(11.4 \pm 2.3) \text{ mb}$  を差引いて得られる  $(60.4 \pm 5.5) \text{ mb}$  をもって, 残留核  $^{18}\text{O}$  が第 1 励起レベル以上にある場合の  $(n, pn')$  と  $(n, n'p)$  反応断面積の和  $[\sigma(n, pn') + \sigma(n, n'p)]_{1st}$  の  $15.5 \text{ MeV}$  における値とした。Dickens et al. の  $\gamma$  線スペクトルは入射中性子エネルギー  $14 \sim 17 \text{ MeV}$  で測定されたのに対し, Rendic' et al. の角度分布は入射中

性子エネルギー 14.4 MeV で測定されているが、この場合、 $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{d})^{18}\text{O}$  反応断面積の中性子エネルギーによる変化は無視されている。Fig. 19 参照。

(28) および (30) 式の定数  $K_{n, np}$  の値は、(29) 式と (30) 式の和が 15.5 MeV において 60.4 mb に等しくなるように定められ、 $K_{n, np} = 75.13 \text{ mb}$  となった。

上記の  $K_{n, np}$  の値を用い、(27) および (28) 式から断面積  $\sigma(n, pn')$  と  $\sigma(n, n'p)$  を計算し、両者の和をとって  $^{19}\text{F}$  の  $[\sigma(n, pn') + \sigma(n, n'p)]$  の評価断面積曲線を得た。これが Fig. 20 に実線で示されている。また、同図には  $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{n}'\text{p})^{18}\text{O}$  反応において残留核  $^{18}\text{O}$  が第 1 励起レベル以上にある場合の断面積の和  $[\sigma(n, pn') + \sigma(n, n'p)]_{1st}$  が、(29) および (30) 式を用いて計算され、点線で示されている。点線の上にある実験データ点は、 $\gamma$  線スペクトルと  $(\text{n}, \text{d})$  反応の角度分布から求めた 15.5 MeV における  $[\sigma(n, pn') + \sigma(n, n'p)]_{1st}$  の値 ( $60.4 \pm 5.5$ ) mb である。

## 6. $^{19}\text{F}(\text{n}, r)^{20}\text{F}$ 反応断面積

現在 NEUDADA に収納されている 100 keV から 20 MeV までのエネルギー区間の  $^{19}\text{F}(\text{n}, r)^{20}\text{F}$  反応断面積の実験データは、16 keV から 1.87 MeV で測定した Gabbard et al. ([59 Ga]) のものだけである。そのため、100 keV から 1.87 MeV までは Gabbard et al. の実験データにもとづいて評価断面積曲線を引き、これより高いエネルギー領域では、断面積曲線が  $1/v$  法則にしたがうとしてこれを延長した。得られた評価断面積曲線は Fig. 22 に示されている。

## 7. 弹性散乱断面積

全断面積  $\sigma_{tot}$  の評価値から弾性散乱以外の断面積  $\sigma_{ne}$  の評価値を差引いて、弾性散乱断面積  $\sigma_{el}$  の評価値を得た。すなわち、100 keV から 5.5 MeV のエネルギー区間では、全断面積の評価値から、非弾性散乱、 $(\text{n}, \alpha)$ ,  $(\text{n}, \text{p})$ ,  $(\text{n}, \alpha\text{n}')$ ,  $(\text{n}, \text{n}'\alpha)$ ,  $(\text{n}, r)$  の各反応の断面積を差引いた。また、5.5 MeV から 20 MeV のエネルギー区間では、全断面積の評価値から 3.2 節に述べた Hauser-Feshbach の方法で計算した  $\sigma_{ne}$  の評価値を差引いた。以上のようにして得られた弾性散乱の評価断面積曲線を、Fig. 21 に示す。

Fig. 21 にプロットされている実験データ点は、弾性散乱の角度分布の実験データ ([58 Wi], [66 Bo], [70 Cl]) を積分して求めた弾性散乱断面積の値である。弾性散乱の評価断面積曲線は、全断面積から弾性散乱以外の断面積を差引いて間接的に求めたものであるにもかかわらず、これらの実験データと誤差の範囲内でよく合っている。

なお、Fig. 21 に示した Wills et al. ([58 Wi]) の実験データの積分値には、非弾性散乱の寄与分の補正がしてある。すなわち、角度分布の積分値から、今回得られた各レベルへの非弾性散乱断面積の評価値の総和が差引かれている。

性子エネルギー 14.4 MeV で測定されているが、この場合、 $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{d})^{18}\text{O}$  反応断面積の中性子エネルギーによる変化は無視されている。Fig. 19 参照。

(28) および (30) 式の定数  $K_{n, np}$  の値は、(29) 式と (30) 式の和が 15.5 MeV において 60.4 mb に等しくなるように定められ、 $K_{n, np} = 75.13$  mb となった。

上記の  $K_{n, np}$  の値を用い、(27) および (28) 式から断面積  $\sigma(n, pn')$  と  $\sigma(n, n'p)$  を計算し、両者の和をとて  $^{19}\text{F}$  の  $[\sigma(n, pn') + \sigma(n, n'p)]$  の評価断面積曲線を得た。これが Fig. 20 に実線で示されている。また、同図には  $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{n}'\text{p})^{18}\text{O}$  反応において残留核  $^{18}\text{O}$  が第 1 励起レベル以上にある場合の断面積の和  $[\sigma(n, pn') + \sigma(n, n'p)]_{1st}$  が、(29) および (30) 式を用いて計算され、点線で示されている。点線の上にある実験データ点は、 $r$  線スペクトルと  $(\text{n}, \text{d})$  反応の角度分布から求めた 15.5 MeV における  $[\sigma(n, pn') + \sigma(n, n'p)]_{1st}$  の値 ( $60.4 \pm 5.5$ ) mb である。

## 6. $^{19}\text{F}(\text{n}, r)^{20}\text{F}$ 反応断面積

現在 NEUDADA に収納されている 100 keV から 20 MeV までのエネルギー区間の  $^{19}\text{F}(\text{n}, r)^{20}\text{F}$  反応断面積の実験データは、16 keV から 1.87 MeV で測定した Gabbard et al. ([59 Ga]) のものだけである。そのため、100 keV から 1.87 MeV までは Gabbard et al. の実験データにもとづいて評価断面積曲線を引き、これより高いエネルギー領域では、断面積曲線が  $1/v$  法則にしたがうとしてこれを延長した。得られた評価断面積曲線は Fig. 22 に示されている。

## 7. 弹性散乱断面積

全断面積  $\sigma_{tot}$  の評価値から弾性散乱以外の断面積  $\sigma_{ne}$  の評価値を差引いて、弾性散乱断面積  $\sigma_{el}$  の評価値を得た。すなわち、100 keV から 5.5 MeV のエネルギー区間では、全断面積の評価値から、非弾性散乱、 $(\text{n}, \alpha)$ ,  $(\text{n}, \text{p})$ ,  $(\text{n}, \alpha\text{n}')$ ,  $(\text{n}, \text{n}'\alpha)$ ,  $(\text{n}, r)$  の各反応の断面積を差引いた。また、5.5 MeV から 20 MeV のエネルギー区間では、全断面積の評価値から 3.2 節に述べた Hauser-Feshbach の方法で計算した  $\sigma_{ne}$  の評価値を差引いた。以上のようにして得られた弾性散乱の評価断面積曲線を、Fig. 21 に示す。

Fig. 21 にプロットされている実験データ点は、弾性散乱の角度分布の実験データ ([58 Wi], [66 Bo], [70 Cl]) を積分して求めた弾性散乱断面積の値である。弾性散乱の評価断面積曲線は、全断面積から弾性散乱以外の断面積を差引いて間接的に求めたものであるにもかかわらず、これらの実験データと誤差の範囲内でよく合っている。

なお、Fig. 21 に示した Wills et al. ([58 Wi]) の実験データの積分値には、非弾性散乱の寄与分の補正がしてある。すなわち、角度分布の積分値から、今回得られた各レベルへの非弾性散乱断面積の評価値の総和が差引かれている。

性子エネルギー 14.4 MeV で測定されているが、この場合、 $^{19}\text{F}(\text{n}, \text{d})^{18}\text{O}$  反応断面積の中性子エネルギーによる変化は無視されている。Fig. 19 参照。

(28) および (30) 式の定数  $K_{n, np}$  の値は、(29) 式と (30) 式の和が 15.5 MeV において 60.4 mb に等しくなるように定められ、 $K_{n, np} = 75.13$  mb となった。

上記の  $K_{n, np}$  の値を用い、(27) および (28) 式から断面積  $\sigma(n, pn')$  と  $\sigma(n, n'p)$  を計算し、両者の和をとって  $^{19}\text{F}$  の  $[\sigma(n, pn') + \sigma(n, n'p)]$  の評価断面積曲線を得た。これが Fig. 20 に実線で示されている。また、同図には  $^{19}\text{F}(\text{n}, n'p)^{18}\text{O}$  反応において残留核  $^{18}\text{O}$  が第 1 励起レベル以上にある場合の断面積の和  $[\sigma(n, pn') + \sigma(n, n'p)]_{1st}$  が、(29) および (30) 式を用いて計算され、点線で示されている。点線の上にある実験データ点は、 $r$  線スペクトルと  $(\text{n}, \text{d})$  反応の角度分布から求めた 15.5 MeV における  $[\sigma(n, pn') + \sigma(n, n'p)]_{1st}$  の値 ( $60.4 \pm 5.5$ ) mb である。

## 6. $^{19}\text{F}(\text{n}, r)^{20}\text{F}$ 反応断面積

現在 NEUDADA に収納されている 100 keV から 20 MeV までのエネルギー区間の  $^{19}\text{F}(\text{n}, r)^{20}\text{F}$  反応断面積の実験データは、16 keV から 1.87 MeV で測定した Gabbard et al. ([59 Ga]) のものだけである。そのため、100 keV から 1.87 MeV までは Gabbard et al. の実験データにもとづいて評価断面積曲線を引き、これより高いエネルギー領域では、断面積曲線が  $1/v$  法則にしたがうとしてこれを延長した。得られた評価断面積曲線は Fig. 22 に示されている。

## 7. 弹性散乱断面積

全断面積  $\sigma_{tot}$  の評価値から弾性散乱以外の断面積  $\sigma_{ne}$  の評価値を差引いて、弾性散乱断面積  $\sigma_{el}$  の評価値を得た。すなわち、100 keV から 5.5 MeV のエネルギー区間では、全断面積の評価値から、非弾性散乱、 $(\text{n}, \alpha)$ ,  $(\text{n}, p)$ ,  $(\text{n}, \alpha n')$ ,  $(\text{n}, n'\alpha)$ ,  $(\text{n}, r)$  の各反応の断面積を差引いた。また、5.5 MeV から 20 MeV のエネルギー区間では、全断面積の評価値から 3.2 節に述べた Hauser-Feshbach の方法で計算した  $\sigma_{ne}$  の評価値を差引いた。以上のようにして得られた弾性散乱の評価断面積曲線を、Fig. 21 に示す。

Fig. 21 にプロットされている実験データ点は、弾性散乱の角度分布の実験データ ([58 Wi], [66 Bo], [70 Cl]) を積分して求めた弾性散乱断面積の値である。弾性散乱の評価断面積曲線は、全断面積から弾性散乱以外の断面積を差引いて間接的に求めたものであるにもかかわらず、これらの実験データと誤差の範囲内でよく合っている。

なお、Fig. 21 に示した Wills et al. ([58 Wi]) の実験データの積分値には、非弾性散乱の寄与分の補正がしてある。すなわち、角度分布の積分値から、今回得られた各レベルへの非弾性散乱断面積の評価値の総和が差引かれている。

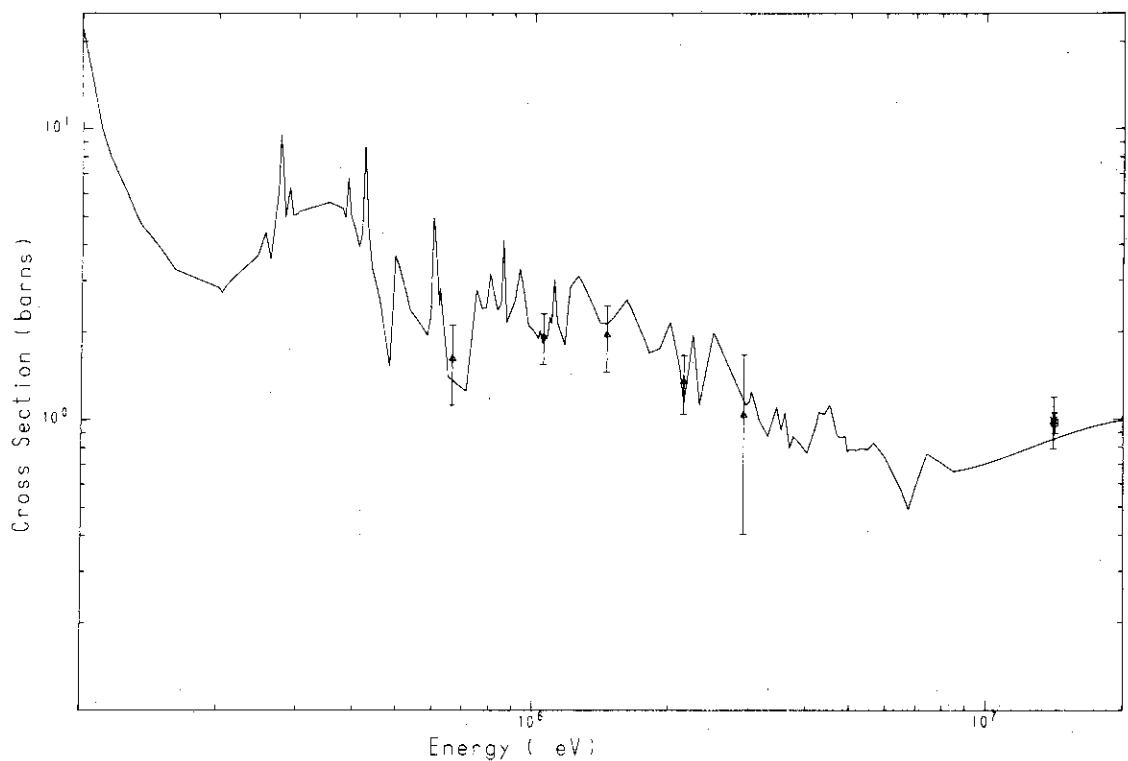


Fig. 21 The result of the present evaluation curve for the elastic neutron scattering cross section of  $^{19}\text{F}$ . The experimental values below 3.0 MeV were estimated by the present authors with the integration of angular distribution measurements of Wills et al. [58Wi]. Those data of angular distribution measurements around 14 MeV are Bonazzola et al. [66Bo] and Clarke et al. [70Cl], respectively.

## 8. 評価の結果とまとめ

100 keV から 20 MeV までの中性子エネルギー範囲において、部分断面積の和が全断面積に等しい首尾一貫した  $^{19}\text{F}$  の評価核データが得られた。今回得られた各反応の評価断面積曲線を Fig. 22 にグラフで示し、その数値表を Table 5 にまとめてある。

$^{19}\text{F}$  のように比較的軽い核に対して、Pearlstein の荷電粒子放出反応の経験式と、これをとり入れた統計モデルの式を用いて、高速中性子による荷電粒子放出反応の断面積の評価計算を行ったことは、今回の評価の一つの特徴である。Fig. 14 にみられるように、Pearlstein の統計モデルの式によって ( $n, 2n$ ) 反応の断面積の実験データを再現できたことは、この方法の妥当性を示す一つの根拠となる。また、この方法を用いて得た ( $n, \alpha$ ) および ( $n, p$ ) 反応の評価断面積も、ENDF/B-IV のそれらの値とほぼ一致する。

5.5 MeV 以上のエネルギーにおいて、今回の非弾性散乱断面積の評価値は ENDF/B-IV のものと 10~25% 違っているにもかかわらず、non-elastic 散乱 [(荷電粒子放出) + ( $n, 2n$ ) + (非弾性散乱)] 断面積については、両者の評価値は 5% 以内というよい一致を示している。一方、5.5 MeV 以下の離散レベルに対する今回の非弾性散乱断面積の評価値は、第 2 励起レベルへのものを除き、ENDF/B-IV のものより系統的に高めとなっている。

これまで、ENDF/B-IV の  $^{19}\text{F}$  の評価断面積について、各反応の評価断面積が具体的にどのようなモデルおよびモデル・パラメータによって計算されているのか解らなかった。今回の評価により、それらについての推測が可能になり、その結果 ENDF/B-IV の  $^{19}\text{F}$  の評価断面積に対する信頼性もある程度予測できるようになった。

特に、二粒子放出反応 [( $n, \alpha n'$ ), ( $n, n' \alpha$ ), ( $n, pn'$ ), ( $n, n'p$ )] の断面積について、間接的な実験値 ( $\gamma$  線スペクトルの角度分布) から評価励起曲線を求める手法を始めて試みたが、これは今後の核融合炉用核データの評価作業にとって有効な方法となるであろう。

## 謝 辞

本研究を行うにあたって、核データ・センターの中川庸雄氏と成田孟氏には、核データ・ファイルと計算コードの使用に際して、多くの便宜を図っていただいた。また、主任研究員の田中茂也、五十嵐信一、両博士には、本報告の原稿に目を通してください、貴重な助言をいただいた。これらの方々に対し、深く感謝します。

なお、本研究はシグマ研究委員会・核データ専門部会の仕事の一環として行なわれたものである。

## 8. 評価の結果とまとめ

100 keV から 20 MeV までの中性子エネルギー範囲において、部分断面積の和が全断面積に等しい首尾一貫した  $^{19}\text{F}$  の評価核データが得られた。今回得られた各反応の評価断面積曲線を Fig. 22 にグラフで示し、その数値表を Table 5 にまとめてある。

$^{19}\text{F}$  のように比較的軽い核に対して、Pearlstein の荷電粒子放出反応の経験式と、これをとり入れた統計モデルの式を用いて、高速中性子による荷電粒子放出反応の断面積の評価計算を行ったことは、今回の評価の一つの特徴である。Fig. 14 にみられるように、Pearlstein の統計モデルの式によって  $(n, 2n)$  反応の断面積の実験データを再現できたことは、この方法の妥当性を示す一つの根拠となる。また、この方法を用いて得た  $(n, \alpha)$  および  $(n, p)$  反応の評価断面積も、ENDF/B-IV のそれらの値とほぼ一致する。

5.5 MeV 以上のエネルギーにおいて、今回の非弾性散乱断面積の評価値は ENDF/B-IV のものと 10~25 % 違っているにもかかわらず、non-elastic 散乱 [ (荷電粒子放出) +  $(n, 2n)$  + (非弾性散乱) ] 断面積については、両者の評価値は 5 % 以内というよい一致を示している。一方、5.5 MeV 以下の離散レベルに対する今回の非弾性散乱断面積の評価値は、第 2 励起レベルへのものを除き、ENDF/B-IV のものより系統的に高めとなっている。

これまで、ENDF/B-IV の  $^{19}\text{F}$  の評価断面積について、各反応の評価断面積が具体的にどのようなモデルおよびモデル・パラメータによって計算されているのか解らなかった。今回の評価により、それらについての推測が可能になり、その結果 ENDF/B-IV の  $^{19}\text{F}$  の評価断面積に対する信頼性もある程度予測できるようになった。

特に、二粒子放出反応 [  $(n, \alpha n')$ ,  $(n, n' \alpha)$ ,  $(n, pn')$ ,  $(n, n'p)$  ] の断面積について、間接的な実験値 (γ 線スペクトルの角度分布) から評価励起曲線を求める手法を始めて試みたが、これは今後の核融合炉用核データの評価作業にとって有効な方法となるであろう。

## 謝 辞

本研究を行うにあたって、核データ・センターの中川庸雄氏と成田孟氏には、核データ・ファイルと計算コードの使用に際して、多くの便宜を図っていただいた。また、主任研究員の田中茂也、五十嵐信一、両博士には、本報告の原稿に目を通してください、貴重な助言をいただいた。これらの方々に対し、深く感謝します。

なお、本研究はシグマ研究委員会・核データ専門部会の仕事の一環として行なわれたものである。

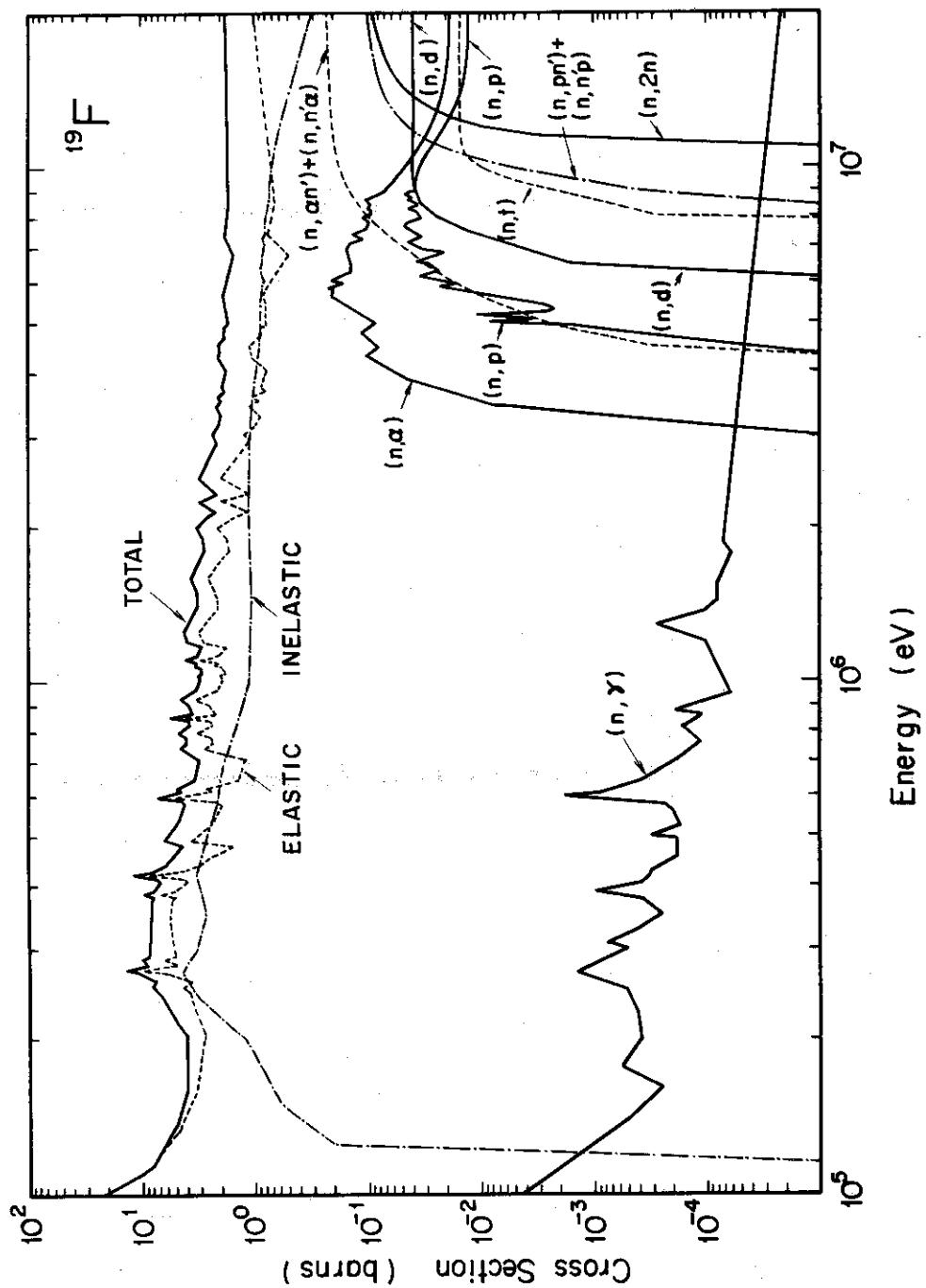


Fig. 22 The present result of the evaluated neutron cross sections for  $^{19}\text{F}$  in the energy range from 100 keV to 20 MeV.

Table 5. Evaluated neutron cross-section data for  $^{19}\text{F}$  in the energy range from 100 keV to 20 MeV.

		TOTAL			
ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
1.0000E-01	2.2000E+01	7.9726E-01	4.6797E+00	85	3.4500E+00
1.0500E-01	1.5000E+01	8.1701E-01	4.0684E+00		2.1500E+00
1.1000E-01	1.0000E+01	45	8.2833E-01	3.8133E+00	1.9800E+00
1.1500E-01	8.0000E+00	8.4382E-01	3.9117E+00	3.6000E+00	2.1000E+00
5 1.2000E-01	7.0000E+00	8.5132E-01	5.5547E+00	3.6900E+00	1.8400E+00
1.3000E-01	5.5000E+00	8.6736E-01	3.5117E+00	3.7600E+00	1.9100E+00
1.3500E-01	5.0000E+00	9.0482E-01	3.8310E+00	4.2200E+00	1.9700E+00
1.6000E-01	4.0000E+00	50	9.2777E-01	4.5257E+00	4.2800E+00
1.8000E-01	4.0000E+00	9.6982E-01	3.2878E+00	4.4100E+00	2.0800E+00
10 2.0300E-01	4.0500E+00	1.0212E+00	3.0175E+00	4.5300E+00	2.0900E+00
2.1600E-01	5.0000E+00	1.0305E+00	3.1408E+00	4.7000E+00	1.8700E+00
2.4400E-01	6.9700E+00	1.0433E+00	2.9493E+00	4.9000E+00	1.8500E+00
2.5300E-01	8.0800E+00	55	1.0714E+00	3.0541E+00	4.9510E+00
2.6000E-01	7.5600E+00	1.0815E+00	3.3512E+00	5.6670E+00	1.8935E+00
15 2.7000E-01	1.0600E+01	1.0915E+00	3.2483E+00	6.7600E+00	1.5504E+00
2.7300E-01	1.3860E+01	1.1062E+00	4.1383E+00	7.4230E+00	1.8158E+00
2.7950E-01	9.0600E+00	1.1236E+00	3.2649E+00	8.5000E+00	1.6975E+00
2.8600E-01	1.0120E+01	60	1.1690E+00	2.9000E+00	9.0000E+00
2.9100E-01	8.7000E+00	1.2000E+00	3.9500E+00	9.5000E+00	1.6993E+00
20 2.9650E-01	8.5400E+00	1.2500E+00	4.2000E+00	1.0000E+01	1.7038E+00
3.7500E-01	8.1995E+00	1.3000E+00	3.8500E+00	105	1.0500E+01
3.7974E-01	7.8688E+00	1.3500E+00	3.5000E+00	1.1000E+01	1.7174E+00
3.8489E-01	9.7386E+00	65	1.4000E+00	3.2000E+00	1.1500E+01
3.9019E-01	8.0710E+00	1.4500E+00	3.2000E+00	1.2000E+01	1.7345E+00
25 4.0799E-01	7.0783E+00	1.5000E+00	3.3000E+00	1.2500E+01	1.7433E+00
4.1424E-01	7.6131E+00	1.6000E+00	3.6500E+00	110	1.3000E+01
4.1934E-01	1.1954E+01	1.7000E+00	3.2000E+00	1.3500E+01	1.7603E+00
4.2647E-01	7.9369E+00	70	1.7500E+00	3.0000E+00	1.4000E+01
4.3600E-01	6.4734E+00	1.8000E+00	2.8000E+00	1.4500E+01	1.7749E+00
30 4.7903E-01	4.3433E+00	1.9000E+00	2.8700E+00	1.5000E+01	1.7812E+00
4.9107E-01	6.3787E+00	2.0000E+00	3.2800E+00	115	1.5500E+01
5.2986E-01	4.8587E+00	2.1000E+00	2.6500E+00	1.6000E+01	1.7911E+00
5.7999E-01	4.1560E+00	75	2.1500E+00	2.2600E+00	1.6500E+01
5.8960E-01	4.4273E+00	2.2000E+00	2.6000E+00	1.7000E+01	1.7975E+00
35 5.9602E-01	7.0859E+00	2.2500E+00	3.0700E+00	1.7500E+01	1.7996E+00
6.1524E-01	4.5562E+00	2.3300E+00	2.2400E+00	120	1.8000E+01
6.1784E-01	4.8954E+00	2.4950E+00	3.1000E+00	1.8500E+01	1.8013E+00
6.4486E-01	3.4508E+00	80	2.9500E+00	2.2100E+00	1.9000E+01
7.0833E-01	3.0936E+00	3.0000E+00	2.2300E+00	1.9500E+01	1.8001E+00
40 7.4359E-01	4.4971E+00	3.0340E+00	2.3300E+00	2.0000E+01	1.7984E+00
7.6538E-01	4.0357E+00	3.1600E+00	2.0700E+00		
7.8237E-01	3.9933E+00	3.3000E+00	1.9500E+00		

*****INELASTIC TOTAL*****					
ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
1.0000E-01	0.0	1.8000E+00	1.1057E+00	65	7.3700E+00
1.1600E-01	0.0	1.9000E+00	1.1156E+00		8.0585E-01
1.2500E-01	2.0000E-01	35	2.0000E+00	1.1213E+00	8.1000E-01
1.5000E-01	6.0000E-01	2.5000E+00	1.1139E+00	7.6400E+00	8.1672E-01
5 2.0000E-01	1.2000E+00	2.9500E+00	1.0917E+00	7.6900E+00	8.1162E-01
2.0800E-01	1.5200E+00	3.0000E+00	1.0892E+00	70	7.7900E+00
2.4000E-01	3.1000E+00	3.1000E+00	1.0839E+00		8.0715E-01
2.5000E-01	3.5429E+00	40	3.2000E+00	1.0780E+00	7.9590E+00
2.7000E-01	4.4286E+00	3.3000E+00	1.0713E+00	7.9700E+00	7.9375E-01
10 2.7500E-01	4.2333E+00	3.5000E+00	1.0515E+00		8.0000E+00
3.0000E-01	3.3000E+00	3.8000E+00	9.9940E-01	75	8.1000E+00
3.5000E-01	2.7000E+00	4.0000E+00	9.5837E-01		8.2000E+00
4.0000E-01	3.0500E+00	45	4.5000E+00	8.9604E-01	7.8200E+00
4.2000E-01	3.2840E+00	5.0000E+00	8.7492E-01		7.7915E-01
15 4.5000E-01	3.0400E+00	5.5000E+00	8.8126E-01	80	8.4170E+00
5.0000E-01	2.6500E+00	6.0000E+00	8.3694E-01		7.5715E-01
5.5000E-01	2.3600E+00	6.0400E+00	8.0736E-01		8.4500E+00
6.0000E-01	2.1000E+00	50	6.0740E+00	8.1350E-01	7.5434E-01
6.5000E-01	2.0300E+00	6.1700E+00	8.3046E-01		8.5000E+00
20 7.0000E-01	1.8700E+00	6.2700E+00	8.6560E-01		8.5300E+00
8.0000E-01	1.5000E+00	6.3100E+00	8.6841E-01	85	8.6700E+00
9.0000E-01	1.2900E+00	6.4700E+00	8.6294E-01		8.6750E+00
1.0000E+00	1.1205E+00	55	6.5000E+00	8.6075E-01	8.7500E+00
1.4200E+00	1.0566E+00	6.5200E+00	8.5891E-01		8.8750E+00
25 1.4500E+00	1.0592E+00	6.5900E+00	8.4615E-01		8.9750E+00
1.5000E+00	1.0576E+00	6.8400E+00	8.4523E-01	90	9.0000E+00
1.5400E+00	1.0619E+00	6.9200E+00	8.3223E-01		9.5000E+00
1.5500E+00	1.0667E+00	60	6.9400E+00	8.3029E-01	1.0000E+01
1.6000E+00	1.0758E+00	7.0000E+00	8.2714E-01		1.0500E+01
30 1.6400E+00	1.0805E+00	7.1400E+00	8.1534E-01	95	1.1000E+01
1.6500E+00	1.0828E+00	7.1900E+00	8.2315E-01		1.0980E+01
1.7000E+00	1.0915E+00	7.2700E+00	8.4454E-01		1.1500E+01

## EVALUATED NEUTRON CROSS SECTION FOR F-19

ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
1.2000E+01	6.0101E-01	1.5000E+01	4.5304E-01	1.8000E+01	3.5584E-01
1.2500E+01	5.7349E-01	1.5500E+01	4.3379E-01	1.8500E+01	3.4319E-01
1.3000E+01	5.4632E-01	1.6000E+01	4.1596E-01	1.9000E+01	3.3136E-01
100 1.3500E+01	5.2073E-01	1.6500E+01	3.9936E-01	1.9500E+01	3.2012E-01
1.4000E+01	4.9643E-01	1.7000E+01	3.8375E-01	2.0000E+01	3.0952E-01
1.4500E+01	4.7397E-01	1.7500E+01	3.6937E-01		

\*\*\*\*\* INELA. 1ST \*\*\*\*\*

ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
1.1600E-01	0.0	15 7.0000E+01	6.2000E-01	1.9000E+00	3.0235E-01
1.2500E-01	2.0000E-01	8.0000E-01	5.0000E-01	30 2.0000E+00	2.8245E-01
1.5000E-01	6.0000E-01	9.0000E-01	4.9000E-01	2.5000E+00	2.2211E-01
2.0000E-01	1.2000E+00	1.0000E+00	4.8293E-01	2.9500E+00	1.9479E-01
5 2.5000E-01	3.2000E+00	1.4200E+00	4.4491E-01	3.0000E+00	1.9237E-01
2.7000E-01	4.0000E+00	20 1.4500E+00	4.4018E-01	3.1000E+00	1.8772E-01
3.0000E-01	2.7000E+00	1.5000E+00	4.3205E-01	35 3.2000E+00	1.8324E-01
3.5000E-01	1.6500E+00	1.5400E+00	4.2290E-01	3.3000E+00	1.7882E-01
4.0000E-01	1.1500E+00	1.5500E+00	4.1896E-01	3.5000E+00	1.6957E-01
10 4.5000E-01	8.6000E-01	1.6000E+00	4.0288E-01	3.8000E+00	1.5328E-01
5.0000E-01	7.0000E-01	25 1.6400E+00	3.8780E-01	4.0000E+00	1.4222E-01
5.5000E-01	6.1000E-01	1.6500E+00	3.8200E-01	40 4.5000E+00	1.1945E-01
6.0000E-01	5.5000E-01	1.7000E+00	3.6141E-01	5.0000E+00	9.3916E-02
6.5000E-01	6.3000E-01	1.8000E+00	3.2907E-01	5.5000E+00	7.7872E-02

\*\*\*\*\* INELA. 2ND \*\*\*\*\*

ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
2.0800E-01	0.0	9.0000E-01	8.0000E-01	2.0000E+00	3.8644E-01
2.4000E-01	3.0000E-01	15 1.0000E+00	6.3758E-01	2.5000E+00	3.2030E-01
2.7500E-01	4.5000E-01	1.4200E+00	6.0250E-01	2.9500E+00	2.9775E-01
3.0000E-01	6.0000E-01	1.4500E+00	5.8766E-01	30 3.0000E+00	2.9481E-01
5 3.5000E-01	1.0500E+00	1.5000E+00	5.7214E-01	3.1000E+00	2.8855E-01
4.0000E-01	1.9000E+00	1.5400E+00	5.5473E-01	3.2000E+00	2.8248E-01
4.2000E-01	2.2500E+00	20 1.5500E+00	5.4673E-01	3.3000E+00	2.7688E-01
4.5000E-01	2.1800E+00	1.6000E+00	5.2204E-01	3.5000E+00	2.6628E-01
5.0000E-01	1.9500E+00	1.6400E+00	5.0581E-01	35 3.8000E+00	2.4911E-01
10 5.5000E-01	1.7500E+00	1.6500E+00	5.0099E-01	4.0000E+00	2.3769E-01
6.0000E-01	1.5500E+00	1.7000E+00	4.7950E-01	4.5000E+00	2.0163E-01
7.0000E-01	1.2500E+00	25 1.8000E+00	4.4195E-01	5.0000E+00	1.6720E-01
8.0000E-01	1.0000E+00	1.9000E+00	4.1116E-01	5.5000E+00	1.4166E-01

\*\*\*\*\* INELA. 3RD \*\*\*\*\*

ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
1.4172E+00	0.0	10 1.7000E+00	1.0692E-01	3.3000E+00	1.8460E-01
1.4200E+00	9.1666E-03	1.8000E+00	1.2180E-01	20 3.5000E+00	1.8383E-01
1.4500E+00	3.1380E-02	1.9000E+00	1.3261E-01	3.8000E+00	1.7677E-01
1.5000E+00	5.3383E-02	2.0000E+00	1.4085E-01	4.0000E+00	1.7059E-01
5 1.5400E+00	6.7786E-02	2.5000E+00	1.6602E-01	4.5000E+00	1.5022E-01
1.5500E+00	7.0720E-02	15 2.9500E+00	1.8046E-01	5.0000E+00	1.2913E-01
1.6000E+00	8.5459E-02	3.0000E+00	1.8147E-01	25 5.5000E+00	1.1281E-01
1.6400E+00	9.5556E-02	3.1000E+00	1.8300E-01		
1.6500E+00	9.7470E-02	3.2000E+00	1.8404E-01		

\*\*\*\*\* INELA. 4TH \*\*\*\*\*

ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
1.5360E+00	0.0	1.9000E+00	1.5447E-01	3.5000E+00	1.9871E-01
1.5400E+00	1.6525E-02	10 2.0000E+00	1.6817E-01	3.8000E+00	1.8663E-01
1.5500E+00	3.0306E-02	2.5000E+00	1.9784E-01	4.0000E+00	1.7895E-01
1.6000E+00	6.5460E-02	2.9500E+00	2.0424E-01	20 4.5000E+00	1.5061E-01
5 1.6400E+00	8.5039E-02	3.0000E+00	2.0437E-01	5.0000E+00	1.2714E-01
1.6500E+00	8.9175E-02	3.1000E+00	2.0428E-01	5.5000E+00	1.0900E-01
1.7000E+00	1.0758E-01	15 3.2000E+00	2.0373E-01		
1.8000E+00	1.3520E-01	3.3000E+00	2.0270E-01		

## EVALUATED NEUTRON CROSS SECTION FOR F-19

\*\*\*\*\* INELA, 5TH \*\*\*\*\*

ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
1.6370E+00	0.0	2.5000E+00	2.0762E-01	15 3.8000E+00	1.9155E-01
1.6400E+00	6.3479E-03	2.9500E+00	2.1362E-01	4.0000E+00	1.8277E-01
1.6500E+00	1.3129E-02	10 3.0000E+00	2.1319E-01	4.5000E+00	1.5510E-01
1.7000E+00	3.6054E-02	3.1000E+00	2.1190E-01	5.0000E+00	1.2881E-01
5 1.8000E+00	7.7713E-02	3.2000E+00	2.1020E-01	5.5000E+00	1.0930E-01
1.9000E+00	1.1414E-01	3.3000E+00	2.0815E-01		
2.0000E+00	1.4341E-01	3.5000E+00	2.0292E-01		

\*\*\*\*\* INELA, 6TH \*\*\*\*\*

ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
2.9274E+00	0.0	5 3.2000E+00	1.4336E-02	4.0000E+00	4.8143E-02
2.9500E+00	8.6968E-04	3.3000E+00	2.0112E-02	10 4.5000E+00	5.1997E-02
3.0000E+00	2.9536E-03	3.5000E+00	3.0198E-02	5.0000E+00	4.9936E-02
3.1000E+00	8.4228E-03	3.8000E+00	4.2061E-02	5.5000E+00	4.6837E-02

\*\*\*\*\* (N,2N) \*\*\*\*\*

ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
1.0980E+01	0.0	1.4500E+01	5.0260E-02	15 1.8000E+01	8.2770E-02
1.1500E+01	3.0000E-03	1.5000E+01	5.6890E-02	1.8500E+01	8.5320E-02
1.2000E+01	9.6700E-03	10 1.5500E+01	6.2750E-02	1.9000E+01	8.7530E-02
1.2500E+01	1.7680E-02	1.6000E+01	6.7930E-02	1.9500E+01	8.9430E-02
5 1.3000E+01	2.6420E-02	1.6500E+01	7.2440E-02	2.0000E+01	9.1080E-02
1.3500E+01	3.4880E-02	1.7000E+01	7.6390E-02		
1.4000E+01	4.2940E-02	1.7500E+01	7.9800E-02		

\*\*\*\*\* (N,A) \*\*\*\*\*

ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
3.0000E+00	0.0	7.4400E+00	1.3700E-01	35 1.3000E+01	2.3410E-02
3.4500E+00	7.5000E-03	7.6400E+00	1.0100E-01	1.3500E+01	2.2240E-02
3.8800E+00	4.3000E-02	20 7.8200E+00	9.5600E-02	1.4000E+01	2.1340E-02
4.3200E+00	1.0300E-01	7.9700E+00	1.0530E-01	1.4500E+01	2.0650E-02
5 4.5000E+00	7.8000E-02	8.1000E+00	9.1800E-02	1.5000E+01	2.0120E-02
4.7800E+00	1.1100E-01	8.2000E+00	9.0700E-02	40 1.5500E+01	1.9700E-02
5.0000E+00	8.3000E-02	8.3100E+00	9.7200E-02	1.6000E+01	1.9370E-02
5.6400E+00	2.0500E-01	25 8.4800E+00	9.4700E-02	1.6500E+01	1.9110E-02
5.8200E+00	2.0000E-01	8.6700E+00	1.0180E-01	1.7000E+01	1.8910E-02
10 5.8400E+00	2.1400E-01	9.0000E+00	6.9310E-02	1.7500E+01	1.8740E-02
5.9700E+00	1.6300E-01	9.5000E+00	5.5810E-02	45 1.8000E+01	1.8610E-02
6.0400E+00	2.0700E-01	1.0000E+01	4.5900E-02	1.8500E+01	1.8500E-02
6.2700E+00	1.4000E-01	30 1.0500E+01	3.8740E-02	1.9000E+01	1.8410E-02
6.4700E+00	1.3800E-01	1.1000E+01	3.3560E-02	1.9500E+01	1.8340E-02
15 6.9200E+00	1.5100E-01	1.1500E+01	2.9790E-02	2.0000E+01	1.8290E-02
7.1400E+00	1.4300E-01	1.2000E+01	2.7020E-02		
7.2700E+00	1.0700E-01	1.2500E+01	2.4960E-02		

\*\*\*\*\* (N,P) \*\*\*\*\*

ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
4.2500E+00	0.0	7.3700E+00	3.2600E-02	1.2000E+01	2.0070E-02
4.9500E+00	2.1800E-03	20 7.6900E+00	4.5800E-02	1.2500E+01	1.8040E-02
5.0300E+00	8.0000E-03	7.7900E+00	4.4200E-02	1.3000E+01	1.6550E-02
5.1100E+00	3.5600E-03	7.9700E+00	3.2400E-02	40 1.3500E+01	1.5460E-02
5 5.1800E+00	1.0500E-02	8.2300E+00	3.6100E-02	1.4000E+01	1.4660E-02
5.2600E+00	2.4000E-03	8.3500E+00	4.2100E-02	1.4500E+01	1.4070E-02
5.3300E+00	2.1300E-03	25 8.4500E+00	3.6000E-02	1.5000E+01	1.3630E-02
5.4100E+00	2.5600E-03	8.5300E+00	3.6000E-02	1.5500E+01	1.3300E-02
5.6100E+00	6.6300E-03	8.6750E+00	4.2700E-02	45 1.6000E+01	1.3050E-02
10 5.8800E+00	2.2600E-02	8.7500E+00	3.9300E-02	1.6500E+01	1.2860E-02
5.9900E+00	1.6900E-02	8.8750E+00	4.5600E-02	1.7000E+01	1.2710E-02
6.1700E+00	3.4200E-02	30 8.9750E+00	4.2500E-02	1.7500E+01	1.2600E-02
6.3100E+00	2.3200E-02	9.0000E+00	3.7720E-02	1.8000E+01	1.2520E-02
6.5200E+00	2.8800E-02	9.5000E+00	3.6760E-02	50 1.8500E+01	1.2450E-02
15 6.5900E+00	3.6700E-02	1.0000E+01	3.4430E-02	1.9000E+01	1.2400E-02
6.8400E+00	2.1000E-02	1.0500E+01	3.0650E-02	1.9500E+01	1.2360E-02
6.9400E+00	3.0600E-02	35 1.1000E+01	2.6450E-02	2.0000E+01	1.2330E-02
7.1900E+00	4.3400E-02	1.1500E+01	2.2840E-02		

## EVALUATED NEUTRON CROSS SECTION FOR F-19

*****		(N,D)		*****	
ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
6.0740E+00	0.0	8.5000E+00	3.3020E-02	1.1000E+01	3.9480E-02
6.5000E+00	1.5600E-03	9.0000E+00	3.7300E-02	1.1500E+01	3.9490E-02
7.0000E+00	4.7600E-03	9.5000E+00	3.8820E-02	1.2000E+01	3.9500E-02
7.5000E+00	1.2400E-02	1.0000E+01	3.9290E-02	2.0000E+01	3.9500E-02
5 8.0000E+00	2.3870E-02	10 1.0500E+01	3.9440E-02		
*****		(N,T)		*****	
ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
7.9590E+00	0.0	1.0000E+01	1.0030E-02	1.2500E+01	1.4980E-02
8.0000E+00	2.4000E-04	1.0500E+01	1.3060E-02	1.3000E+01	1.4990E-02
8.5000E+00	7.7000E-04	1.1000E+01	1.4360E-02	1.3500E+01	1.5000E-02
9.0000E+00	2.3000E-03	1.1500E+01	1.4800E-02	2.0000E+01	1.5000E-02
5 9.5000E+00	5.6500E-03	10 1.2000E+01	1.4940E-02		
*****		(N,AN)+(N,NA)		*****	
ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
4.2260E+00	0.0	9.5000E+00	1.5970E-01	1.5000E+01	2.1900E-01
4.5000E+00	3.0000E-04	1.0000E+01	1.7360E-01	1.5500E+01	2.2000E-01
5.0000E+00	2.5000E-03	1.0500E+01	1.8450E-01	25 1.6000E+01	2.2070E-01
5.5000E+00	7.7000E-03	15 1.1000E+01	1.9300E-01	1.6500E+01	2.2140E-01
5 6.0000E+00	1.6700E-02	1.1500E+01	1.9960E-01	1.7000E+01	2.2190E-01
6.5000E+00	2.9700E-02	1.2000E+01	2.0470E-01	1.7500E+01	2.2230E-01
7.0000E+00	4.7400E-02	1.2500E+01	2.0870E-01	1.8000E+01	2.2260E-01
7.5000E+00	7.0000E-02	1.3000E+01	2.1190E-01	30 1.8500E+01	2.2290E-01
8.0000E+00	9.5300E-02	20 1.3500E+01	2.1430E-01	1.9000E+01	2.2310E-01
10 8.5000E+00	1.2020E-01	1.4000E+01	2.1630E-01	1.9500E+01	2.2330E-01
9.0000E+00	1.4190E-01	1.4500E+01	2.1780E-01	2.0000E+01	2.2340E-01
*****		(N,PN)+(N,NP)		*****	
ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
8.4170E+00	0.0	1.2500E+01	5.1600E-02	1.6500E+01	9.0400E-02
9.0000E+00	4.0000E-04	10 1.3000E+01	5.9800E-02	1.7000E+01	9.2400E-02
9.5000E+00	1.8000E-03	1.3500E+01	6.6800E-02	1.7500E+01	9.3900E-02
1.0000E+01	5.6000E-03	1.4000E+01	7.2800E-02	20 1.8000E+01	9.5200E-02
5 1.0500E+01	1.2400E-02	1.4500E+01	7.7800E-02	1.8500E+01	9.6200E-02
1.1000E+01	2.1600E-02	1.5000E+01	8.2000E-02	1.9000E+01	9.7000E-02
1.1500E+01	3.2100E-02	15 1.5500E+01	8.5400E-02	1.9500E+01	9.7700E-02
1.2000E+01	4.2200E-02	1.6000E+01	8.8200E-02	2.0000E+01	9.8300E-02
*****		(N,G)		*****	
ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
1.0000E-01	4.4000E-03	5.2200E-01	1.7000E-04	45 1.9000E+00	6.9646E-05
1.2100E-01	1.3000E-03	5.6200E-01	2.0000E-04	2.0000E+00	6.7882E-05
1.4000E-01	5.0000E-04	25 5.7700E-01	2.2500E-04	3.0000E+00	5.5426E-05
1.6100E-01	2.5000E-04	6.0000E-01	1.8000E-03	4.0000E+00	4.8000E-05
5 1.7700E-01	5.7000E-04	6.0500E-01	8.7500E-04	5.0000E+00	4.2933E-05
2.0000E-01	3.8000E-04	6.4000E-01	3.8300E-04	50 6.0000E+00	3.9192E-05
2.2500E-01	4.1000E-04	7.0500E-01	1.7500E-04	7.0000E+00	3.6285E-05
2.5000E-01	5.0000E-04	30 7.6000E-01	1.1000E-04	8.0000E+00	3.3941E-05
2.7000E-01	1.4000E-03	8.1800E-01	1.6000E-04	9.0000E+00	3.2000E-05
10 2.9300E-01	6.4000E-04	8.6500E-01	1.1000E-04	1.0000E+01	3.0358E-05
3.0000E-01	4.9000E-04	8.8500E-01	1.8500E-04	55 1.1000E+01	2.8945E-05
3.0800E-01	7.2000E-04	9.5000E-01	6.0000E-05	1.2000E+01	2.7713E-05
3.3000E-01	3.7000E-04	35 1.0430E+00	7.5000E-05	1.3000E+01	2.6626E-05
3.5000E-01	2.4500E-04	1.1250E+00	9.0000E-05	1.4000E+01	2.5657E-05
15 3.7400E-01	3.6000E-04	1.1900E+00	1.0000E-04	1.5000E+01	2.4787E-05
3.8800E-01	9.6000E-04	1.2900E+00	2.7000E-04	60 1.6000E+01	2.4000E-05
4.0400E-01	3.8000E-04	1.3700E+00	1.0000E-04	1.7000E+01	2.3283E-05
4.1800E-01	3.2000E-04	40 1.4380E+00	8.0000E-05	1.8000E+01	2.2627E-05
4.2500E-01	3.1000E-04	1.5400E+00	8.0000E-05	1.9000E+01	2.2024E-05
20 4.5600E-01	1.8000E-04	1.6350E+00	7.0000E-05	2.0000E+01	2.1466E-05
4.9400E-01	1.8000E-04	1.7800E+00	6.0000E-05		
5.0000E-01	3.0000E-04	1.8700E+00	7.0000E-05		

## EVALUATED NEUTRON CROSS SECTION FOR F-19

*****		ELASTIC		*****	
ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
1.0000E-01	2.1996E+01	6.1784E-01	2.8197E+00	3.0000E+00	1.1407E+00
1.0500E-01	1.4996E+01	6.4000E-01	1.6663E+00	3.0340E+00	1.2420E+00
1.1000E-01	9.9971E+00	6.4486E-01	1.4132E+00	145 3.1000E+00	1.1082E+00
1.1500E-01	7.9976E+00	75 6.5000E-01	1.3915E+00	3.1600E+00	9.8692E-01
5 1.1600E-01	7.7980E+00	7.0000E-01	1.2703E+00	3.2000E+00	9.5433E-01
1.2000E-01	6.9097E+00	7.0500E-01	1.2607E+00	3.3000E+00	8.7365E-01
1.2100E-01	6.7376E+00	7.0833E-01	1.2542E+00	3.4500E+00	1.0960E+00
1.2500E-01	6.0489E+00	7.4359E-01	2.7883E+00	150 3.5000E+00	9.8432E-01
1.3000E-01	5.2191E+00	80 7.6000E-01	2.5015E+00	3.5300E+00	9.1955E-01
10 1.3500E-01	4.6393E+00	7.6538E-01	2.4075E+00	3.6000E+00	1.0459E+00
1.4000E-01	4.3595E+00	7.8237E-01	2.4279E+00	3.6900E+00	7.9413E-01
1.5000E-01	3.7996E+00	7.9726E-01	3.1694E+00	3.7600E+00	8.7051E-01
1.6000E-01	3.2797E+00	8.0000E-01	3.0947E+00	155 3.8000E+00	8.5490E-01
1.6100E-01	3.2678E+00	85 8.1701E-01	2.6040E+00	3.8800E+00	8.2619E-01
15 1.7700E-01	3.0754E+00	8.1800E-01	2.5837E+00	4.0000E+00	7.7666E-01
1.8000E-01	3.0395E+00	8.2833E-01	2.3726E+00	4.0300E+00	7.6187E-01
2.0000E-01	2.8431E+00	8.4382E-01	2.5036E+00	4.2200E+00	9.4964E-01
2.0300E-01	2.7296E+00	8.5132E-01	4.1623E+00	160 4.2260E+00	9.6057E-01
2.0800E-01	2.8950E+00	90 8.6500E-01	2.4487E+00	4.2500E+00	1.0043E+00
20 2.1600E-01	3.0846E+00	8.6736E-01	2.1530E+00	4.2800E+00	1.0588E+00
2.2500E-01	3.2734E+00	8.8500E-01	2.3404E+00	4.3200E+00	1.0458E+00
2.4000E-01	3.5881E+00	9.0000E-01	2.4998E+00	4.4100E+00	1.0415E+00
2.4400E-01	3.6924E+00	9.0482E-01	2.5490E+00	165 4.5000E+00	1.1023E+00
2.5000E-01	4.1666E+00	95 9.2777E-01	3.2827E+00	4.5300E+00	1.1123E+00
25 2.5300E-01	4.4037E+00	9.5000E-01	2.6660E+00	4.7000E+00	8.7821E-01
2.6000E-01	3.5733E+00	9.6982E-01	2.1161E+00	4.7800E+00	8.6356E-01
2.7000E-01	6.2300E+00	1.0000E+00	2.0085E+00	4.9000E+00	8.7100E-01
2.7300E-01	9.5473E+00	1.0212E+00	1.9001E+00	170 4.9500E+00	7.7067E-01
2.7500E-01	8.1485E+00	100 1.0305E+00	2.0249E+00	4.9510E+00	7.6659E-01
30 2.7950E-01	4.9936E+00	1.0430E+00	1.8397E+00	5.0000E+00	7.8367E-01
2.8600E-01	6.2965E+00	1.0433E+00	1.8353E+00	5.0300E+00	7.8153E-01
2.9100E-01	5.0633E+00	1.0714E+00	1.9444E+00	5.1100E+00	7.8609E-01
2.9300E-01	5.0798E+00	1.0815E+00	2.2430E+00	175 5.1800E+00	7.7926E-01
2.9650E-01	5.1086E+00	105 1.0915E+00	2.1416E+00	5.2600E+00	7.8748E-01
35 3.0000E-01	5.2243E+00	1.1062E+00	3.0339E+00	5.3300E+00	7.8786E-01
3.0800E-01	5.2854E+00	1.1236E+00	2.1631E+00	5.4100E+00	7.8755E-01
3.3000E-01	5.4543E+00	1.1250E+00	2.1521E+00	5.5000E+00	7.8585E-01
3.5000E-01	5.6077E+00	1.1690E+00	1.8051E+00	180 5.6670E+00	8.2791E-01
3.7400E-01	5.3355E+00	110 1.1900E+00	2.5196E+00	6.0000E+00	7.3557E-01
40 3.7500E-01	5.3241E+00	1.2000E+00	2.8598E+00	6.5000E+00	5.7302E-01
3.7974E-01	4.9600E+00	1.2500E+00	3.1173E+00	6.7600E+00	4.9031E-01
3.8489E-01	6.7935E+00	1.2900E+00	2.8433E+00	7.0000E+00	5.8537E-01
3.8800E-01	5.7931E+00	1.3000E+00	2.7749E+00	185 7.4230E+00	7.5851E-01
3.9019E-01	5.0886E+00	115 1.3500E+00	2.4326E+00	7.5000E+00	7.5074E-01
45 4.0000E-01	4.4734E+00	1.3700E+00	2.3157E+00	8.0000E+00	7.0442E-01
4.0400E-01	4.2036E+00	1.4000E+00	2.1403E+00	8.5000E+00	6.6020E-01
4.0799E-01	3.9345E+00	1.4200E+00	2.1433E+00	9.0000E+00	6.7140E-01
4.1424E-01	4.3962E+00	1.4380E+00	2.1418E+00	190 9.5000E+00	6.8540E-01
4.1800E-01	7.5525E+00	120 1.4500E+00	2.1407E+00	1.0000E+01	7.0150E-01
50 4.1934E-01	8.6774E+00	1.5000E+00	2.2423E+00	1.0500E+01	7.1893E-01
4.2000E-01	8.2978E+00	1.5400E+00	2.3780E+00	1.1000E+01	7.3728E-01
4.2500E-01	5.5215E+00	1.5500E+00	2.4082E+00	1.1500E+01	7.5620E-01
4.2647E-01	4.7052E+00	1.6000E+00	2.5741E+00	195 1.2000E+01	7.7536E-01
4.3600E-01	3.3193E+00	125 1.6350E+00	2.4125E+00	1.2500E+01	7.9432E-01
55 4.5000E-01	2.7402E+00	1.6400E+00	2.3694E+00	1.3000E+01	8.1306E-01
4.5600E-01	2.4900E+00	1.6500E+00	2.3421E+00	1.3500E+01	8.3136E-01
4.7903E-01	1.5296E+00	1.7000E+00	2.1084E+00	1.4000E+01	8.4900E-01
4.9107E-01	3.6589E+00	1.7500E+00	1.9013E+00	200 1.4500E+01	8.6582E-01
4.9400E-01	3.5669E+00	130 1.7800E+00	1.7771E+00	1.5000E+01	8.8200E-01
60 5.0000E-01	3.3785E+00	1.8000E+00	1.6942E+00	1.5500E+01	8.9704E-01
5.2200E-01	2.6441E+00	1.8700E+00	1.7363E+00	1.6000E+01	9.1137E-01
5.2986E-01	2.3817E+00	1.9000E+00	1.7543E+00	1.6500E+01	9.2461E-01
5.5000E-01	2.2162E+00	2.0000E+00	2.1586E+00	205 1.7000E+01	9.3692E-01
5.6200E-01	2.1104E+00	135 2.1000E+00	1.5301E+00	1.7500E+01	9.4837E-01
65 5.7700E-01	1.9781E+00	2.1500E+00	1.1409E+00	1.8000E+01	9.5874E-01
5.7999E-01	1.9515E+00	2.2000E+00	1.4816E+00	1.8500E+01	9.6822E-01
5.8960E-01	2.2721E+00	2.2500E+00	1.9523E+00	1.9000E+01	9.7668E-01
5.9602E-01	4.9637E+00	2.3300E+00	1.1235E+00	210 1.9500E+01	9.8433E-01
6.0000E-01	4.4603E+00	140 2.4950E+00	1.9860E+00	2.0000E+01	9.9096E-01
70 6.0500E-01	3.8101E+00	2.5000E+00	1.9763E+00		
6.1524E-01	2.4768E+00	2.9500E+00	1.1182E+00		

## EVALUATED NEUTRON CROSS SECTION FOR F-19

\*\*\*\*\* NON ELASTIC \*\*\*\*\*

ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)	ENERGY(MEV)	SIGMA(BARN)
1.0000E-01	4.4000E-03	8.0000E-01	1.5001E+00	85	4.5000E+00
1.1600E-01	2.0381E-03	8.1800E-01	1.4624E+00		9.7516E-01
1.2100E-01	1.1241E-01	45	8.6500E-01	1.3636E+00	9.9844E-01
1.2500E-01	2.0113E-01		8.8500E-01	1.3217E+00	9.7090E-01
1.4000E-01	4.4050E-01		9.0000E-01	1.2902E+00	9.6628E-01
1.5000E-01	6.0038E-01		9.5000E-01	1.2053E+00	9.7487E-01
1.6100E-01	7.3225E-01		1.0000E+00	1.1206E+00	9.8753E-01
1.7700E-01	9.2457E-01	50	1.0430E+00	1.1140E+00	1.0094E+00
2.0000E-01	1.2004E+00		1.1250E+00	1.1016E+00	1.0184E+00
10 2.0800E-01	1.5204E+00		1.1900E+00	1.0917E+00	1.0331E+00
2.2500E-01	2.3598E+00		1.2900E+00	1.0767E+00	1.0506E+00
2.4000E-01	3.1005E+00		1.3700E+00	1.0643E+00	1.0590E+00
2.5000E-01	3.5434E+00	55	1.4200E+00	1.0567E+00	1.0611E+00
2.7000E-01	4.4300E+00		1.4380E+00	1.0582E+00	
15 2.7500E-01	4.2346E+00		1.4500E+00	1.0593E+00	1.0566E+00
2.9300E-01	3.5620E+00		1.5000E+00	1.0577E+00	1.0480E+00
3.0000E-01	3.3005E+00		1.5400E+00	1.0620E+00	1.0373E+00
3.0800E-01	3.2047E+00	60	1.5500E+00	1.0668E+00	1.0257E+00
3.3000E-01	2.9404E+00		1.6000E+00	1.0759E+00	1.0139E+00
20 3.5000E-01	2.7002E+00		1.6350E+00	1.0800E+00	1.0023E+00
3.7400E-01	2.8684E+00		1.6400E+00	1.0806E+00	1.0000E+01
3.8800E-01	2.9670E+00		1.6500E+00	1.0829E+00	9.9107E-01
4.0000E-01	3.0505E+00	65	1.7000E+00	1.0916E+00	9.8012E-01
4.0400E-01	3.0972E+00		1.7800E+00	1.1029E+00	9.6950E-01
25 4.1800E-01	3.2609E+00		1.8000E+00	1.1058E+00	9.5914E-01
4.2000E-01	3.2843E+00		1.8700E+00	1.1127E+00	9.4898E-01
4.2500E-01	3.2436E+00		1.9000E+00	1.1157E+00	9.3892E-01
4.5000E-01	3.0402E+00	70	2.0000E+00	1.1214E+00	9.2894E-01
4.5600E-01	2.9934E+00		2.5000E+00	1.1140E+00	9.0908E-01
30 4.9400E-01	2.6970E+00		2.9500E+00	1.0918E+00	8.9920E-01
5.0000E-01	2.6503E+00		3.0000E+00	1.0893E+00	8.8946E-01
5.2200E-01	2.5226E+00		3.1000E+00	1.0856E+00	8.7973E-01
5.5000E-01	2.3602E+00	75	3.2000E+00	1.0814E+00	8.7009E-01
5.6200E-01	2.2978E+00		3.3000E+00	1.0764E+00	8.6058E-01
35 5.7700E-01	2.2196E+00		3.4500E+00	1.0640E+00	8.5123E-01
6.0000E-01	2.1018E+00		3.5000E+00	1.0632E+00	8.4206E-01
6.0500E-01	2.0939E+00		3.8000E+00	1.0358E+00	8.3308E-01
6.4000E-01	2.0444E+00	80	3.8800E+00	1.0260E+00	8.2432E-01
6.5000E-01	2.0304E+00		4.0000E+00	1.0178E+00	8.1577E-01
40 7.0000E-01	1.8702E+00		4.2260E+00	1.0204E+00	8.0000E+01
7.0500E-01	1.8517E+00		4.2500E+00	1.0207E+00	8.0744E-01
7.6000E-01	1.6481E+00		4.3200E+00	1.0218E+00	

## References

- [50Be] Beghian, L.E., Grace, M.A., Preston, G. and Halban, H.: Phys. Rev. 77, 286 (1950)
- [50Bo] Bockelman, C.K.: Phys. Rev. 80, 1011 (1950)
- [51Gr] Grace, M.A., Beghian, L.E., Preston, G. and Halban, H.: Phys. Rev. 82, 969 (1951)
- [52Co] Coon, J.H., Graves, E.R. and Barshall, H.H.: Phys. Rev. 88, 562 (1952)
- [53Da] Day, R.B. and Henkel, R.L.: Phys. Rev. 92, 358 (1953)
- [53Pa] Paul, E.B. and Clarke, R.L.: Can. J. Phys. 31, 267 (1953)
- [54Ne] Nereson, N. and Darden, S.: Phys. Rev. 94, 1678 (1954)
- [55Ma] Marion, J.B. and Brugger, R.M.: Phys. Rev. 100, 69 (1955)
- [56Be] Becker, R.L. and Barschall, H.H.: Phys. Rev. 102, 1384 (1956)
- [56Da] Day, R.B.: Phys. Rev. 102, 767 (1956)
- [56Ne] Newton, T.D.: Can. J. Phys. 34, 804 (1956)
- [57Bo] Bondelid, R.O., Dunning, K.L. and Talbott, F.L.: Phys. Rev. 105, 193 (1957)
- [57Fr] Freeman, J.M.: Phil. Mag. 2, 628 (1957)
- [57Ma] MacGregor, M.H., Ball, W.P. and Booth, R.: Phys. Rev. 108, 726 (1957)
- [57Ne] Newson, H.W.: Communication from CCDN; data of 1957.
- [58As] Ashby, V.J., Catron, H.C., Newkirk, L.L. and Taylor, C.J.: Phys. Rev. 111, 616 (1958)
- [58Br] Bratenahl, A., Peterson, J.M. and Stoering, J.P.: Phys. Rev. 110, 927 (1958)
- [58Ma] MacGregor, M.H.: 58 Paris Intern. Cong. of Nuclear Physics 609 (1958)
- [58Wi] Wills, J.E.Jr., Bair, J.K., Cohn, H.O. and Willard, H.B.: Phys. Rev. 109, 891 (1958)
- [59Bi] Bilpuch, E.G.: Communication from CCDN; data of 1959.

- [59Ga] Gabbard, F., Davis, R.H. and Bonner, T.W.: Phys. Rev. 114, 201 (1959)
- [60Bu] Bullock, R.E. and Moore, R.G.Jr.: Phys. Rev. 119, 721 (1960)
- [60Da] Day, R.B. and Walt, M.: Phys. Rev. 117, 1330 (1960)
- [60Mc] McCrary, J.H. and Morgan, I.L.: Bull. Am. Phys. Soc., Ser.II, 5, 246 (1960)
- [60Pe] Peterson, J.M., Bratenhal, A. and Stoering, J.P.: Phys. Rev. 120, 521 (1960)
- [60Sm] Smith, D.M., Bostrom, N.A. and Hudspeth, E.L.: Phys. Rev. 117, 514 (1960)
- [60Ts] Tsukada, K. and Fuse, T.: J. Phys. Soc. Japan 15, 1994 (1960)
- [61Br] Brill, O.D., Vlasoc, N.A., Kalinin, S.P. and Sokolov, L.S.: Soviet Phys. 6, 24 (1961)
- [61Da] Davis, E.A., Gabbard, F., Bonner, T.W. and Bass, R.: Nucl. Phys. 27, 448, (1961)
- [61Ne] Newson, H.W., Bilpuch, E.G., Karriker, F.P., Weston, L.W., Patterson, J.R. and Bowman, C.D.: Ann. Phys. 14, 365 (1961)
- [61Ra] Rayburn, L.A.: Phys. Rev. 122, 168 (1961)
- [62Ce] Cevolani, M. and Petralia, S.: Nuovo Cimento 26, 1328 (1962)
- [62Ka] Kantele, J. and Gardner, D.G.: Nucl. Phys. 35, 353 (1962)
- [62Ra] Rayburn, L.A.: Bull. Am. Phys. Soc. 7, 335 (1962)
- [64Ab] Abdelmalek, N.N. and Stavinsky, V.S.: Nucl. Phys. 58, 601 (1964)
- [64Am] Ambrosino, G. and Sorriaux, A.: CEA-2399 (1964)
- [64El] Elwyn, A.J., Monahan, J.E., Lane, R.O. and Langsdorf, A.Jr.: Nucl. Phys. 59, 113 (1964)
- [64Ga] Gardner, D.G. and Yu, Y.: Nucl. Phys. 60, 49 (1964)
- [64Hi] Hibdon, C.T.: Phys. Rev. 133B, 353 (1964)

- [65Bo] Bormann, M., Fretwurst, E., Schenka, P., Wrege, G., Buttner, H., Lindner, A. and Meldner, H.: Nucl. Phys. 63, 438 (1965)
- [65Na] Nagel, W. and Aten, A.H.W.Jr.: Physica 31, 1091 (1965)
- [65Pe] Pearlstein, S.: Nucl. Sci. Eng. 23, 238 (1965)
- [65Pi] Picard, J. and Williamson, C.F.: Nucl. Phys. 63, 673 (1965)
- [65So] Sorriaux, A.: Comptes Rendus 260, 3045 (1965)
- [66Ba] Bass, R., Haug, P., Kruger, K. and Staginnus, B.: EANDC(E)66-64 (1966)
- [66Bo] Bonazzola, G.C., Chiavassa, E. and Bressani, T.: Nucl. Phys. 86, 378 (1966)
- [66Ch] Chatterjee, A., Mitra, B. and Ghose, A.M.: Nucl. Phys. Solid State Phys. Symp. (1966), cited in reference [69Cr].
- [66Cs] Csikai, J.: Atomki Kozlemenyek 8, 79 (1966)
- [66Kn] Knellwolf, T. and Rossel, J.: Helv. Phys. Acta 39, 376 (1966)
- [66Mi] Mitra, B. and Ghose, A.M.: Nucl. Phys. 83, 157 (1966)
- [66Pr] Prasad, R., Sarker, D.C. and Khurana, C.S.: Nucl. Phys. 85, 476 (1966)
- [67Ca] Cabe, J.: CEA-R 3279 (1967)
- [67Cs] Csikai, J. and Nagy, S.: Nucl. Phys. A91, 222 (1967)
- [67Ga] Gardner, D.G. and Rosenblum, S.: Nucl. Phys. A96, 121 (1967)
- [67Me] Menlove, H.O., Coop, K.L., Grench, H.A. and Sher, R.: Phys. Rev. 163, 1308 (1967)
- [67Mo] Monahan, J.E. and Elwyn, A.J.: Phys. Rev. 153, 1148 (1967)
- [67Pa] Pasquarelli, A.: Nucl. Phys. A93, 218 (1967)
- [67Wh] Whalen, J. et al.: Communication from CCDN; data of 1967.
- [68Hu] Hunyadi, I. and Angeli, I.: Nucl. Phys. A119, 525 (1968)

- [68Re] Rendić, D., Antolković, B., Paić, G., Turk, M. and Tomaš, P.: Nucl. Phys. A117, 113 (1968)
- [68Sh] Shiokawa, T., Yagi, M., Kaji, H. and Sasaki, T.: J. Inorg. Nucl. Chem. 30, 1 (1968)
- [68Vo] Vonach, H.K., Vonach, W.G., Münzer, H. and Schramel, P.: 68 Wash. Conf. E31 (1968)
- [69Cr] Crumpton, D.: J. Inorg. Nucl. Chem. 31, 3727 (1969)
- [69Pr] Prokopesc, G.O. and Strizhak, V.I.: Ukr. Fiz. Zhur. 14, 328 (1969)
- [70Aj] Ajzenberg-Selove, F.: Nucl. Phys. A152, 1 (1970)
- [70An] Angelis, I., Csikai, J. and Hunyadi, I.: Acta Phys. Acad. Sci. Hung. 28, 87 (1970)
- [70Br] Broder, D.L., Gamaly, A.F., Lashuk, A.I. and Sadokhin, I.P.: 70 Helsinki Conf. 2, 295 (1970)
- [70Cl] Clarke, R.L. and Perrin, P.: Nucl. Phys. A147, 174 (1970)
- [71Aj] Ajzenberg-Selove, F.: Nucl. Phys. A166, 1 (1971)
- [71Fo] Foster, D.G.Jr. and Glasgow, D.W.: Phys. Rev. C3, 576 (1971)
- [71Ro] Rogers, V.C., Beghian, L.E. and Clikeman, F.M.: Trans. Amer. Nucl. Soc. 14, 806 (1971)
- [71Wa] Wapstra, A.H. and Gove, N.B.: Nuclear Data Tables 9, No.4-5 (1971)
- [72Aj] Ajzenberg-Selove, F.: Nucl. Phys. A190, 1 (1972)
- [72Fo] Foroughi, F. and Rossel, J.: Helv. Phys. Acta 45, 439 (1972)
- [72Lg] Igarasi, S.: JAERI 1224 (1972)
- [73Bo] Bödy, Z.T.: INDC(Hun)-10 (1973)
- [73Ro] Robertson, J.C., Audric, B. and Kolkowski, P.: J. Nucl. Energy 27, 531 (1973)
- [73Pe] Pearlstein, S.: J. Nucl. Energy 27, 81 (1973)

- [74Di] Dickens, J.K., Love, T.A. and Morgan, G.L.: ORNL-TM 4538 (1974)
- [74Ro] Rogers, V.C.: Phys. Rev. C9, 527 (1974)
- [74Si] Singh, U.N., Liou, H.I., Rainwater, J., Hacken, G. and Garg, J.B.: Phys. Rev. C10, 2147 (1974)
- [75Fu] Fu, C.Y.: 75 Wash. Conf. 328 (1975)
- [76Bh] Bharuth-Ram, K., Jackson, K.P., Lawson, P.G., Jelley, N.A. and Allen, K.W.: Nucl. Phys. A269, 327 (1976)
- [76Fu] Furukawa, K.: JAERI-M 6684 (1976)
- [76Ig] Igarasi, S.: Private communication.
- [76Na] Nakagawa, T.: Private communication.
- [76Pe] Perey, C.M. and Perey, F.G.: Atomic Data and Nuclear Data Tables 17, 1 (1976)