

JAERI-M

6358

原子炉材料の中性子照射損傷の計算

1976年1月

曾根和穂・白石健介

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、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

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.

原子炉材料の中性子照射損傷の計算

日本原子力研究所東海研究所燃料工学部

曾根和穂・白石健介

(1975年12月15日受理)

本報告では中性子照射によるMo, Nb, V, Fe, Ni, Crの6種類の金属材料のはじき出し損傷の計算法および計算結果を示した。初めに物質に固有な量であり一次ノックオン原子(PKA)の作られる過程に直接依存する損傷関数を求めた。考慮した中性子核反応は弾性散乱, 非弾性散乱, $(n, 2n)$ および (n, γ) 反応である。中性子断面積や微分断面積については, ENDF/B-IIIのデータ・ファイルに収録された評価済データを使用した。次に核分裂スペクトル, JMTR(熱中性子炉), MONJU(高速炉), さらに核融合炉を代表する原研2次設計動力炉およびORNL-BMの中性子エネルギー・スペクトルの下での中性子照射によるはじき出し損傷量(DPA)の計算を行った。さらに照射量が与えられれば簡単にDPA値がわかるような因子として損傷断面積(単位は $\text{dpa}\cdot\text{barn}$)を定義し, 材料の原子炉内照射の各組に対してその値を計算した。またこれらの中性子エネルギー・スペクトルの下で材料を照射した場合に生成されるヘリウム原子と水素原子の量をENDF/B-IIIに収録されている (n, α) , (n, p) 反応の断面積を用いて計算した。

JAERI-M 6358

Calculations on Neutron Irradiation Damage in Reactor Materials

Kazuho SONE and Kensuke SHIRAISHI

Division of Nuclear Fuel Research, Tokai, JAERI

(Received December 15, 1975)

Neutron irradiation damage calculations were made for Mo, Nb, V, Fe, Ni and Cr. Firstly, damage functions were calculated as a function of neutron energy with neutron cross sections of elastic and inelastic scatterings, and $(n,2n)$ and (n,γ) reactions filed in ENDF/B-III. Secondly, displacement damage expressed in displacements per atom (DPA) was estimated for neutron environments such as fission spectrum, thermal neutron reactor (JMTR), fast breeder reactor (MONJU) and two fusion reactors (The Conceptual Design of Fusion Reactor in JAERI and ORNL-Benchmark). Then, damage cross section in units of dpa. barn was defined as a factor to convert a given neutron fluence to the DPA value, and was calculated for the materials in the above neutron environments. Finally, production rates of helium and hydrogen atoms were calculated with (n,α) and (n,p) cross sections in ENDF/B-III for the materials irradiated in the above reactors.

目 次

1. はじめに	1
2. 原子のはじき出しカスケードのモデル化	2
2.1 Kinchin-Pease モデル	2
2.2 Lindhard モデル	3
3. 中性子照射による損傷関数	4
3.1 弾性散乱による損傷関数	5
3.2 非弾性散乱による損傷関数	6
3.3 ($n, 2n$) 反応による損傷関数	9
3.4 (n, γ) 反応による損傷関数	11
4. 損傷に対する中性子エネルギースペクトルの効果	12
5. 計算結果	14
5.1 損傷関数	14
5.2 DPA	14
5.2.1 核分裂スペクトルの下でのDPA	15
5.2.2 熱中性子炉のエネルギースペクトルの下でのDPA	15
5.2.3 高速炉エネルギースペクトルの下でのDPA	15
5.2.4 核融合炉エネルギースペクトルの下でのDPA	16
5.3 ヘリウム原子および水素原子の生成量	16
6. 検 討	17
謝 辞	20
参考文献	21

1. はじめに

高速炉や核融合炉の炉心材料は高速中性子によって非常に大きな照射損傷を受けるが、この損傷の程度は熱中性子炉における照射で得られた経験を延長することによって簡単に評価できるものではない。またこの材料の耐照射性の限度は熱中性子炉の材料のように材料試験炉を用いた確率試験によって決めることは不可能である。このため短い照射時間で材料に大きな損傷を与えられる重イオン照射および超高压電子顕微鏡による電子線照射が高速中性子照射損傷の模擬試験に利用されている。

原子炉材料の中性子照射損傷の程度は照射量に依存するだけでなく中性子のエネルギーにも強く依存している。したがって、中性子エネルギースペクトルの異なった原子炉で照射した材料の損傷量は照射量をパラメータとして単純に整理できない。さらに、中性子照射損傷を重イオンや電子線による照射損傷と比較する際には中性子照射量は何の意味も持たなくなる。一般に、放射線による原子のはじき出し損傷を評価するための最も基本的な量として、物質原子1個が格子点からはじき出される平均的な回数を意味するDPA (displacements per atom) の値が広く用いられるようになってきた。

本報告では、原子炉材料の中性子照射によるDPAの計算方法および計算結果について述べる。計算の対象となる原子炉材料としては、核融合炉の真空第一壁の候補材料であるMo, Nb, V, さらに高速炉の炉心材料として重要なステンレス鋼を構成するFe, Ni, Crの金属材料を選んだ。初めにはじき出し損傷の起こる確率の中性子エネルギー依存性を最もよく表わす物質に固有な“はじき出し断面積”ともいべき損傷関数を計算した。さらに、核分裂スペクトル、熱中性子炉、高速炉および核融合炉をそれぞれ代表する中性子スペクトルの下で上記の材料を照射した場合のDPAの計算を行った。中性子が誘起する核反応のうち、この計算では弾性散乱、非弾性散乱、 $(n, 2n)$ 、 (n, γ) 反応を考慮した。

中性子照射によって材料中には (n, α) 、 (n, p) 反応からのヘリウムや水素の気体原子が生ずる。これらは材料の脆化やスウェリングなどに密接に関係しているから、これらの生成量を知ることは、はじき出し損傷と別の意味でまた重要なことである。本報告では上記の材料と中性子エネルギースペクトルとの組み合わせに対して、ヘリウムおよび水素の生成量の計算結果を示す。

今回の計算においては、中性子の核反応断面積を系統的に評価・集積したデータファイルENDF/B-III³²⁾に収められている全核種について上記の計算を実行できるコード“TENJIN1”³³⁾を使用した。

2. 原子のはじき出しカスケードのモデル化

高速中性子と物質原子との衝突の過程で、格子点からはじき出される原子の数を算出することが損傷の程度を評価する上での第一段階である。中性子との衝突によって受けとった原子の反跳エネルギーがある限界エネルギー E_d より大きければ、原子は格子点よりはじき出されると考える。この E_d をはじき出しのしきいエネルギーと呼ぶ。^{注)} E_d の値は物質に固有な量であって実験的に測定されている。中性子照射によって直接格子点よりはじき出された原子を1次ノック・オン原子 (Primary Knock-on Atom, 以下PKA) と称する。

2.1 Kinchin-Pease モデル

さて、このPKAが十分な運動エネルギーを持っていれば、他の原子をさらに格子点からはじき出すことができ、2次ノック・オン原子が生み出される。以下、3次、4次、……のノック・オン原子が作られ、中性子からPKAに与えられたエネルギーが分散してゆく。したがって、PKAのエネルギー T は2次以降の格子原子のはじき出しを決定する重要な因子である。Kinchin と Pease¹⁾はこのようなカスケードを考え、エネルギー T のPKAが物質中で静止するまでにはじき出す原子の総数 $\nu(T)$ を次のように近似した。

$$\nu(T) = \begin{cases} 0, & 0 \leq T < E_d \\ 1, & E_d \leq T < 2E_d \\ T/2E_d, & 2E_d \leq T < E_c \\ E_c/2E_d, & E_c \leq T \end{cases} \quad (1)$$

ただし、 E_c はPKAの物質中でのエネルギー損失を考慮した際に導入されたエネルギー・パラメータであって、PKAのエネルギーが E_c 以下であれば電子励起によるエネルギー損失は無視できると考える。 E_c は次のようにして決めることができる。すなわちPKAおよび電子の質量をそれぞれ M_2 , m としPKAが物質原子の1個の軌道電子を励起または電離する場合を考える。PKAの速度が軌道電子の速度と等しいかそれより大きい場合に励起・電離が重要になってくるからその限界では、 $E_i/M_2 = E_e/m$ (E_i および E_e はそれぞれ電離エネルギーおよび軌道電子の運動エネルギー) となる。 E_e はおよそ 0.5 eV ととればよいことが Seitz と Koehler²⁾ によって示されている。このときのPKAのエネルギー E_c は E_i に等しく、これを keV を単位にして表わすと、物質が何であれ次の簡単な関係がなりたつ。すなわち、

$$E_c \simeq M_2 \quad (\text{keV}) \quad (2)$$

Kinchin-Pease の式はその表現が非常に簡単なところから高速粒子による原子のはじき出し損傷の計算によく利用されている。これを使った中性子照射損傷の計算も行われている^{3, 4)} しかしながら、この式はPKAのエネルギー損失の過程に対する取扱いが非常に粗い近似に基

注) E_d の値として実効的な値を採用すると、Mo, Nbに対してそれぞれ 62 eV, 60 eV, V, Fe, Ni に対しては 40 eV である。^{28, 29)}

づくものであり、より精度の高い定量的なものにするためにはこれに対する補正が必要である。

2.2 Lindhard モデル

Kinchin-Pease モデルでは、(1)式からわかるように $T \geq E_c$ のとき PKA のエネルギー損失は原子の核外電子の励起によるものがすべてであり、遮蔽クーロン場での弾性的な核衝突によるエネルギー損失を無視してしまう。これに対して $T < E_c$ の場合には PKA のエネルギー損失はすべて物質原子との剛体球どうしの二体衝突によるものであると仮定している。PKA のエネルギー損失の様子が $T = E_c$ 前後で急激に変化することは非現実的なことである。高速荷電粒子の物質中でのエネルギー損失については、よく知られた Lindhard らの理論がある。^{5~8)} これを適用することによって限界エネルギー E_c を導入せずに PKA のエネルギー損失を連続的に表現することが可能となる。このような取扱いによって中性子照射損傷をより定量的に評価しようという試みが Piercy,⁹⁾ Robinson,¹⁰⁾ Doran¹¹⁾ によってなされている。すなわち、(1)式の代わりに

$$\nu(T) = \kappa \frac{f(T/E_L) T}{2 E_d} \quad (3)$$

を採用する。ここで $f(T/E_L)$ はエネルギー T の PKA の損傷効率であって、はじき出しに寄与するエネルギーの全エネルギー損失に対する割合である。これは

$$f(\epsilon) = [1 + k_L \cdot g(\epsilon)]^{-1}, \quad \epsilon = \frac{T}{E_L} \quad (4)$$

と表わすことができる。(4)式における $g(\epsilon)$ については次の Robinson¹⁰⁾ の近似式を用いる。

$$g(\epsilon) = 3.4008 \epsilon^{1/6} + 0.40244 \epsilon^{3/4} + \epsilon \quad (5)$$

また(3)式における E_L は同種原子どうしの衝突では

$$E_L = 86.931 Z_2^{7/8} \quad (\text{eV}) \quad (6)$$

で与えられるパラメータである。 Z_2 は物質の原子番号である。さらに(4)式の k_L は

$$k_L = 0.1337 Z_2^{3/4} \cdot M_2^{-1/2} \quad (7)$$

で与えられる定数である。(3)式における κ は“はじき出し効率”ともよぶべき補正の係数で、 $\kappa \simeq 0.8$ である。^{12~14)} Mo と Fe に対して T の関数としての $f(T/E_L)$ の曲線を Fig. 1 に示した。Kinchin-Pease モデルによる損傷効率に対する近似では、 T が大きいところで f を過小に評価し、 T が小さいところでは過大に評価している。以下の計算においては Lindhard モデルを用いることにする。

3. 中性子照射による損傷関数

これまでの議論で、PKAが生み出された後PKA 1個あたりはじき出される原子の数は、PKAのエネルギー T の関数 $\nu(T)$ で表わされることがわかった。次の段階ではPKAが作られる過程について考える。中性子照射では中性子と物質原子との核反応によってPKAが作られる。したがって中性子照射損傷においては、起こり得る核反応のそれぞれについてPKAの反跳エネルギーを計算しなければならない。一方、中性子による核反応の起こりやすさは物質に固有な量であって、それぞれの核反応の種類 r についての断面積 $\sigma_r(E_n)$ で表わすことができる。断面積は中性子のエネルギー E_n の関数であるからこれを $\sigma_r(E_n)$ と表わした。中性子照射によるはじき出し損傷の起こりやすさを表わす物質に固有な量として、中性子エネルギー E_n の関数として定義される損傷関数 $D(E_n)$ および $D_r(E_n)$ を計算しておくことと便利である。

$$D(E_n) = \sum_r D_r(E_n) \quad (8)$$

$$D_r(E_n) = \nu(T_r(E_n)) \sigma_r(E_n) \quad (9)$$

ここで $\nu(T_r(E_n))$ は(3)式を適用すればよい。この場合PKAのエネルギーは E_n の関数であるから $T_r = T_r(E_n)$ と書いた。損傷関数の次元は断面積と同じなので、これを“はじき出し断面積”とよぶ場合もある。¹¹⁾

実際の原子炉においては約15MeV以下の中性子エネルギー領域を考えればよいから、現実にその効果を検討しなければならない核反応の種類は、弾性散乱 (n, n) 、非弾性散乱 (n, n') および (n, γ) 、 $(n, 2n)$ 、 (n, p) 、 (n, α) 、 $(n, n'p)$ 、 $(n, n'\alpha)$ などである。弾性散乱および (n, γ) 反応は全エネルギー領域で効いてくるが、その他の反応断面積は約1MeV以上のエネルギー領域で大きくなる。^{注)}したがって、まず考慮しなければならないのは、断面積の大きな弾性散乱、非弾性散乱であることがわかる。熱中性子炉では (n, γ) 反応、核融合炉においては $(n, 2n)$ 反応の効果を検討する必要がある。

本報告ではこれら4反応のみを考慮した場合の損傷を考える。この場合には(8)、(9)式は次のように書くことができる。

$$D(E_n) = D_{el}(E_n) + D_{in}(E_n) + D_{n,2n}(E_n) + D_{n,\gamma}(E_n) \quad (10)$$

ここで

$$D_{el}(E_n) = \nu(T_{el}(E_n)) \sigma_{el}(E_n) \quad (11)$$

$$D_{in}(E_n) = \nu(T_{in}(E_n)) \sigma_{in}(E_n) \quad (12)$$

$$D_{n,2n}(E_n) = \nu(T_{n,2n}(E_n)) \sigma_{n,2n}(E_n) \quad (13)$$

$$D_{n,\gamma}(E_n) = \nu(T_{n,\gamma}(E_n)) \sigma_{n,\gamma}(E_n) \quad (14)$$

注) 例外もある。たとえば ^{58}Ni では熱中性子による (n, γ) 反応によって生成される ^{59}Fe の (n, α) 反応が重要となる(6章を参照)。

であって、添字 el, in はそれぞれ中性子の弾性および非弾性散乱を意味する。次に具体的に $D_{el}(E_n)$, $D_{in}(E_n)$, $D_{n,2n}(E_n)$, $D_{n,\gamma}(E_n)$ を求める方法について述べる。

3.1 弾性散乱による損傷関数

中性子の散乱前のエネルギーを E_n , 重心系で考えた散乱角を θ とし, $\mu = \cos \theta$ とおくと, 弾性散乱によって PKA が受ける反跳エネルギーは E_n と μ の関数であって,

$$T_{el}(E_n, \mu) = T_{max}(E_n) \frac{1-\mu}{2} \quad (15)$$

ここで $T_{max}(E_n)$ は最大の反跳エネルギーであって, これは $\theta = \pi$ すなわち正面衝突の弾性散乱の場合の PKA のエネルギーに相当し, 中性子の質量を M_1 とすれば,

$$T_{max}(E_n) = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_n \quad (16)$$

と表わされる。中性子の弾性散乱ではエネルギー E_n が大きくなるにつれて次第に等方性を失い, 非等方的な散乱となる。Fig. 2 および Fig. 3 に Mo および Fe について弾性散乱の角度分布を示した。Nb, V, Ni, Cr などの他の核種についても同様な非等方性が見られる。非等方性を考慮して損傷関数を計算するには, まず (11) 式を μ の関数として

$$D_{el}(E_n, \mu) = \nu(T_{el}(E_n, \mu)) \sigma_{el}(E_n) \quad (17)$$

と書き換え, さらに散乱後の中性子が μ と $\mu + d\mu$ の方向へ散乱される確率 $p_{el}^{CM}(E_n, \mu) d\mu$ を用いて, 散乱角に対する重みをかけた平均操作を (17) 式に対して施さねばならない。 μ に対する平均という意味でこれを $\langle \nu \rangle_{\mu}$ という形で表わすと,

$$\langle D_{el}(E_n, \mu) \rangle_{\mu} = \sigma_{el}(E_n) \int_{-1}^1 p_{el}^{CM}(E_n, \mu) \nu(T_{el}(E_n, \mu)) d\mu \quad (18)$$

となる。これが求めるべき弾性散乱による損傷関数である。ところで, $p_{el}^{CM}(E_n, \mu)$ は次のように表わすことができる。¹⁵⁾

$$p_{el}^{CM}(E_n, \mu) = \frac{2\pi}{\sigma_{el}(E_n)} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Omega, E_n) \quad (19)$$

$$= \sum_{\ell=0}^{NL} \frac{2\ell+1}{2} f_{\ell}^{CM}(E_n) P_{\ell}(\mu) \quad (19)'$$

ここで $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Omega, E_n)$ はエネルギー E_n における弾性散乱の微分断面積であって, これを全立体角にわたって積分すれば弾性散乱断面積 $\sigma_{el}(E_n)$ が得られる。すなわち,

$$\sigma_{el}(E_n) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Omega, E_n) d\Omega \quad (20)$$

また $f_{\ell}^{CM}(E_n)$ は重心系でのルジャンドル多項式 $P_{\ell}(\mu)$ の係数であって, $f_0^{CM}(E_n) = 1.0$ である。NL はルジャンドル多項式の最高次数である ($NL \leq 20$)。ENDF/B-III では (19) 式の $p_{el}^{CM}(E_n, \mu)$ について 2通りの与え方がある。1つは NL および $f_{\ell}^{CM}(E_n)$ ($\ell = 1, 2, \dots$,

NL) を与えて (19)' 式より $p_{el}^{CM}(E_n, \mu)$ を算出する場合であり、他の 1 つは直接に $p_{el}^{CM}(E_n, \mu)$ を与える場合である。Ni, Cr などについては後者の与え方をしている。ここで使用した計算コード "TENJIN1" ではいずれの場合かを判定しながら計算が行えるようにしてある。³³⁾ いずれの場合も

$$\int_{-1}^1 p_{el}^{CM}(E_n, \mu) d\mu = 1 \quad (21)$$

となるようにしてある。

重心系での弾性散乱中性子の角度分布は (19) 式を用いて計算できるが、現実に必要なのは実験室系における角度分布 $p_{el}^{Lab}(E_n, \mu)$ であるから、 $p_{el}^{CM}(E_n, \mu)$ から $p_{el}^{Lab}(E_n, \mu)$ への変換を行わなければならない。ENDF/B-III においては、ルジャンドル多項式の係数 $f_{\ell}^{CM}(E_n)$ に対して E_n に依存しない変換行列 $U_{\ell m}$ を乗じてやることによって変換するようにしている。¹⁵⁾ すなわち

$$f_{\ell}^{Lab}(E_n) = \sum_{m=0}^{NM} U_{\ell m} f_m^{CM}(E_n) \quad (22)$$

ENDF/B-III ではこの変換行列 $U_{\ell m}$ が与えてあり、 m の最高次数 NM と ℓ の最高次数 NL が常に等しくなるような正方行列として $U_{\ell m}$ を与えている。結局 (19)' 式の $f_{\ell}^{CM}(E_n)$ の代りに (22) 式で与えられる $f_{\ell}^{Lab}(E_n)$ を用いることによって実験室系での角度分布 $p_{el}^{Lab}(E_n, \mu)$ が得られる。Fig. 2 および Fig. 3 に示した Mo, Nb, Fe, V の場合の角度分布はこのようにして得られた実験室系のものである。

中性子によるはじき出し損傷に関する取扱いにおいてこのような中性子の弾性散乱の非等方性まで考慮するようになったのは比較的最近のことであって、1966 年以前においては、Kelly³⁾ がまとめているように、散乱を等方的であるとしていた。弾性散乱が等方的であると仮定すると、弾性散乱によって PKA が生み出される確率は PKA のエネルギーによらず一定となり、結局大きなエネルギーを有する PKA が不当に多くなってしまう。したがって非等方性を考慮しないと、中性子エネルギーの大きい部分 (約 1 MeV 以上) において損傷関数は過大に評価されてしまう。弾性散乱からの寄与の分だけで比べてみると、たとえば Fe では $E_n = 1$ MeV で約 25% の過大評価となり、 E_n の増加と共に過大評価の程度も増加し、10 MeV 付近では 6 倍にもなってしまふことが Sheeley⁴⁾ によって報告されている。同様の結果を Zr について Piercy⁹⁾ が、また Nb について Robinson¹⁰⁾ が得ている。具体的な損傷関数の計算結果については 5.1 に示してある。

3.2 非弾性散乱

次に非弾性散乱による PKA の反跳エネルギーを考える。中性子の非弾性散乱による原子核の励起単位は一般に比較的低エネルギー領域 (数 MeV 以下) では離散的であるが、高エネルギー領域では連続的になっている。後者の場合は励起を統計的に取扱ういわゆる蒸発モデルに基づいた取扱いが可能である。したがって損傷関数 $D_{in}(E_n, \mu)$ を (12) 式のように表現するには、非弾性散乱による PKA の反跳エネルギー $T_{in}(E_n, \mu)$ を離散的単位への励起と連続的単位への励起のそれぞれの場合について算出し、これらを用いて次のように書き換えれば

よい。

$$D_{in}(E_n, \mu) = \sum_j \nu(T_{d,j}(E_n, \mu) \sigma_{d,j}(E_n) + \nu(T_c(E_n, \mu) \sigma_c(E_n)) \quad (23)$$

ここで添字 d, j および c はそれぞれ j 番目の数散的準位への励起および連続的準位への励起を意味する。また重心系でのエネルギーおよび運動量の保存則から、 $T_{in}(E_n, \mu)$ は次のように表わせる。

$$T_{in}(E_n, \mu) = (1 + a_{in}^2 - 2 a_{in} \mu) T_{max}(E_n) / 4 \quad (24)$$

ここで

$$a_{in} = \left(1 + \frac{M_1 + M_2}{M_2} \cdot \frac{Q_{in}}{E_n} \right)^{1/2} \quad (25)$$

Q_{in} は非弾性散乱によって残留核の励起に使われるエネルギーで、今の場合 $Q_{in} < 0$ である。(24) および (25) 式は、離散的準位への励起および連続的準位への励起の場合を一般的に表現したものであり、前者の場合には添字 in を d, j で置き換え、後者の場合には c で置き換えればよい。非弾性散乱は等方的であると近似できるので、弾性散乱の場合の $p_{el}^{CM}(E_n, \mu)$ に相当する角度分布 $p_{in}^{CM}(E_n, \mu)$ は $1/2$ に等しくなる。こうして μ に対する平均操作を (23) 式に対して施せば、

$$\begin{aligned} \langle D_{in}(E_n, \mu) \rangle_{\mu} &= \frac{1}{2} \sum_j \sigma_{d,j}(E_n) \int_{-1}^1 \nu(T_{d,j}(E_n, \mu)) d\mu \\ &+ \frac{1}{2} \sigma_c(E_n) \int_{-1}^1 \nu(T_c(E_n, \mu)) d\mu \end{aligned} \quad (26)$$

ここで注意しなければならないのは、連続的準位への励起の場合の Q 値である Q_c のとり方である。核反応の統計理論によれば、一般にこれを

$$Q_c = 2\theta - E_n \quad (27)$$

と近似する。¹⁶⁾ ここで θ は蒸発モデルにおける残留核の“温度”(nuclear temperature) であり、入射中性子のエネルギー E_n に対してゆっくりと変わる関数である。 θ を計算するには原子核のモデルを仮定しなければならないが、Fermi ガス・モデルの仮定が中重核から重い核にかけてよく使われる。¹⁷⁾ これによると、

$$\theta = (|Q_c|/\alpha)^{1/2}, \quad \alpha = A/20 \quad (28)$$

ただし A は原子核の質量数であり、 θ の単位は MeV にした場合の表現である。これは Blatt と Weisskopf¹⁸⁾ のいくつかの原子核に対する例をよく満足する簡単な式として便利である。

(27), (28) 式より θ を E_n と A だけで表わすと、

$$\theta = \frac{(1 + \alpha E_n)^{1/2} - 1}{\alpha}, \quad \alpha = A/20 \quad (29)$$

となる。ただしここで E_n も MeV の単位を使っている。(29) 式よりさらに簡潔な近似式が

Yiftah ら¹⁹⁾ によって提出されている。それは

$$\theta = \frac{2}{0.62} \left(\frac{E_n}{A} \right)^{1/2} \quad (30)$$

である。(29), (30) 式のいずれを用いても θ の値に大きな差は出ない。さらに最終的な損傷関数の計算値は両者においてほとんど差はなく, (30) 式を用いた場合 (29) 式を用いた場合よりも約 1.5% 程度小さな値となる。

Piercy⁹⁾ は Q_d を上記のように近似する方法をとっているが, Robinson¹⁰⁾ や Doran¹¹⁾ は蒸発モデルから得られる散乱後の中性子エネルギー E'_n の分布が重心系において,

$$q_c(E_n, E'_n) = \frac{E'_n}{I(E_n, \theta)} \exp\left(-\frac{E'_n}{\theta}\right) \quad (31)$$

となることを用いて (26) 式の右辺の第 2 項を次のような二重積分の形で表わしている。すなわち,

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \sigma_c(E_n) \int_{-1}^1 \nu(T_c(E_n, \mu)) d\mu \\ &= \frac{1}{2} \sigma_c(E_n) \int_0^{E'_{n, \max}} \frac{1}{dE'_n} \int_{-1}^1 d\mu q_c(E_n, E'_n) \nu(T_c(E_n, E'_n, \mu)) \end{aligned} \quad (32)$$

ただし (31) 式における $I(E_n, \theta)$ は規格化の条件

$$\int_0^{E'_{n, \max}} q_c(E_n, E'_n) dE'_n = 1 \quad (33)$$

から決まり,

$$I(E_n, \theta) = \theta^2 \left[1 - \left(1 + \frac{E'_{n, \max}}{\theta} \right) \exp\left(-\frac{E'_{n, \max}}{\theta}\right) \right] \quad (34)$$

で与えられる。(32) ~ (34) 式において表われた $E'_{n, \max}$ は散乱後の中性子エネルギーの最大値である。重心系における散乱後の中性子のエネルギー E'_n は (25) 式で示される a_{in} を用いて

$$E'_n = a_{in}^2 \left(\frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 E_n \quad (35)$$

となるから, $E'_{n, \max}$ は次のように表わすことができる。

$$E'_{n, \max} = a_{\max}^2 \left(\frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 E_n \quad (36)$$

ただし

$$a_{\max} = \left(1 + \frac{M_1 + M_2}{M_2} \cdot \frac{Q_{d,1}}{E_n} \right)^{1/2} \quad (37)$$

ここで $Q_{d,1}$ は残留核の第一励起準位の励起エネルギーである ($Q_{d,1} < 0$)。一方 (35) 式より,

$$a_{in} = \frac{M_1 + M_2}{M_2} \left(\frac{E'_n}{E_n} \right)^{1/2} \quad (38)$$

と書けるから、(32)式に示したごとく T_c は E_n 、 E'_n および μ の関数となる。以上の手続きにおいて特に注目せねばならないことは、(38)式のようにして a_{in} を消去することによって結局 Q_c は単なるパラメータとなってしまう、(27)式のような Q_c に対する近似を考える必要がなくなるということである。すなわち Q_c は、 $E'_{n,max}$ を(36)、(37)式で与え、(38)式の条件を考慮すると(32)式には現われなくなる。そこで Q_c を(27)式のように与えて(26)式の右辺の第2項を計算する方法と、 Q_c を陽には考えないで(32)式を計算する方法とでそれぞれ実際に計算をおこなってみると、結果は約0.1%程度の相異であり、(27)式のような簡単な近似が非常によいものであることがわかる。今回の計算では θ に対しては(29)式の近似式を用いることにした。なお、ENDF/B-IIIには離散的準位 j への励起の断面積 $\sigma_{d,j}(E_n)$ ($j=1, 2, \dots, j_{max}$) および励起エネルギー $Q_{d,j}$ 、連続的準位への励起の断面積 $\sigma_c(E_n)$ が与えられている。非弾性散乱による具体的な計算結果についても5.1に示した。

3.3 (n, 2n) 反応による損傷関数

(n, 2n) 反応によるPKAの反跳エネルギーの算出に対する近似法には2つの方法がある。第一の方法は、(n, 2n) 反応を非弾性散乱における連続的準位への励起と同様に取扱うもので、これによるとPKAの反跳エネルギーは重心系において次のように与えられる。

$$T_1(E_n, \mu) = (1 + a^2 - 2a\mu) T_{max}(E_n) / 4 \quad (39)$$

ただし

$$a = \left(1 + \frac{M_1 + M_2}{M_2} \cdot \frac{Q_{1c}}{E_n} \right)^{1/2} \quad (40)$$

ここで Q_{1c} は反応後の残留核の連続的準位への励起における平均的な Q 値であって今の場合 $Q_{1c} < 0$ としている。また(39)式における μ は重心系での散乱角 θ の余弦である。この近似法では、1反応について放出される中性子を1個であるとして中性子の非弾性散乱と類似的に取扱っている。蒸発モデルによる非弾性散乱と同じように、放出中性子のエネルギー E'_n が次のような分布を示すと考える。

$$q_1(E_n, E'_n) = \frac{E'_n}{I_1(E_n, \theta)} \exp\left(-\frac{E'_n}{\theta}\right) \quad (41)$$

規格化因子は

$$I_1(E_n, \theta) = \theta^2 \left[1 - \left(1 + \frac{E'_{n,max}}{\theta} \right) \exp\left(-\frac{E'_{n,max}}{\theta}\right) \right] \quad (42)$$

θ は蒸発モデルにおける残留核の温度である。さらに(41)、(42)式における $E'_{n,max}$ は E'_n の最大値である。重心系における反応後の中性子のエネルギー E'_n は(40)式で示される a を用いて

$$E'_n = a^2 \left(\frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 E_n \quad (43)$$

となるから、 $E'_{n,max}$ は次のように表わすことができる。

$$E'_{n, \max} = a_{\max}^2 \left(\frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 E_n \quad (44)$$

ただし

$$a_{\max} = \left(1 - \frac{M_1 + M_2}{M_2} \cdot \frac{E_{\text{thres}}}{E_n} \right)^{1/2} \quad (45)$$

ここで E_{thres} は $(n, 2n)$ 反応のしきいエネルギーで、今の場合 $E_{\text{thres}} > 0$ としている。ところで (43) 式より

$$a = \frac{M_1 + M_2}{M_2} \left(\frac{E'_n}{E_n} \right)^{1/2} \quad (46)$$

となり、これを (39) 式に代入すれば

$$\begin{aligned} T_1(E_n, E'_n, \mu) &= \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_n + \frac{M_1}{M_2} E'_n \\ &\quad - 2 \frac{M_1}{M_1 + M_2} (E_n E'_n)^{1/2} \mu \end{aligned} \quad (47)$$

こうして $(n, 2n)$ 反応による損傷関数は

$$\langle D_{n, 2n}(E_n, \mu) \rangle_{\mu} = \frac{1}{2} \sigma_{n, 2n}(E_n) \int_0^{E'_{n, \max}} dE'_n \int_{-1}^1 d\mu q_1(E_n, E'_n) \nu(T_1(E_n, E'_n, \mu)) \quad (48)$$

第二の近似法は Segev によって定式化された連続放出のモデルに基づくものである。^{20, 21)} これはまず最初の中性子が放出された後の残留核 (質量数は M_2 で不変) の残留エネルギーが、質量 M_2 の核の結合エネルギー U よりも大きければ、さらに 2 番目の中性子が放出されるというふうに考える。反応後の残留核 (質量数は $M_2 - 1$) の反跳エネルギー T_2 は第 1 および第 2 放出中性子のエネルギー E'_n および E''_n の関数であって次のように与えられる。

$$\begin{aligned} T_2(E_n, E'_n, E''_n, \mu) &= \frac{M_1^2}{M_2(M_2 - 1)} E_n'' \\ &\quad + \frac{M_2 - 1}{M_2} \bar{T}_1(E_n) - 2\mu \left\{ \frac{M_1}{M_2} \cdot \bar{T}_1(E_n) E_n'' \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (49)$$

ただし、 $\bar{T}_1(E_n)$ は (47) 式で $\mu = 0$ としたときの T_1 であって、これは最初の中性子放出によって残留核の受けとる反跳エネルギーの平均値である。

$$\bar{T}_1(E_n) = \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_n + \frac{M_1}{M_2} E'_n \quad (50)$$

最初の中性子放出の際の Θ と 2 番目の中性子放出の際の Θ はほとんど変わらない。蒸発モデルによる非弾性散乱の場合と同様にして、 E'_n および E''_n が次のような分布を示すと考える。すなわち、 E'_n に対しては

$$q_{1s}(E_n, E'_n) = \frac{E'_n}{I_{1s}(E_n, \theta)} \exp\left(-\frac{E'_n}{\theta}\right) \quad (51)$$

規格化の因子は

$$I_{1s}(E_n, \theta) = \theta^2 \left[1 - \left(1 + \frac{E_n - U}{\theta} \right) \exp\left(-\frac{E_n - U}{\theta}\right) \right] \quad (52)$$

と表わされる。\$E''_n\$ に対しては

$$q_{2s}(E_n, E'_n, E''_n) = \frac{E''_n}{I_{2s}(E_n, E'_n, \theta)} \exp\left(-\frac{E''_n}{\theta}\right) \quad (53)$$

同様に規格化の因子は

$$I_{2s}(E_n, E'_n, \theta) = \theta^2 \left[1 - \left(1 + \frac{E_n - U - E'_n}{\theta} \right) \cdot \exp\left(-\frac{E_n - U - E'_n}{\theta}\right) \right] \quad (54)$$

と書くことができる。結局、連続放出モデルに基づく \$(n, 2n)\$ 反応による損傷関数は

$$\langle D_{n,2n}(E_n, \mu) \rangle_{\mu} = \frac{1}{2} \sigma_{n,2n}(E_n) \int_0^{E-U} dE'_n \int_0^{E-U-E'_n} dE''_n \int_{-1}^1 d\mu q_{1s}(E_n, E'_n) q_{2s}(E_n, E'_n, E''_n) \nu(T_2(E_n, E'_n, E''_n, \mu)) \quad (55)$$

と与えられる。

いずれの方法を用いても損傷関数の実際の計算値はほとんど変わらない。本報告においては取扱いの簡単な第一の方法を用いた。

3.4 \$(n, \gamma)\$ 反応による損傷関数

前節までに考えてきた中性子照射損傷は、中性子のエネルギーが比較的大きくそれぞれの核反応の過程において中性子の運動エネルギーの一部が格子原子に移行することによって生ずる原子の反跳に基づくものである。中性子のエネルギーが十分に低くなると、上述のような効果が次第に小さくなる一方、中性子捕獲の効果が大きくなってくる。熱中性子炉の場合には、中性子捕獲の際に放出される \$\gamma\$ 線（～数 MeV）による反跳ではじき出される格子原子の数が全体のどれくらいの割合を占めているかを評価しておかなければならない。

\$(n, \gamma)\$ 反応によって放出される \$\gamma\$ 線のエネルギーを \$E_\gamma\$ とすれば、これによって格子原子が受けとる反跳エネルギー \$T_\gamma\$ は

$$T_\gamma(E_\gamma) = \frac{[E_\gamma(\text{MeV})]^2}{1.862 \times 10^{-3} (M_2 + 1)} \quad (\text{eV}) \quad (56)$$

と与えられる。一方、捕獲 \$\gamma\$ 線のエネルギー・スペクトルは各物質について非常によく調べられていて見やすい表になっている。²²⁾ 2次 \$\gamma\$ 線は捕獲 \$\gamma\$ 線に比べて強度も弱く、またエネルギーも低いものが多いのでここでは無視する。捕獲 \$\gamma\$ 線の強度を表現するには通常、中性子捕獲数 100 個に対する \$\gamma\$ 光子の放出数 \$I_\gamma(E_\gamma)\$ を用いる。こうして \$(n, \gamma)\$ 反応による損傷関数は

$$D_{n, \gamma}(E_n) = \sigma_{n, \gamma}(E_n) \sum_{\gamma} \frac{I_{\gamma}(E_{\gamma}) \nu(T_{\gamma}(E_{\gamma}))}{100} \quad (57)$$

と与えられる。ここで添字 γ は放出 γ 線の種類を意味する。

4. 損傷に対する中性子エネルギースペクトルの効果

損傷関数 $D(E_n)$ は物質に固有な量であり、中性子のエネルギー・スペクトルの効果は入っていない。損傷関数は物質が中性子によって損傷をうけやすいかどうかの尺度であるのに対して、DPAはある中性子エネルギー・スペクトルを有する原子炉等で具体的に中性子照射した場合に、物質中ではじき出される原子の数に比例する量であって、エネルギー E_n の中性子照射によるDPAを $N_d(E_n)$ とすれば、

$$N_d(E_n) = D(E_n) C \phi(E_n) \quad (58)$$

で定義される。Cはスペクトルの規格化の定数、 $\phi(E_n)$ がスペクトルである。ここで $N_d(E_n)$ を原子1個当たり1秒間ではじき出し回数 ($\text{dpa} \cdot \text{sec}^{-1}$) として表わすには、損傷関数を cm^2 で表わし、中性子束 $C \phi(E_n)$ を $\text{n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ で表わしてやればよい。このDPAなる量を損傷の程度を評価するように提唱したのは Rossin^{23, 24)} であって比較的新しい。以来中性子照射損傷に限らず、イオン照射や電子線照射などによる損傷の程度を評価する共通の尺度として広く使われるようになってきた。

原子炉における中性子エネルギー・スペクトルはかなり広いエネルギー範囲(熱エネルギーから15MeV程度まで)にわたっており、レサージでそのエネルギーを区切ってゆくのが普通である。このようなエネルギーの群分けによる i 番目のエネルギー $E_n(i)$ と $(i+1)$ 番目のエネルギー $E_n(i+1)$ との間における損傷関数の平均値 $\langle D(E_n) \rangle_{E_n(i, i+1)}$ は、重みを $W(E_n)$ とすれば

$$\langle D(E_n) \rangle_{E_n(i, i+1)} = \frac{1}{\Delta E_n(i)} \int_{E_n(i)}^{E_n(i+1)} W(E_n) D(E_n) dE_n, \quad (59)$$

$$\Delta E_n(i) = E_n(i+1) - E_n(i)$$

となる。これは群分けの際のエネルギーの刻みが小さければ $W(E_n) = 1$ とおいてよいので

$$\langle D(E_n) \rangle_{E_n(i, i+1)} = \frac{1}{\Delta E_n(i)} \int_{E_n(i)}^{E_n(i+1)} D(E_n) dE_n \quad (60)$$

と書き直せる。こうして(18), (26), (48), (57)の各式から計算すべき損傷関数の平均値は弾性散乱, 非弾性散乱, $(n, 2n)$, (n, γ) 反応に対してそれぞれ

$$D_{n,\gamma}(E_n) = \sigma_{n,\gamma}(E_n) \sum_{\gamma} \frac{I_{\gamma}(E_{\gamma}) \nu(T_{\gamma}(E_{\gamma}))}{100} \quad (57)$$

と与えられる。ここで添字 γ は放出 γ 線の種類を意味する。

4. 損傷に対する中性子エネルギースペクトルの効果

損傷関数 $D(E_n)$ は物質に固有な量であり、中性子のエネルギー・スペクトルの効果は入っていない。損傷関数は物質が中性子によって損傷をうけやすいかどうかの尺度であるのに対して、DPA はある中性子エネルギー・スペクトルを有する原子炉等で具体的に中性子照射した場合に、物質中ではじき出される原子の数に比例する量であって、エネルギー E_n の中性子照射による DPA を $N_d(E_n)$ とすれば、

$$N_d(E_n) = D(E_n) C \phi(E_n) \quad (58)$$

で定義される。C はスペクトルの規格化の定数、 $\phi(E_n)$ がスペクトルである。ここで $N_d(E_n)$ を原子 1 個当たり 1 秒間ではじき出し回数 ($\text{dpa} \cdot \text{sec}^{-1}$) として表わすには、損傷関数を cm^2 で表わし、中性子束 $C \phi(E_n)$ を $\text{n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ で表わしてやればよい。この DPA なる量を損傷の程度を評価するように提唱したのは Rossin^{23,24)} であって比較的新しい。以来中性子照射損傷に限らず、イオン照射や電子線照射などによる損傷の程度を評価する共通の尺度として広く使われるようになってきた。

原子炉における中性子エネルギー・スペクトルはかなり広いエネルギー範囲 (熱エネルギーから 15 MeV 程度まで) にわたっており、レサージでそのエネルギーを区切ってゆくのが普通である。このようなエネルギーの群分けによる i 番目のエネルギー $E_n(i)$ と $(i+1)$ 番目のエネルギー $E_n(i+1)$ との間における損傷関数の平均値 $\langle D(E_n) \rangle_{E_n(i, i+1)}$ は、重みを $W(E_n)$ とすれば

$$\langle D(E_n) \rangle_{E_n(i, i+1)} = \frac{1}{\Delta E_n(i)} \int_{E_n(i)}^{E_n(i+1)} W(E_n) D(E_n) dE_n, \quad (59)$$

$$\Delta E_n(i) = E_n(i+1) - E_n(i)$$

となる。これは群分けの際のエネルギーの刻みが小さければ $W(E_n) = 1$ とおいてよいので

$$\langle D(E_n) \rangle_{E_n(i, i+1)} = \frac{1}{\Delta E_n(i)} \int_{E_n(i)}^{E_n(i+1)} D(E_n) dE_n \quad (60)$$

と書き直せる。こうして (18), (26), (48), (57) の各式から計算すべき損傷関数の平均値は弾性散乱, 非弾性散乱, $(n, 2n)$, (n, γ) 反応に対してそれぞれ

$$\begin{aligned}
 & \langle D_{el}(E_n, \mu) \rangle_{\mu, E_n(i, i+1)} \\
 &= \frac{1}{\Delta E_n(i)} \int_{E_n(i)}^{E_n(i+1)} dE_n \sigma_{el}(E_n) \int_{-1}^1 d\mu p_{el}^{GM}(E_n, \mu) \nu(T_{el}(E_n, \mu)) \\
 &\equiv D_{el}(i, i+1)
 \end{aligned} \tag{61}$$

$$\begin{aligned}
 & \langle D_{in}(E_n, \mu) \rangle_{\mu, E_n(i, i+1)} \\
 &= \frac{1}{2\Delta E_n(i)} \sum_j \int_{E_n(i)}^{E_n(i+1)} dE_n \sigma_{d,j}(E_n) \int_{-1}^1 \nu(T_{d,j}(E_n, \mu)) d\mu dE_n \\
 &+ \frac{1}{2\Delta E_n(i)} \int_{E_n(i)}^{E_n(i+1)} dE_n \sigma_c(E_n) \int_0^{E'_{n,max}} dE'_n \int_{-1}^1 d\mu q_c(E_n, E'_n) \nu(T_c(E_n, E'_n, \mu)) \\
 &\equiv D_{in}(i, i+1)
 \end{aligned} \tag{62}$$

$$\begin{aligned}
 & \langle D_{n,2n}(E_n, \mu) \rangle_{\mu, E_n(i, i+1)} \\
 &= \frac{1}{2\Delta E_n(i)} \int_{E_n(i)}^{E_n(i+1)} dE_n \sigma_{n,2n}(E_n) \int_0^{E'_{n,max}} dE'_n \int_{-1}^1 d\mu q_1(E_n, E'_n) \nu(T_1(E_n, E'_n, \mu)) \\
 &\equiv D_{n,2n}(i, i+1)
 \end{aligned} \tag{63}$$

$$\begin{aligned}
 & \langle D_{n,\gamma}(E_n) \rangle_{E_n(i, i+1)} \\
 &= \left\{ \sum_{\gamma} \frac{I_{\gamma}(E_{\gamma}) \nu(T_{\gamma}(E_{\gamma}))}{100} \right\} \frac{1}{\Delta E_n(i)} \int_{E_n(i)}^{E_n(i+1)} dE_n \sigma_{n,\gamma}(E_n) \\
 &\equiv D_{n,\gamma}(i, i+1)
 \end{aligned} \tag{64}$$

したがって各エネルギー区間 (i, i+1) に対して全損傷関数 D(i, i+1) は

$$\begin{aligned}
 D(i, i+1) &= D_{el}(i, i+1) + D_{in}(i, i+1) + D_{n,2n}(i, i+1) \\
 &+ D_{n,\gamma}(i, i+1)
 \end{aligned} \tag{65}$$

で与えられる。

次に各エネルギー区間ごとのDPA値は(61)～(65)式で与えられる損傷関数を用いて次のようになる。

$$N_{d,el}(i, i+1) = D_{el}(i, i+1) C\phi(i, i+1) \tag{66}$$

$$N_{d,in}(i, i+1) = D_{in}(i, i+1) C\phi(i, i+1) \tag{67}$$

$$N_{d, (n, 2n)}(i, i+1) = D_{n, 2n} C \phi(i, i+1) \quad (68)$$

$$N_{d, (n, \gamma)}(i, i+1) = D_{n, \gamma} C \phi(i, i+1) \quad (69)$$

各エネルギー区間 $(i, i+1)$ の全DPA値はしたがって

$$N_d(i, i+1) = D(i, i+1) C \phi(i, i+1) \quad (70)$$

となる。ただし $\phi(i, i+1)$ は各エネルギー区間での全中性子束である。

5. 計算結果

5.1 損傷関数

Mo, Nb, V, Fe, Ni, Cr の損傷関数についての計算結果を Fig. 4~9 に示す。もちろんレサージによる様々なエネルギー群分けが可能であり、したがってそれぞれのエネルギー群分けに対応した平均的な損傷関数は (61)~(64) 式から計算されるわけであるから、各グループのエネルギー幅が異なれば損傷関数の平均値も異なったものになる。中性子断面積と同じく本質的には損傷関数は中性子エネルギー E_n に対して連続的な関数である点は注意しておく必要がある。計算技術的には群分けの刻みはいくらでも小さく与えられるから、図示したような不連続的なヒストグラムで必ずしも示す必要はない。実際のDPAの計算では、このような平均値としての損傷関数を用いることになるので、Fig. 4~9 では刻みの細かいJMT Rのエネルギー群分けによる計算結果を示した。ただし Fig. 7 a) のみは熱中性子のエネルギー領域での特別な刻み方を採用した。

いずれの物質でも 1 MeV 付近から非弾性散乱の効果が現われ始め、 E_n の上昇とともにその効果も増大し、8~10 MeV 付近で最大になっている。これに対して弾性散乱の効果は低エネルギー側へかなりなだらかに尾を引いている。(n, 2n) 反応は 10 MeV 前後にしきいエネルギーがあり、10 MeV 以上の領域で重要になってくることがわかる。

(n, γ) 反応の効果を見るために Fig. 7 a) に 10^{-4} eV のエネルギー範囲での Fe における損傷関数の計算結果を示す。図からわかるように、 $E_n = 0.03$ eV 付近で約 8 barn 程度であり、全体の中で占める効果は小さい。

5.2 DPA

中性子エネルギースペクトルの損傷に対する効果を考えるために、核分裂スペクトル、熱中性子炉、高速炉および核融合炉のエネルギースペクトルの4つを与えそれぞれについてDPAの計算を行った結果を以下に示す。エネルギースペクトルは同一の原子炉においても炉内での位置によっても異なっているから1つのスペクトルで1つの原子炉のそれを完全に代表させることはできない。しかしスペクトルの形および中性子束の絶対値などについてはこれらの4種類のスペクトルではそれぞれ特徴があるので、これらのスペクトルの下での中性子照射効果をDPAという観点から概括的に把握することは可能である。ここでは Watt の式より計

$$N_{d, (n, 2n)}(i, i+1) = D_{n, 2n} C \phi(i, i+1) \quad (68)$$

$$N_{d, (n, \gamma)}(i, i+1) = D_{n, \gamma} C \phi(i, i+1) \quad (69)$$

各エネルギー区間 $(i, i+1)$ の全DPA値はしたがって

$$N_d(i, i+1) = D(i, i+1) C \phi(i, i+1) \quad (70)$$

となる。ただし $\phi(i, i+1)$ は各エネルギー区間での全中性子束である。

5. 計算結果

5.1 損傷関数

Mo, Nb, V, Fe, Ni, Cr の損傷関数についての計算結果を Fig. 4~9 に示す。もちろんレサージによる様々なエネルギー群分けが可能であり、したがってそれぞれのエネルギー群分けに対応した平均的な損傷関数は (61)~(64) 式から計算されるわけであるから、各グループのエネルギー幅が異なれば損傷関数の平均値も異なったものになる。中性子断面積と同じく本質的には損傷関数は中性子エネルギー E_n に対して連続的な関数である点は注意しておく必要がある。計算技術的には群分けの刻みはいくらでも小さく与えられるから、図示したような不連続的なヒストグラムで必ずしも示す必要はない。実際のDPAの計算では、このような平均値としての損傷関数を用いることになるので、Fig. 4~9 では刻みの細かいJ M T Rのエネルギー群分けによる計算結果を示した。ただし Fig. 7 a) のみは熱中性子のエネルギー領域での特別な刻み方を採用した。

いずれの物質でも 1 MeV 付近から非弾性散乱の効果が現われ始め、 E_n の上昇とともにその効果も増大し、8~10 MeV 付近で最大になっている。これに対して弾性散乱の効果は低エネルギー側へかなりなだらかに尾を引いている。(n, 2n) 反応は 10 MeV 前後にしきいエネルギーがあり、10 MeV 以上の領域で重要になってくることがわかる。

(n, γ) 反応の効果を見るために Fig. 7 a) に 10^{-4} ~1 eV のエネルギー範囲での Fe における損傷関数の計算結果を示す。図からわかるように、 $E_n = 0.03$ eV 付近で約 8 barn 程度であり、全体の中で占める効果は小さい。

5.2 DPA

中性子エネルギースペクトルの損傷に対する効果を考えるために、核分裂スペクトル、熱中性子炉、高速炉および核融合炉のエネルギースペクトルの4つを与えそれぞれについてDPAの計算を行った結果を以下に示す。エネルギースペクトルは同一の原子炉においても炉内での位置によっても異なっているから1つのスペクトルで1つの原子炉のそれを完全に代表させることはできない。しかしスペクトルの形および中性子束の絶対値などについてはこれらの4種類のスペクトルではそれぞれ特徴があるので、これらのスペクトルの下での中性子照射効果をDPAという観点から概括的に把握することは可能である。ここではWattの式より計

算した核分裂スペクトル (Fig. 10), 熱中性子炉の代表としての J M T R の燃料領域でのエネルギースペクトル (Fig. 11), 高速炉の代表としての MONJU のエネルギースペクトル (Fig. 12), および D-T 核融合炉の代表として選んだ原研 2 次設計動力炉 (以下 C T R-1 とよぶ) のエネルギースペクトル (Fig. 13) と ORNL-Benchmark (以下 C T R-2 とよぶ) のエネルギースペクトル (Fig. 14) の下での計算結果を Fig. 15~28 および Table 1 に示す。^{注1)}

5.2.1 核分裂スペクトルの下での D P A

核分裂スペクトルの下で Mo, V を照射した場合には Fig. 15 および Fig. 22 のようになる。Fig. 10 に示した核分裂スペクトルは全中性子束 $1 \times 10^{14} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ とした場合のものである。このエネルギースペクトルは 2 MeV 付近にピークをもつ比較的“硬い”スペクトルであり、熱中性子炉のように低エネルギー領域にピークを持つようなものではない。高エネルギー側もせいぜい 10 MeV 止まりであるから損傷に寄与する核反応は弾性散乱および非弾性散乱が主である。それぞれの寄与率は Mo で 60% および 40%, V で 70% および 30% ほどになっている。D P A のピークは 3 MeV 付近にある。

5.2.2 熱中性子炉のエネルギースペクトルの下での D P A

J M T R のエネルギースペクトルの下で Mo, Nb, V, Fe, Ni を照射した場合の D P A 値の計算結果を Fig. 16, 20, 23, 24, 26 に示す。Fig. 11 a) に示した熱中性子スペクトルは熱中性子束 $2.23 \times 10^{14} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ($E_n < 0.625 \text{ eV}$) の場合のもので、Fig. 11 b) は高速中性子束 $3.01 \times 10^{14} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ($E_n \geq 0.1 \text{ MeV}$) とした場合のものである。スペクトルの形は 0.1 MeV 以上の高エネルギー範囲では核分裂スペクトルとよく似ているが、J M T R のスペクトルでは低エネルギー側への裾野が長いために、D P A に対しては弾性散乱の寄与率が増加し、非弾性散乱のそれが減少している (Table 1)。また Fe に対してだけであるが、熱中性子による (n, γ) 反応の効果を計算した。これによると (n, γ) 反応の寄与率は 0.83% であった。他の核種でもせいぜい 1% 程度の効果である。したがって Fe と J M T R の組み合わせ以外では (n, γ) 反応の効果は無視することにした。^{注2)} Table 1 によれば、弾性散乱の効果は Ni で 81%, V で 74%, Fe で 70% となっており、いずれも Mo の 66%, Nb の 65% よりも大きな値となっている。また、(n, 2n) 反応の寄与率も 0.2% を越えることはない。

5.2.3 高速炉エネルギースペクトルの下での D P A

MONJU のエネルギースペクトルの下で Mo, Fe, Ni, Cr を照射した場合の D P A 値の計算結果を Fig. 17, 25, 27, 28 に示す。Fig. 12 に示した MONJU のスペクトルの全中性子束は $2.407 \times 10^{15} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ である。熱中性子炉に比べてスペクトルがかなり軟か

注1) 計算結果を示す図 (Fig. 15~28) は Mo, Nb, V, Fe, Ni, Cr の順に配列し、各材料ごとに核分裂スペクトル (FISSION), J M T R, MONJU, C T R-1, C T R-2 の順とした。計算は材料とスペクトルのすべての組み合わせについて行ったのではなく、比較的重要度の高い 14 組について行った。

注2) 核分裂スペクトルや高速炉および核融合炉の炉心スペクトルの下では、全中性子束に対する熱中性子束の割合が J M T R のような熱中性子炉に比べて圧倒的に小さく、(n, γ) 反応の効果はさらに小さくなるであろう。

くなっているために弾性散乱の効果が圧倒的に大きく、非弾性散乱の寄与の5~10倍程度のDPA値を有している。特にNiおよびCrにおいては弾性散乱の効果が90%程度を占めている。(n, 2n)反応の寄与は無視できる。JMTRの場合に比べてMONJUの場合のDPAの絶対値は3~4倍程度である。

5.2.4 核融合炉エネルギースペクトルの下でのDPA

CTR-1のスペクトルの下でMoを照射した場合のDPA値の計算結果をFig. 18に示す。またCTR-2のスペクトルの下でMo, Nbを照射した場合の結果をFig. 19, 21に示す。^{注)} CTR-1の全中性子束は $6.76 \times 10^{14} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, CTR-2のそれぞれは $3.36 \times 10^{15} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ としているために当然CTR-2におけるDPAが大きくなる。D-T核融合炉では1.41 MeV中性子が全中性子束の約20%を占めているから、この中性子による損傷が大きい。核融合炉における損傷の特徴的なことは(n, 2n)反応の効果が30%程度の寄与をもってくることである。(n, 2n)反応のしきい値が10 MeV前後にあり、エネルギーとともに単調増加の傾向を有するから1.41 MeV中性子のひき起こす(n, 2n)反応が大きく効いてくることになる。核融合炉においては、1.41 MeV中性子を中心とした高速中性子によるスパッタリングがイオンや中性粒子によるスパッタリングと同様、第一壁の損耗および不純物のプラズマ中への混入という観点から無視できない効果をもつ。第一壁の中性子によるスパッタリング量はDPAに比例することから、CTR-1におけるMoの場合を例にとると、弾性散乱、非弾性散乱および(n, 2n)反応の中性子スパッタリング収率への効果はそれぞれ43%, 28%, 29%の寄与を有していることがわかる。CTR-1ではJMTRの3倍、MONJUと同程度の損傷が起っている。またCTR-2ではCTR-1の5倍程度の損傷がひき起こされることはCTR-2の全中性子束がCTR-1のその約5倍であることから理解できる。

5.3 ヘリウム原子および水素原子の生成量

中性子照射によって発生するヘリウムおよび水素原子の濃度の計算に当たって検討すべき核反応は以下の通りである。ヘリウムについては

$$(n, \alpha), (n, n' \alpha), (n, n' 3\alpha), (n, 2n\alpha), (n, 2\alpha), \\ (n, 3\alpha), (n, \text{He}^3) \text{ など。}$$

水素については

$$(n, p), (n, n' p), (n, d), (n, t) \text{ など。}$$

現在までのところこれらの核反応の断面積に対する評価済データは(n, p), (n, α)反応を除いて非常に乏しく、ENDF/B-IIIおよびIVを用いて気体原子生成量の評価を系統的に行うことはできない。(n, γ)および(n, α)反応以外の反応については、そのしきいエネルギーがほとんどの元素で10 MeVを越えるので、熱中性子炉および高速炉においては無視できる。D-T核融合炉では1.41 MeV中性子が大きな比率を占めるので、(n, p), (n, α)

注) CTR-1では真空第一壁をMoとしたブランケット体系を有しており、²⁶⁾ CTR-2ではNbの体系を有する。²⁷⁾ したがってCTR-2のスペクトルの下でMoのDPAを計算することは、材料を変えたときの照射効果を見るための目安として考えて頂きたい。

以外の反応も考慮しなければならない場合も起こる。しかし本報告においては、 (n, p) および (n, α) 反応のみを考えることにし、それ以外の反応については核データが整備された段階で改めて考慮することにしたい。

中性子エネルギーの群分けに対応して、 i 番と $(i+1)$ 番目のエネルギーの間での平均的な (n, α) 、 (n, p) 反応の断面積をそれぞれ $\sigma_{\alpha}(i, i+1)$ 、 $\sigma_p(i, i+1)$ とすれば、1 年間の照射によって発生するヘリウムおよび水素原子の量は各群について

$$N_{He}(i, i+1) = 3.154 \times 10^{-11} \sigma_{\alpha}(i, i+1) C \phi(i, i+1) (\text{appm} \cdot \text{yr}^{-1}) \quad (71)$$

$$N_H(i, i+1) = 3.154 \times 10^{-11} \sigma_p(i, i+1) C \phi(i, i+1) (\text{appm} \cdot \text{yr}^{-1}) \quad (72)$$

で与えられる。全発生量は (71)、(72) 式の i についての和をとってやればよい。

計算結果は Table 1 の最右欄に示した。ここには Mo の場合の値が示されていない。これは ENDF/B-III に (n, α) 、 (n, p) 反応断面積の評価済データがないためである。ただし CTR-1 の Mo 第一壁での計算値は祝・関²⁵⁾ の値からの推定値である。CTR-2 を例にとると、核融合炉では熱中性子炉に比べて 2~3 桁大きい生成量となる。また Fe および Ni で比較すると、MONJU と JMTR での気体原子生成量はほぼ同程度である。核融合炉の第一壁における気体原子生成量の 85~90% は 14.1 MeV 中性子によるものである。たとえばわれわれの計算結果では CTR-2 において 14.1 MeV 中性子による水素原子の生成量は $672 \text{ appm} \cdot \text{yr}^{-1}$ である。

6. 検 討

前記の 5 種類の中性子エネルギースペクトルの下での Mo に対する DPA 値の計算結果 (Fig. 15~19) を書き直し、エネルギーが E_n より小さい中性子が DPA 値に寄与する割合を Fig. 29 に示した。この図では全 DPA 値を 1 と規格化してあるので、DPA の絶対値を知るには図に示した値に Table 1 の全 DPA の数値を乗ればよい。このような表現をしておくと、はじき出し損傷の中性子エネルギー依存性に関して原子炉のスペクトルの効果がよくわかる。DPA 値が 10% を越える中性子エネルギーについて Fig. 29 からの値は、MONJU で 0.2 MeV 以上、JMTR で 0.4 MeV 以上、核分裂スペクトルで 0.7 MeV 以上、CTR-1、CTR-2 で 1 MeV 以上である。さらに核融合炉の場合、14.1 MeV 中性子だけで全 DPA の 50~60% を占めてしまうことから、14.1 MeV 中性子の照射損傷に対する重要性を特に強調しなければならない。

数 MeV 以上のエネルギーではほとんどの物質で (n, p) 、 (n, α) 反応が起こる。しかしながら、これらの反応の断面積は弾性散乱や非弾性散乱のそれよりも 2 桁ほど小さい。したがってこれらの反応を通じての損傷関数への寄与は核融合炉を除けば無視できる。核融合炉では 14.1 MeV 中性子のひき起こす (n, p) 、 (n, α) 反応による損傷への寄与が無視できなく

以外の反応も考慮しなければならない場合も起こる。しかし本報告においては、 (n, p) および (n, α) 反応のみを考えることにし、それ以外の反応については核データが整備された段階で改めて考慮することにした。

中性子エネルギーの群分けに対応して、 i 番と $(i+1)$ 番目のエネルギーの間での平均的な (n, α) 、 (n, p) 反応の断面積をそれぞれ $\sigma_{\alpha}(i, i+1)$ 、 $\sigma_p(i, i+1)$ とすれば、1 年間の照射によって発生するヘリウムおよび水素原子の量は各群について

$$N_{He}(i, i+1) = 3.154 \times 10^{-11} \sigma_{\alpha}(i, i+1) C \phi(i, i+1) (\text{appm} \cdot \text{yr}^{-1}) \quad (71)$$

$$N_H(i, i+1) = 3.154 \times 10^{-11} \sigma_p(i, i+1) C \phi(i, i+1) (\text{appm} \cdot \text{yr}^{-1}) \quad (72)$$

で与えられる。全発生量は (71)、(72) 式の i についての和をとってやればよい。

計算結果は Table 1 の最右欄に示した。ここには Mo の場合の値が示されていない。これは ENDF/B-III に (n, α) 、 (n, p) 反応断面積の評価済データがないためである。ただし CTR-1 の Mo 第一壁での計算値は祝・関²⁵⁾ の値からの推定値である。CTR-2 を例にとると、核融合炉では熱中性子炉に比べて 2~3 桁大きい生成量となる。また Fe および Ni で比較すると、MONJU と JMTR での気体原子生成量はほぼ同程度である。核融合炉の第一壁における気体原子生成量の 85~90% は 14.1 MeV 中性子によるものである。たとえばわれわれの計算結果では CTR-2 において 14.1 MeV 中性子による水素原子の生成量は $672 \text{ appm} \cdot \text{yr}^{-1}$ である。

6. 検 討

前記の 5 種類の中性子エネルギースペクトルの下での Mo に対する DPA 値の計算結果 (Fig. 15~19) を書き直し、エネルギーが E_n より小さい中性子が DPA 値に寄与する割合を Fig. 29 に示した。この図では全 DPA 値を 1 と規格化してあるので、DPA の絶対値を知るには図に示した値に Table 1 の全 DPA の数値を乗ればよい。このような表現をしておくと、はじき出し損傷の中性子エネルギー依存性に関して原子炉のスペクトルの効果がよくわかる。DPA 値が 10% を越える中性子エネルギーについて Fig. 29 からの値は、MONJU で 0.2 MeV 以上、JMTR で 0.4 MeV 以上、核分裂スペクトルで 0.7 MeV 以上、CTR-1、CTR-2 で 1 MeV 以上である。さらに核融合炉の場合、14.1 MeV 中性子だけで全 DPA の 50~60% を占めてしまうことから、14.1 MeV 中性子の照射損傷に対する重要性を特に強調しなければならない。

数 MeV 以上のエネルギーではほとんどの物質で (n, p) 、 (n, α) 反応が起こる。しかしながら、これらの反応の断面積は弾性散乱や非弾性散乱のそれよりも 2 桁ほど小さい。したがってこれらの反応を通じての損傷関数への寄与は核融合炉を除けば無視できる。核融合炉では 14.1 MeV 中性子のひき起こす (n, p) 、 (n, α) 反応による損傷への寄与が無視できなく

なる場合がありさらに改良が必要となる。^{注1)}

Table 1のDPAの欄に示した値は絶対値である。実際にはスペクトルの形にそれほど差がなくても、原子炉の出力が大きく変化する場合があります、それに応じてDPAの絶対値も変化する。したがって

$$\sigma_D = \frac{\text{DPA}}{\sum_{E_n \geq 0.1 \text{ MeV}} \phi(i, i+1)} \quad (73)$$

で定義される損傷断面積 (damage cross section) σ_D を材料と中性子スペクトルの各組み合わせに対して計算しておけば、出力の変化に関係のない定数となる。 $E_n \geq 0.1 \text{ MeV}$ としたのは、0.1 MeV以上のエネルギー範囲の高速中性子束によってスペクトルを特徴づける場合が多いからである。^{注2)} 損傷断面積を計算しておくると便利なのは、これに0.1 MeV以上での中性子フルエンス ($\text{n} \cdot \text{cm}^{-2}$) の 10^{-24} 倍を乗じてやればDPA値を簡単に算出することができることから理解できよう。 σ_D の値は $\text{dpa} \cdot \text{barn}$ を単位にして数100程度の大きさを持ち、スペクトルの“硬さ”によって影響を受ける。Moの場合でみると核融合炉における σ_D の値が最も大きな値を持ち、高速炉で比較的小さいのはこのためである。

熱中性子炉でNiを中性子照射する場合には、He原子生成量の評価にあたって特に以下のようなことを考慮しなければならない。BauerとKangilaski³⁰⁾が指摘しているように、 ^{58}Ni は熱中性子による次の2段階の核反応を経て大量のHe原子を生成する。

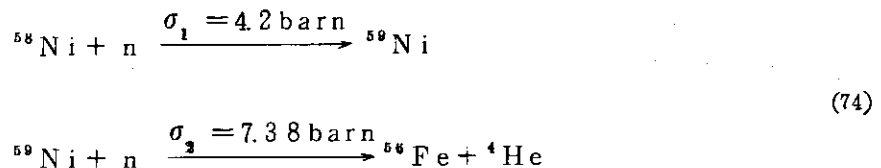


Table 1に示したJMTRでNiを中性子照射した場合のHe原子の生成量の値は、高速中性子による(n, α)反応だけを考えた場合のものである。McElroyとFarrar³¹⁾は、この(74)式の反応を考慮した場合、熱中性子のフルエンスがおおよそ $3 \times 10^{20} \sim 1 \times 10^{23} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$ の範囲に対して適用できるHe原子生成量を与える近似式

$$\text{He (atoms/1g Ni)} = 9.8 \times 10^{-19} (\phi_0 t)^{1.68} \quad (75)$$

を提案している。 $\phi_0 t$ が熱中性子のフルエンスである。熱領域におけるJMTRの中性子スペクトル (Fig. 11 a) 参照) を用いて、(75)式によってNiのJMTRでの照射におけるHe原子生成量を計算すると $5.92 \text{ appm} \cdot \text{yr}^{-1}$ となる。高速中性子の(n, α)反応も含めて $8.15 \text{ appm} \cdot \text{yr}^{-1}$ という大きな値を得る。

注1) たとえば、Niにおける14.1 MeV中性子の(n, p)反応による損傷関数は約700 barnとなり、CTR-1のスペクトルの下ではおおよそ $0.9 \times 10^{-7} \text{ dpa} \cdot \text{sec}^{-1}$ の損傷が引き起こされる。他方、14.1 MeV中性子の弾性および非弾性散乱と(n, 2n)反応によるDPA値の和は約 $1.8 \times 10^{-7} \text{ dpa} \cdot \text{sec}^{-1}$ であるから(n, p)反応のDPAへの寄与は14.1 MeVにおいて33%という大きな値を示す。しかし、MoやNbなどではこれより1桁小さい数値となる。

注2) たとえば本計算に用いたスペクトルにおいては、核分裂スペクトル 9.85×10^{13} , JMTR 3.01×10^{14} , MONJU 1.45×10^{15} , CTR-1 5.77×10^{14} , CTR-2 $2.61 \times 10^{15} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ($E_n \geq 0.1 \text{ MeV}$) などである。

Table 1

Material	Reactor	DPA, $\times 10^{-7}$ dpa. sec ⁻¹ Contribution, %				Damage cross section, dpa. barn	Gas atom production rate, appm. yr ⁻¹	
		(n, n)	(n, n')	(n, 2n)	sum total		He	H
Mo	Fission spectrum	03312	02201	00011	05523	561	—	—
		59.96	39.86	0.18	100			
Mo	JMTR	0.9544	0.4784	0.0026	1.4354	477	—	—
		66.49	33.33	0.18	100			
Mo	MONJU	3875	08441	00034	47225	327	—	—
		82.05	17.87	0.07	100			
Mo	CTR-1	1841	1.181	1.245	4.267	740	—	—
		43.15	27.68	29.18	100			
Mo	CTR-2	8674	5.442	7.073	21.189	812	—	—
		40.94	25.68	33.38	100			
Nb	JMTR	0.8871	0.4849	0.0012	1.3732	457	0.408	2.78
		64.60	35.31	0.09	100			
Nb	CTR-2	7.237	7.634	6.484	21.355	819	232.9	783.1
		33.89	35.75	30.36	100			
V	Fission spectrum	0.6655	0.3062	0.00015	0.9719	987	0.0465	2.79
		68.47	31.51	0.02	100			
V	JMTR	1.925	0.6705	0.0004	2.5959	863	0.114	5.78
		74.16	25.83	0.02	100			
Fe	JMTR	1.531	0.6430	0.0002	2.1742	723	1.80	35.26
		70.42	29.57	0.01	100			
Fe	MONJU	5.555	1.042	0	6.597	457	242	498.2
		84.20	15.8	0	100			
Ni	JMTR	1.913	0.4367	0	2.3497	781	223 ^{c)}	492.3
		81.41	18.59	0	100			
Ni	MONJU	7.600	0.6529	0	8.2529	571	294	718.3
		92.09	7.91	0	100			
Cr	MONJU	6.252	0.7862	0	7.0382	487	290	527
		88.83	11.17	0	100			
316SS	MONJU	5.920	0.9545	0	6.8745	474	≥ 253	≥ 117.1
		86.12	13.88	0	100			

計算結果の一覧表。ENDF/B-IIIにはMoの(n, p)および(n, α)反応の評価済み断面積のデータがない。a) およびb)は祝・関²⁵⁾の計算結果で、b)は(n, p), (n, d)および(n, n'p)反応を考慮したもの。c)の値は(74)式で与えられる熱中性子によるHe生成核反応を無視した値。これを考慮すると8.15 (appm. yr⁻¹)となる。

本報告により中性子照射損傷に関する計算法の確立という大きな目的が達成できたと考える。各種原子炉における材料の中性子照射損傷の解析・評価に役立つことを期待したい。

謝 辞

本計算の結果を図面化する計算コードは燃料工学部材料物性研究室の有賀武夫氏が作成したものである。また核融合研究部炉設計研究室の関泰氏から核融合炉の中性子スペクトルを、材料試験炉部計画課の飯田浩正氏（現核融合研究部炉設計研究室）からJ M T Rの中性子スペクトルを提供して頂いた。さらに物理部核データ研究室の中川庸雄、成田孟の両氏にはENDF/B-IIIの使用方法について懇切な御教示を頂いた。以上の諸氏に深く感謝したい。

本報告により中性子照射損傷に関する計算法の確立という大きな目的が達成できたと考える。各種原子炉における材料の中性子照射損傷の解析・評価に役立つことを期待したい。

謝 辞

本計算の結果を図面化する計算コードは燃料工学部材料物性研究室の有賀武夫氏が作成したものである。また核融合研究部炉設計研究室の関泰氏から核融合炉の中性子スペクトルを、材料試験炉部計画課の飯田浩正氏（現核融合研究部炉設計研究室）からJ M T Rの中性子スペクトルを提供して頂いた。さらに物理部核データ研究室の中川庸雄、成田孟の両氏にはENDF/B-Ⅲの使用法について懇切な御教示を頂いた。以上の諸氏に深く感謝したい。

参 考 文 献

- 1) G. H. Kinchin and R. S. Pease, Rep. Prog. Phys., 18 (1955) 1.
- 2) F. Seitz and J. S. Koehler, Solid State Phys., 2 (1956) 307.
- 3) B. T. Kelly, "Irradiation Damage to Solids", Pergamon Press (1966).
- 4) W. F. Sheeley, Nucl. Sci. Engng., 29 (1967) 165.
- 5) J. Lindhard and M. Scharff, Phys. Rev., 124 (1961) 128.
- 6) J. Lindhard and P. V. Thomsen, "Radiation Damage in Solids, vol.1", IAEA (1962) p.65.
- 7) J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff and P. V. Thomsen, Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd., 33 (1963) No.14.
- 8) J. Lindhard, M. Scharff and H. E. Schiøtt, *ibid.*, 33 (1963) No.10.
- 9) G. R. Piercy, J. Nucl. Mat., 29 (1969) 267.
- 10) M. T. Robinson, Proc. Nuclear Fusion Reactors Conf., BNES (1969) p.364.
- 11) D. G. Doran, Nucl. Sci. Engng., 49 (1972) 130.
- 12) P. Sigmund, Appl. Phys. Letters, 14 (1969) 114.
- 13) I. M. Torrens and M. T. Robinson, "Interatomic Potentials and Simulation of Lattice Defects", eds. P. C. Gehlen, J. R. Beeler, Jr. and R. I. Jaffee, Plenum Press (1972) p.423.
- 14) M. T. Robinson and I. M. Torrens, Phys. Rev. B, 9 (1974) 5008.
- 15) M. K. Drake, ed., BNL 50274 (T-601), ENDF 102, vol.1 (1970).
- 16) D. B. Thomson, Phys. Rev., 129 (1963) 1649.
- 17) 湯川秀樹・高木修二・丸森寿夫, "原子核論" (岩波講座 現代物理学の基礎, 第10卷, 1973) p. 516.
- 18) J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, "Theoretical Nuclear Physics", John Wiley and Sons (1952) p.371.
- 19) S. Yiftah, D. Okrent and P. A. Moldauer, "Fast Reactor Cross Sections", Pergamon Press (1960).
- 20) M. Segev, ANL-7710 (1971) p.374.
- 21) G. R. Odette, Trans ANS, 15 (1972) 464.
- 22) G. A. Bartholomew and L. V. Groshev, et al., Nucl. Data A, 3 (1967) 367.
- 23) A. D. Rossin, Nucl. Sci. Engng., 9 (1961) 137.
- 24) A. D. Rossin, Symposium on Radiation Effects on Metals and Neutron Dosimetry, ASTM STP-341, ASTM (1963) p.115.
- 25) 祝一裕・関泰, JAERI-M 5855 (1974).
- 26) K. Sako, et al., IAEA-CN-33/G1-5 (1974).
- 27) D. Steiner, ORNL-TM-4177 (1973).

- 28) M. J. Norgett, M. T. Robinson and I. M. Torrens, Nucl. Engng. Design, 33 (1975) 50.
- 29) G. L. Kulcinski et al., "Wisconsin Tokamak Reactor Design", UWEDM-68 vol. 1, Chap. VI. Radiation Damage.
- 30) A. A. Bauer and M. Kangilaski, J. Nucl. Mat., 42 (1972) 91.
- 31) W. N. McElroy and H. Farrar IV, CONF-710601 (1971).
- 32) O. Ozer and D. Garber (assembled), BNL 17541, (ENDF-201) (1973).
- 33) 曾根和穂・白石健介, "原子炉材料の中性子照射損傷計算プログラム (計算コード: TENJIN'D)". (1975) (unpublished).

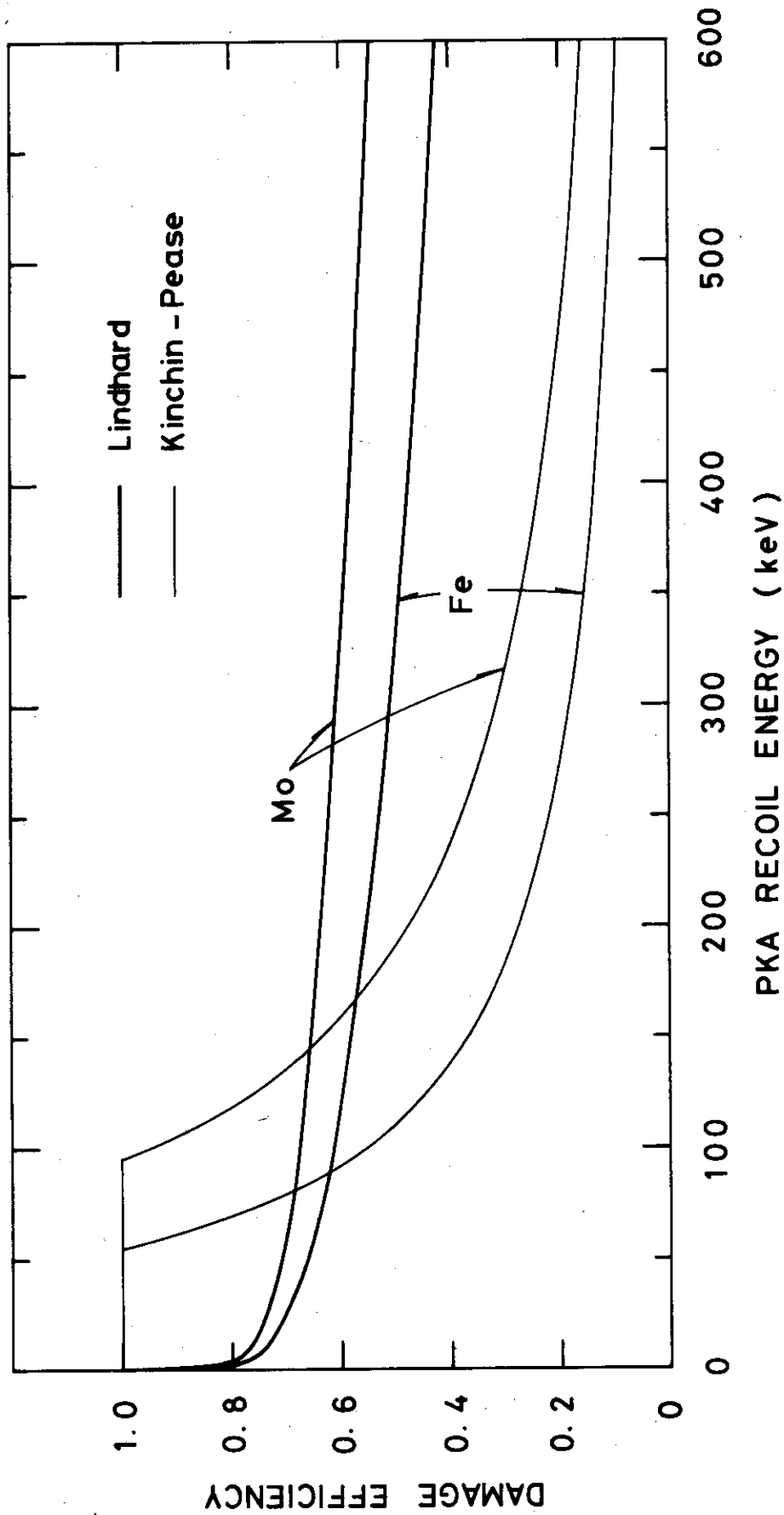


Fig. 1. MoとFeの損傷効率。それぞれについてLindhardモデルおよびKinchin-Peaseモデルによる計算値を示した。

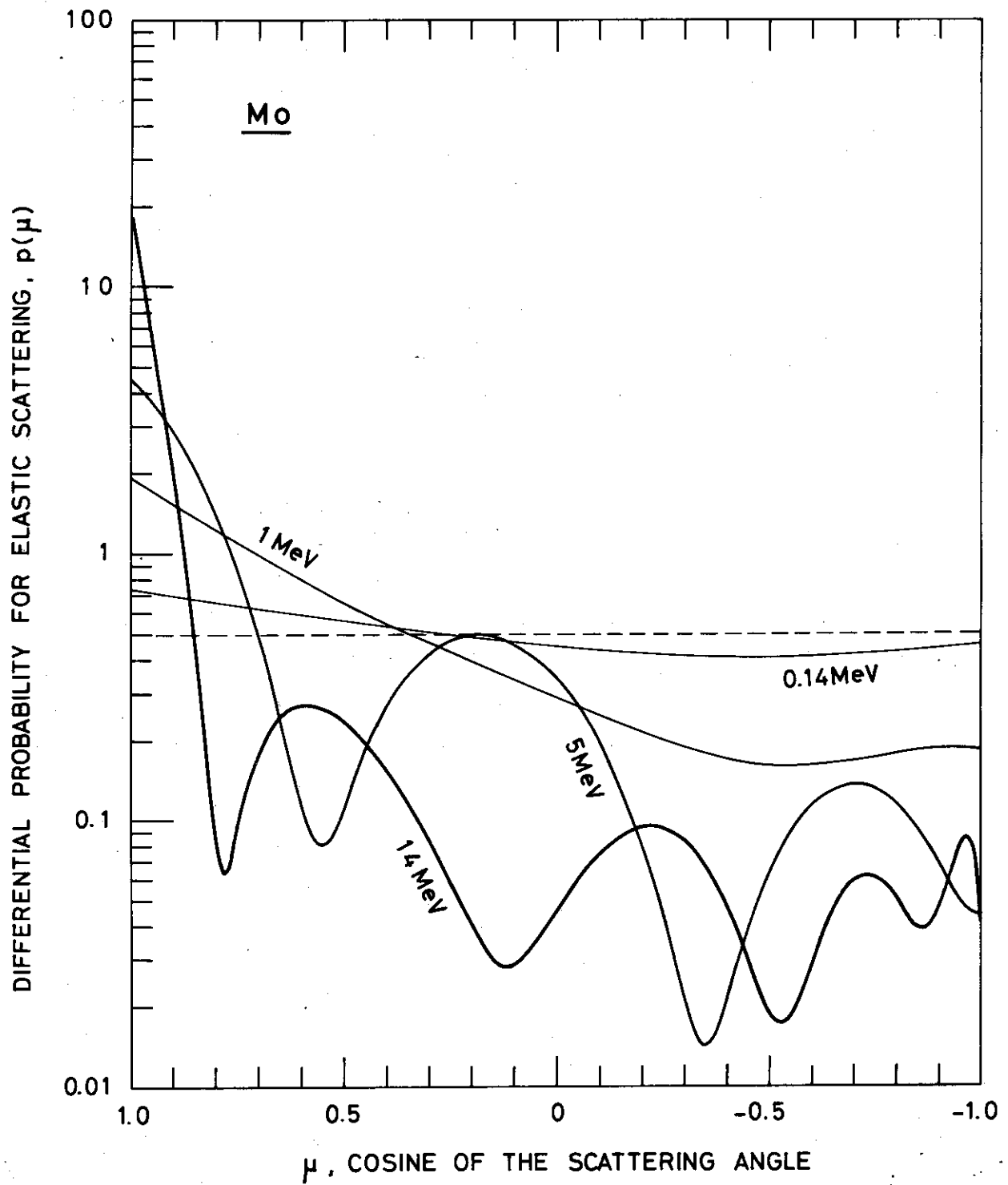


Fig. 2. 実験室系におけるMoによる弾性散乱中性子の角度分布。ENDF/B-IIIによって計算。

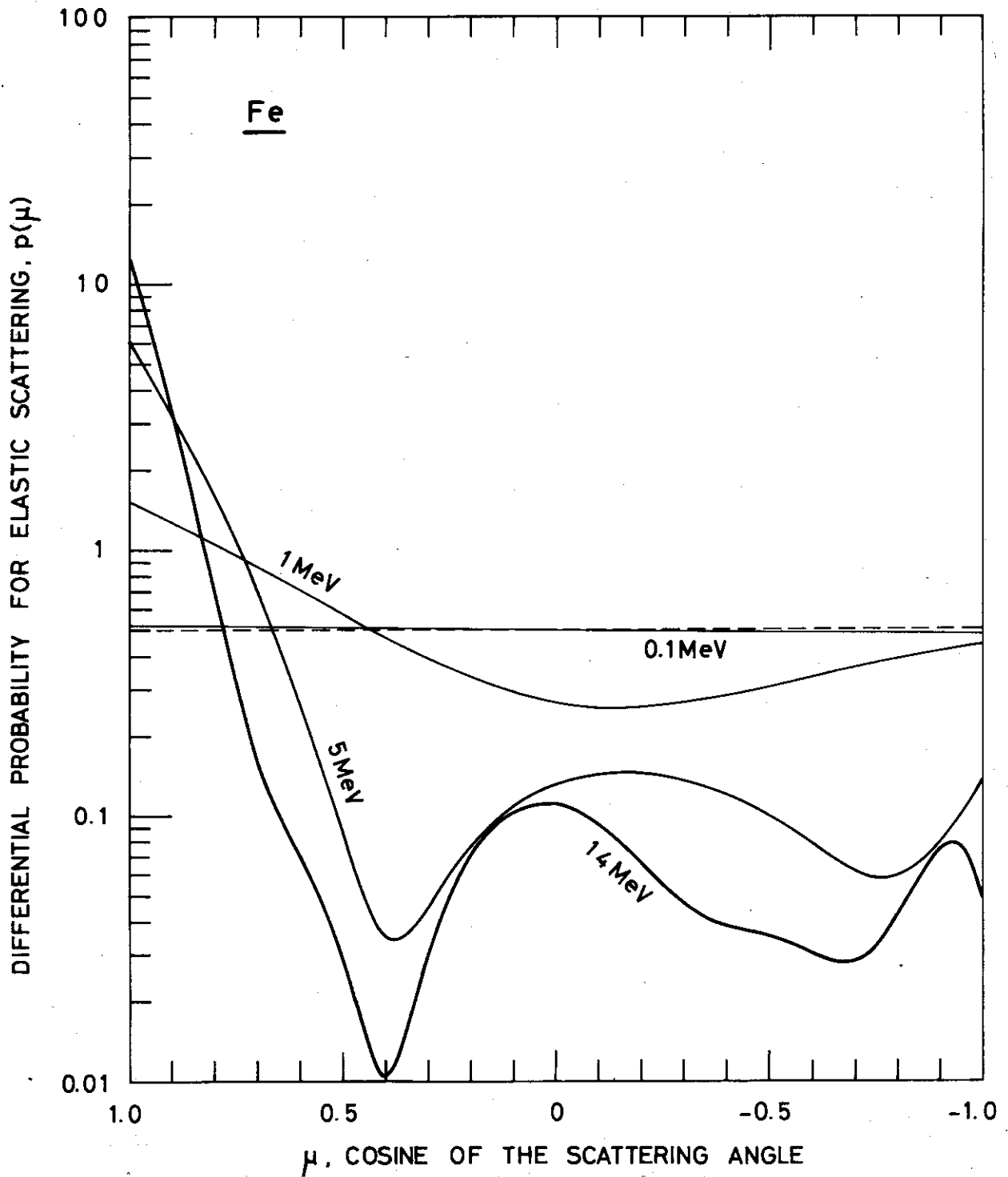


Fig. 3. 実験室系におけるFeによる弾性散乱中性子の角度分布。ENDF/B-IIIによって計算。

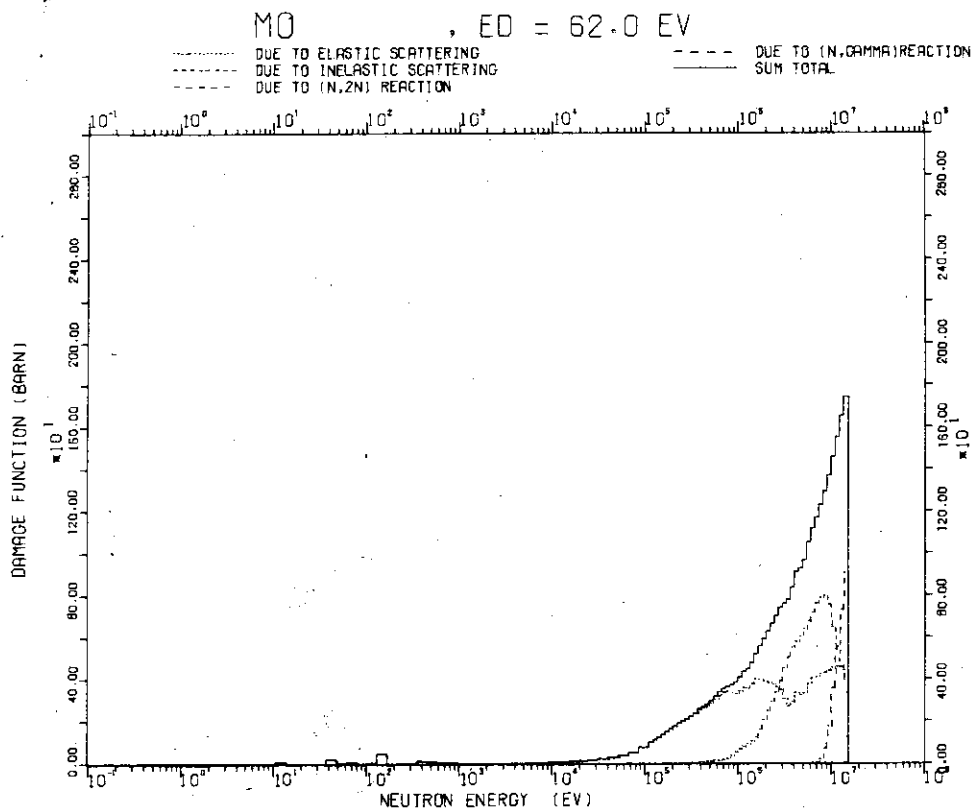


Fig. 4 Moの損傷関数 (barn)。

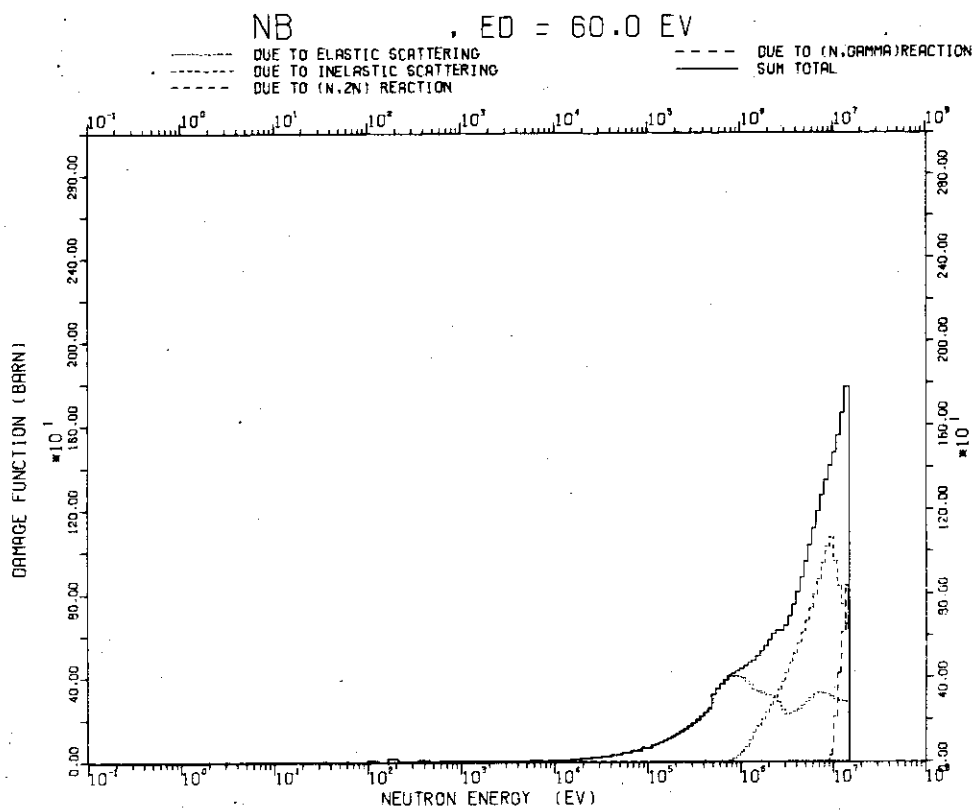


Fig. 5 Nbの損傷関数 (barn)。

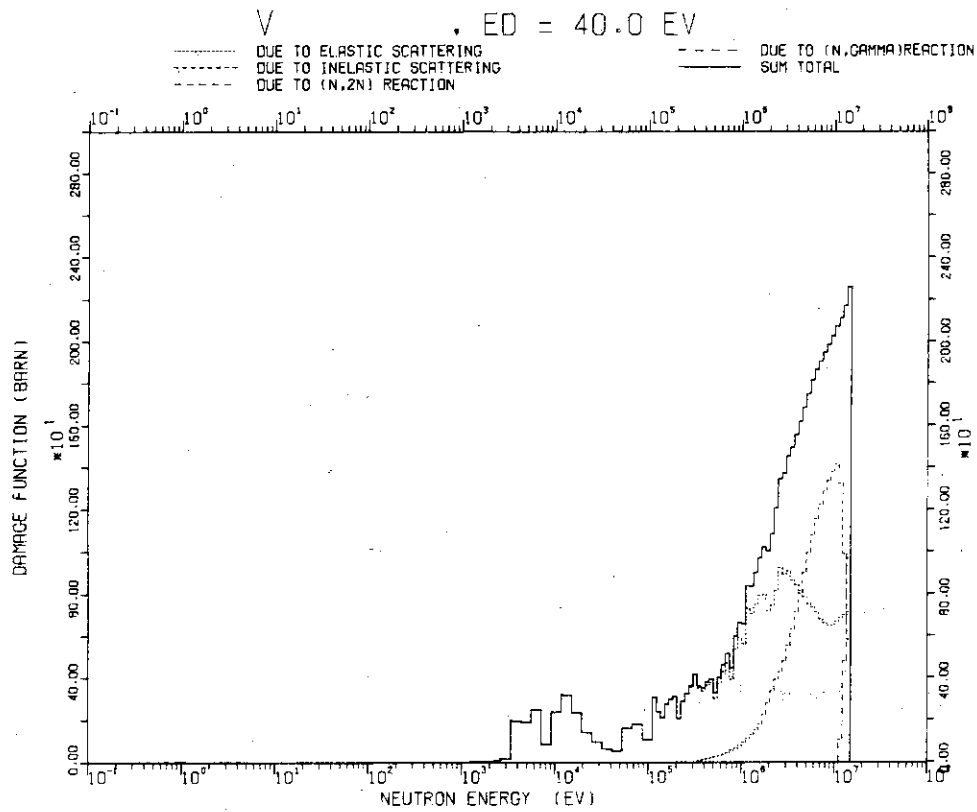


Fig. 6. Vの損傷関数 (barn)。

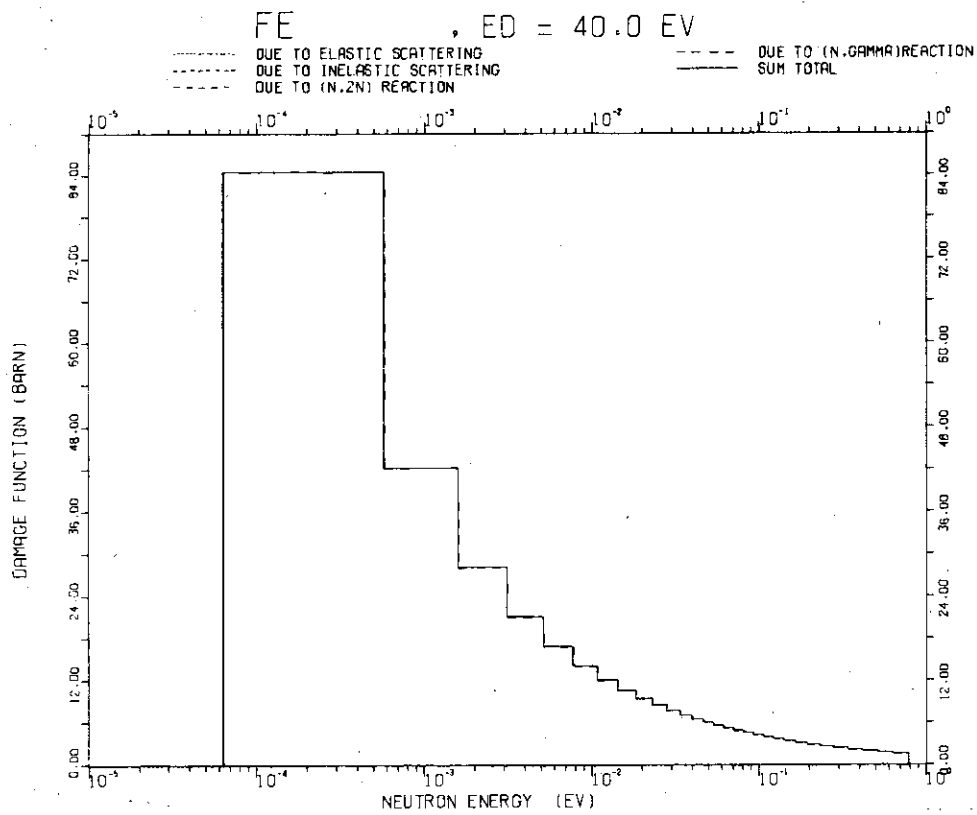


Fig. 7.a) 熱領域におけるFeの損傷関数 (barn)。

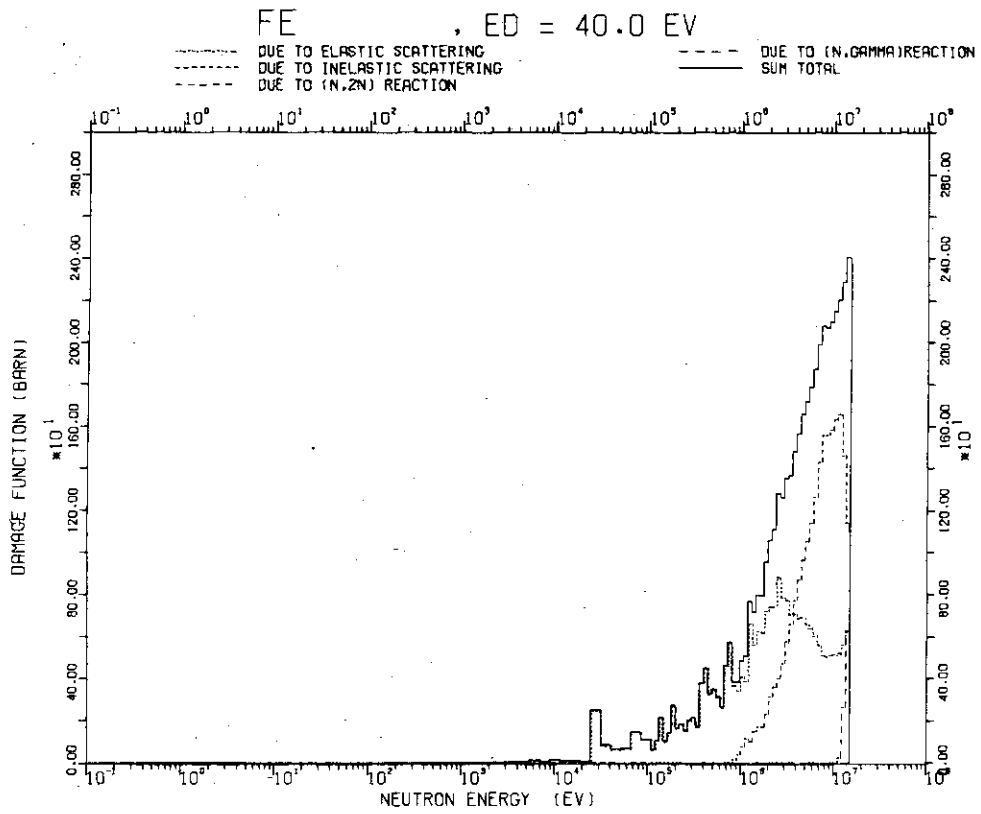


Fig. 7.b) 高速領域におけるFeの損傷関数 (barn)。

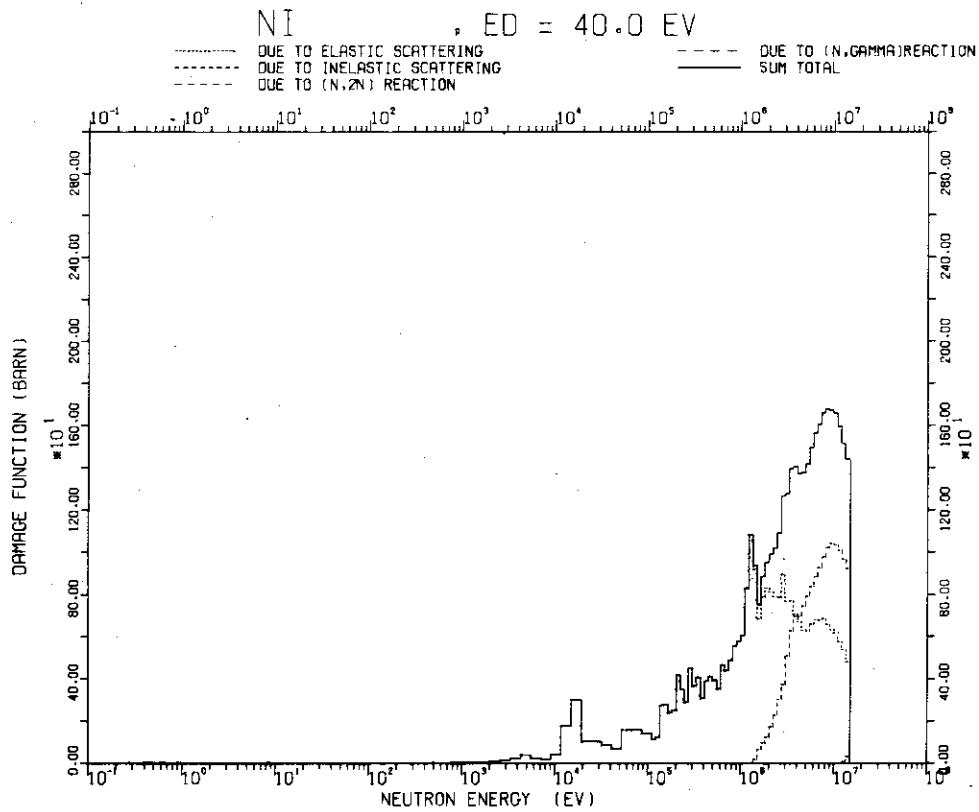


Fig. 8. Niの損傷関数 (barn)。

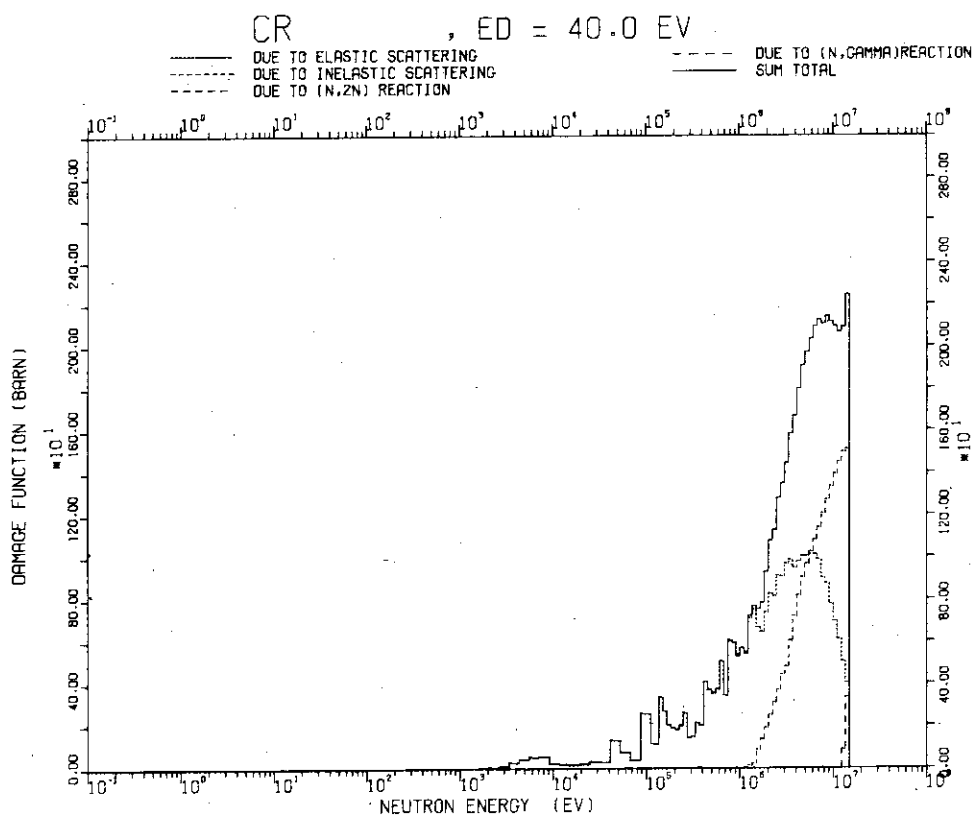


Fig. 9. Cr の損傷関数 (barn)。

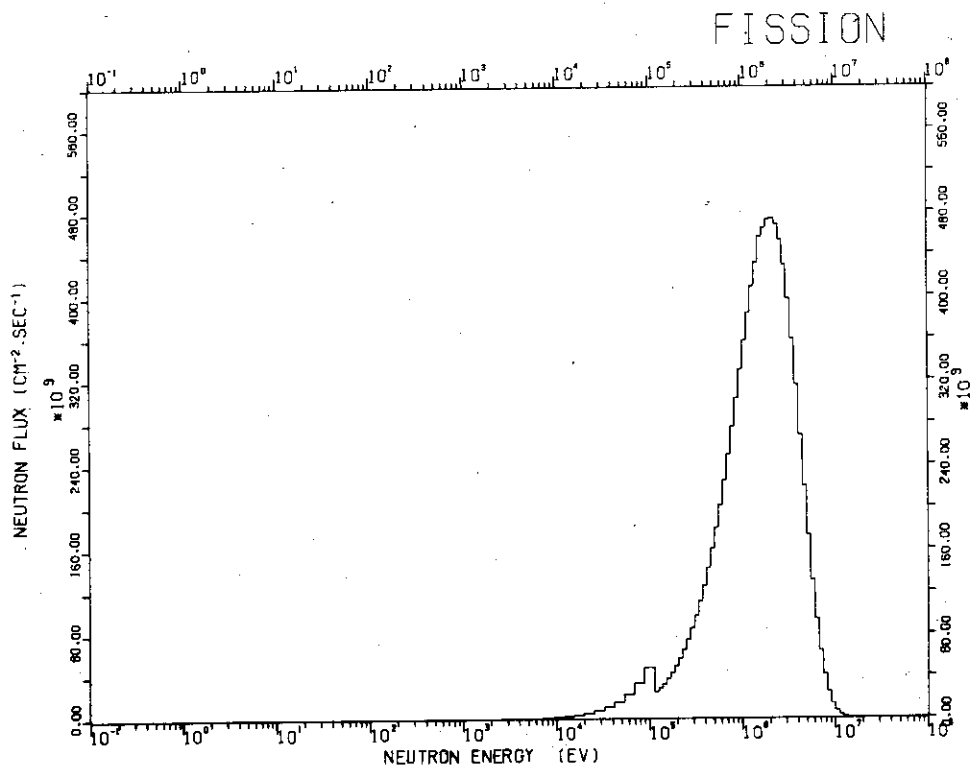


Fig. 10. Watt の式より算出した核分裂スペクトル。全中性
 子束: $1 \times 10^{14} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ 。

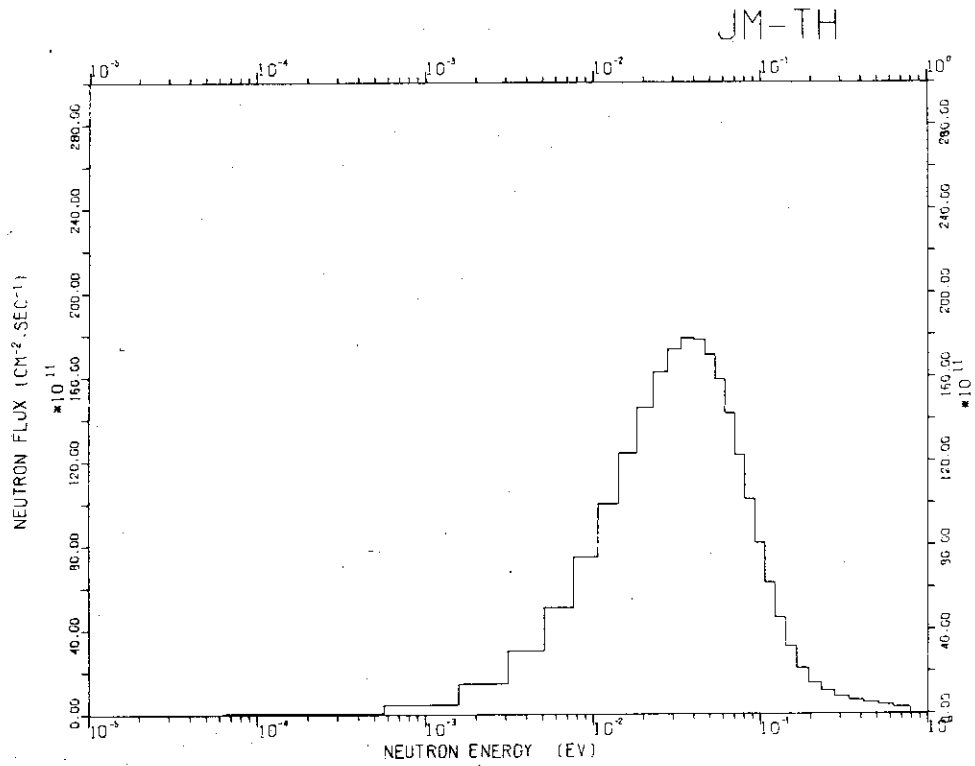


Fig. 11. a) JMTRの熱領域の中性子エネルギースペクトル。熱中性子束： $2.23 \times 10^{14} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ($E_n < 0.625 \text{ eV}$)。

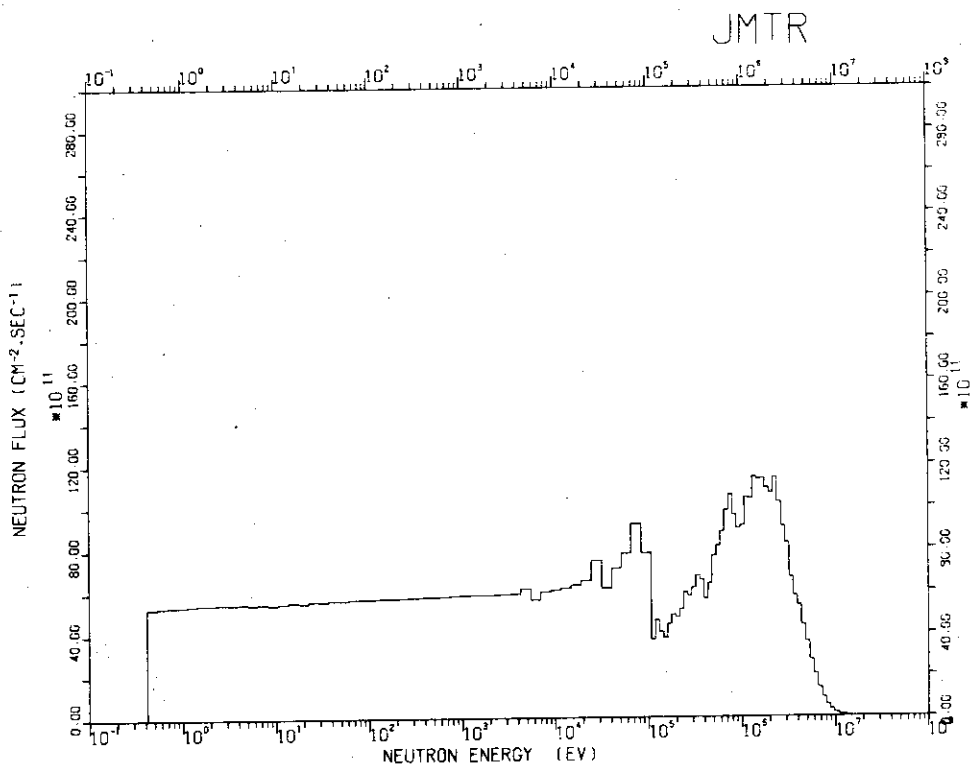


Fig. 11. b) JMTRの燃料領域における中性子エネルギースペクトル。高速中性子束： $3.01 \times 10^{14} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ($E_n \geq 0.1 \text{ MeV}$)。

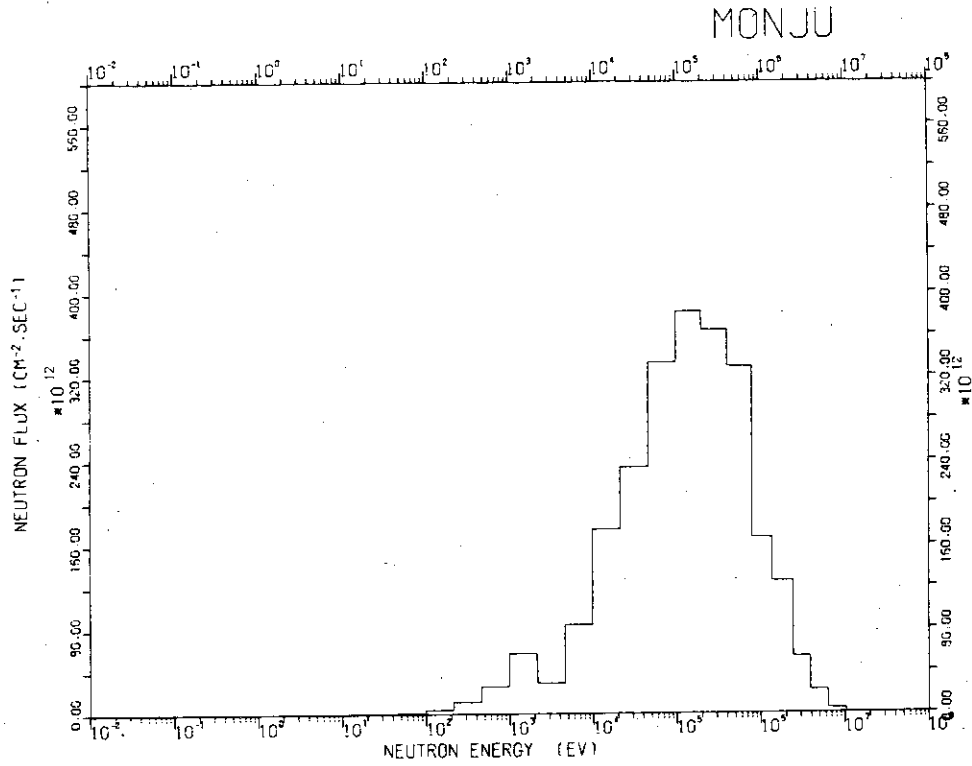


Fig. 12 MONJUの中性子エネルギースペクトル。高速中性子束： 1.45×10^{15} n·cm⁻²·sec⁻¹ ($E_n \geq 0.1$ MeV)。

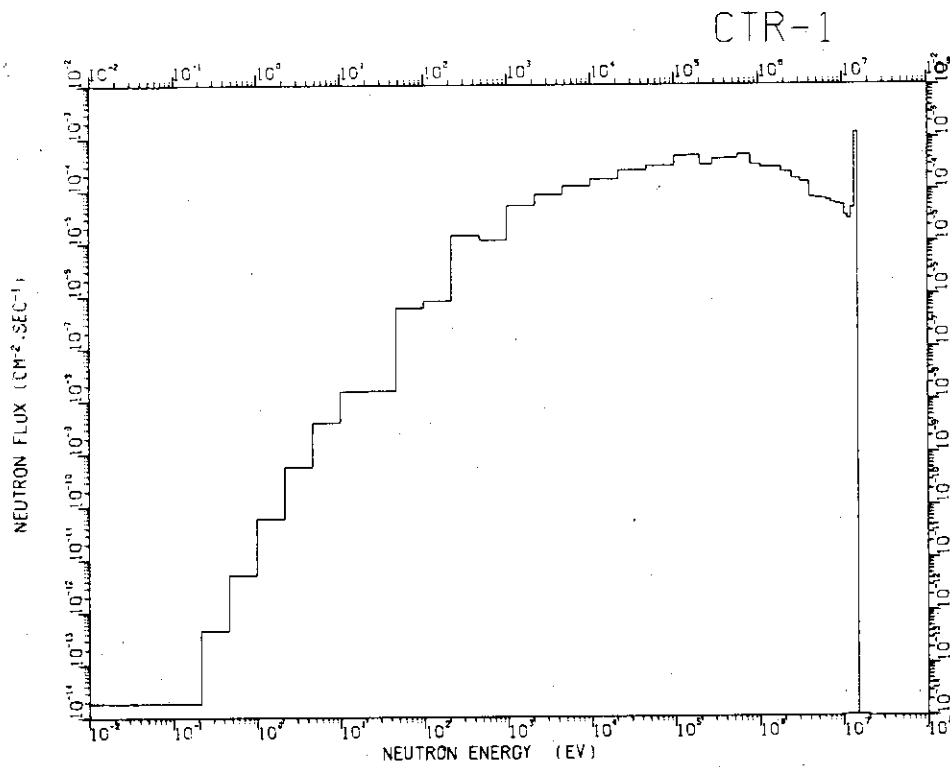


Fig. 13 CTR-1 (原研2次設計²⁶⁾)の真空第一壁における中性子エネルギースペクトル。高速中性子束： 5.77×10^{14} n·cm⁻²·sec⁻¹ ($E_n \geq 0.1$ MeV)。

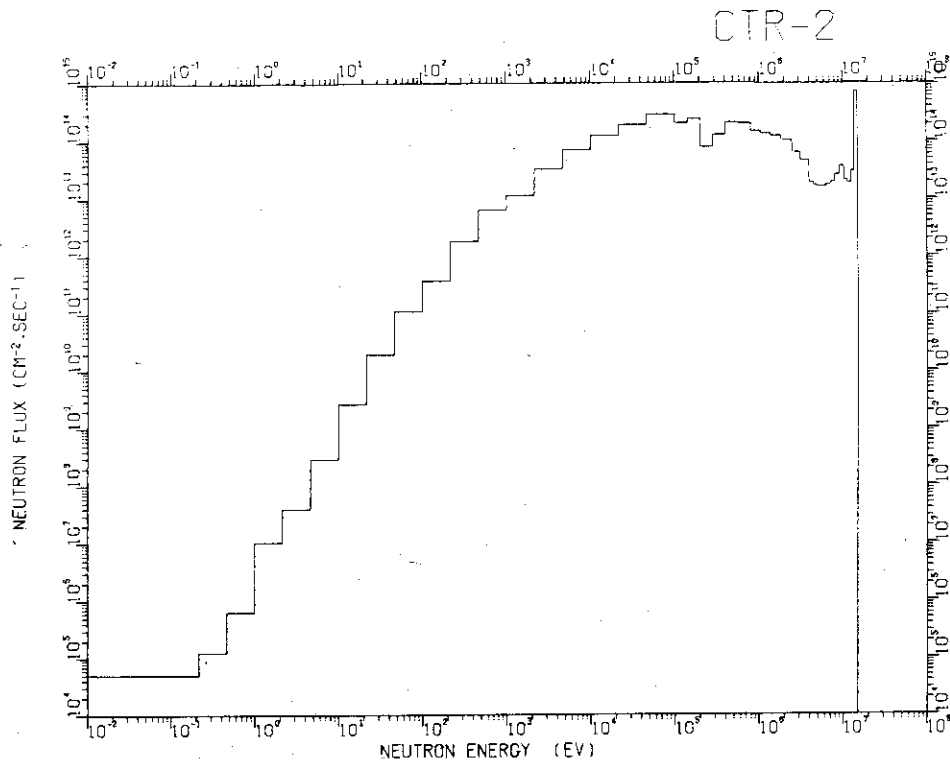


Fig. 14 CTR-2 (ORNL-B.M.²⁷⁾) の真空第一壁における中性子エネルギースペクトル。高速中性子束： $2.61 \times 10^{15} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ($E_n \geq 0.1 \text{ MeV}$)。

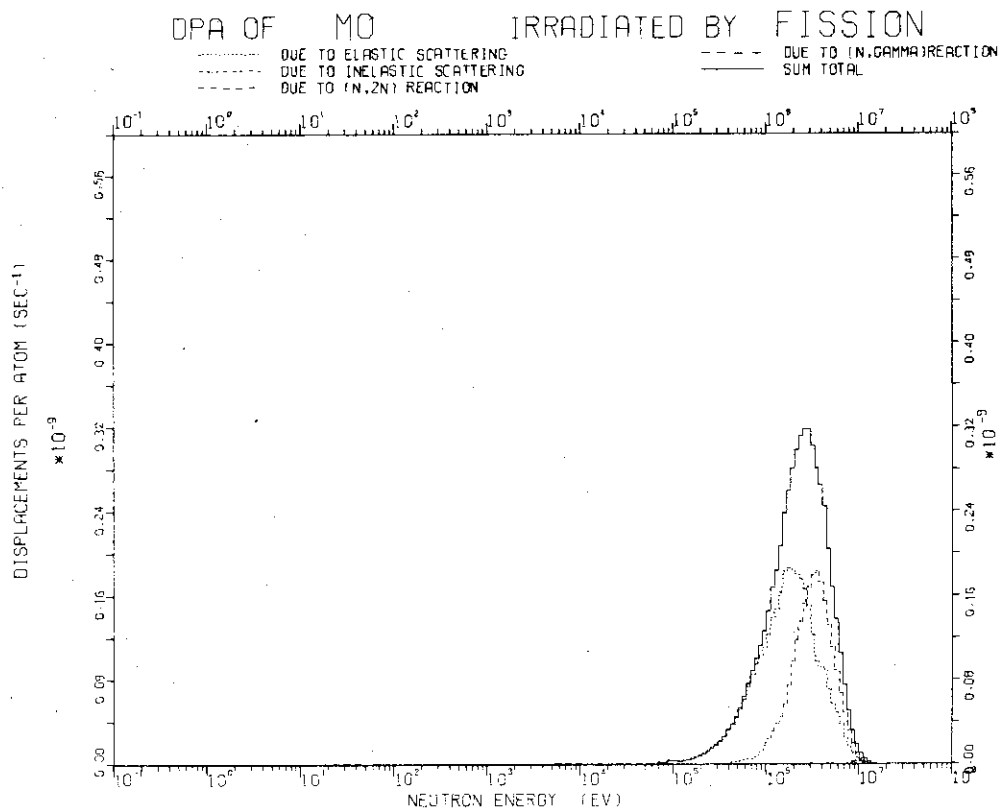


Fig. 15. 核分裂スペクトルの下でMoを中性子照射した場合のDPAの計算値。

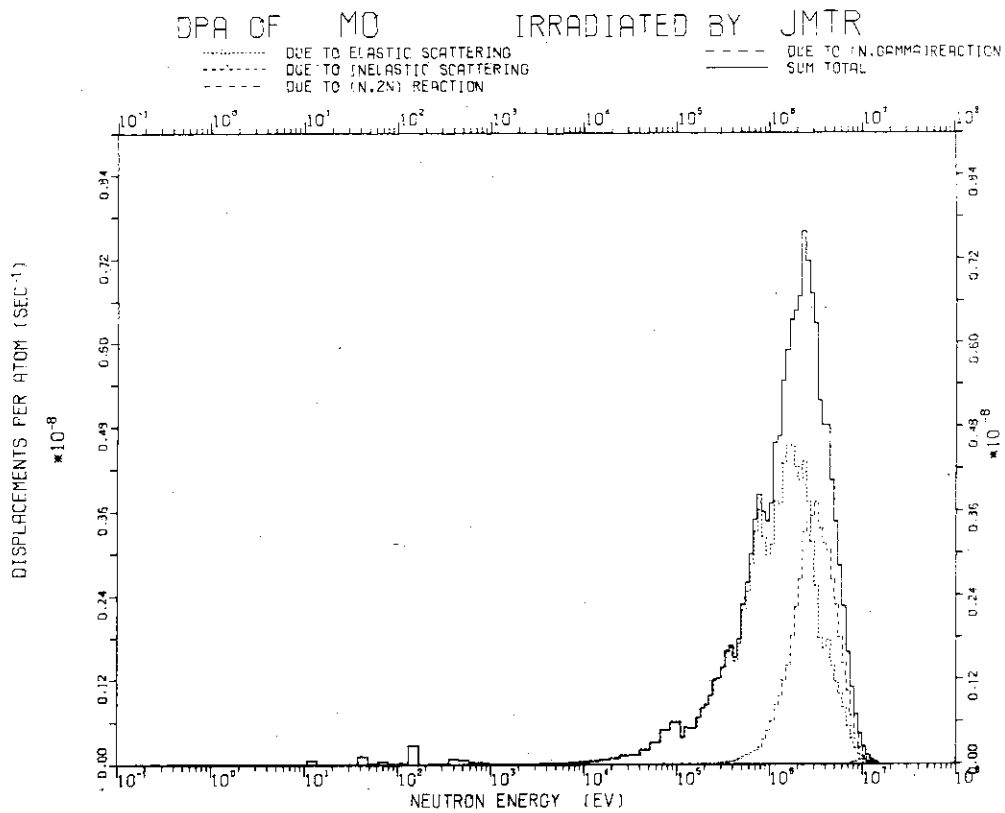


Fig. 16. JMTRのスペクトルの下でMoを中性子照射した場合のDPAの計算値。

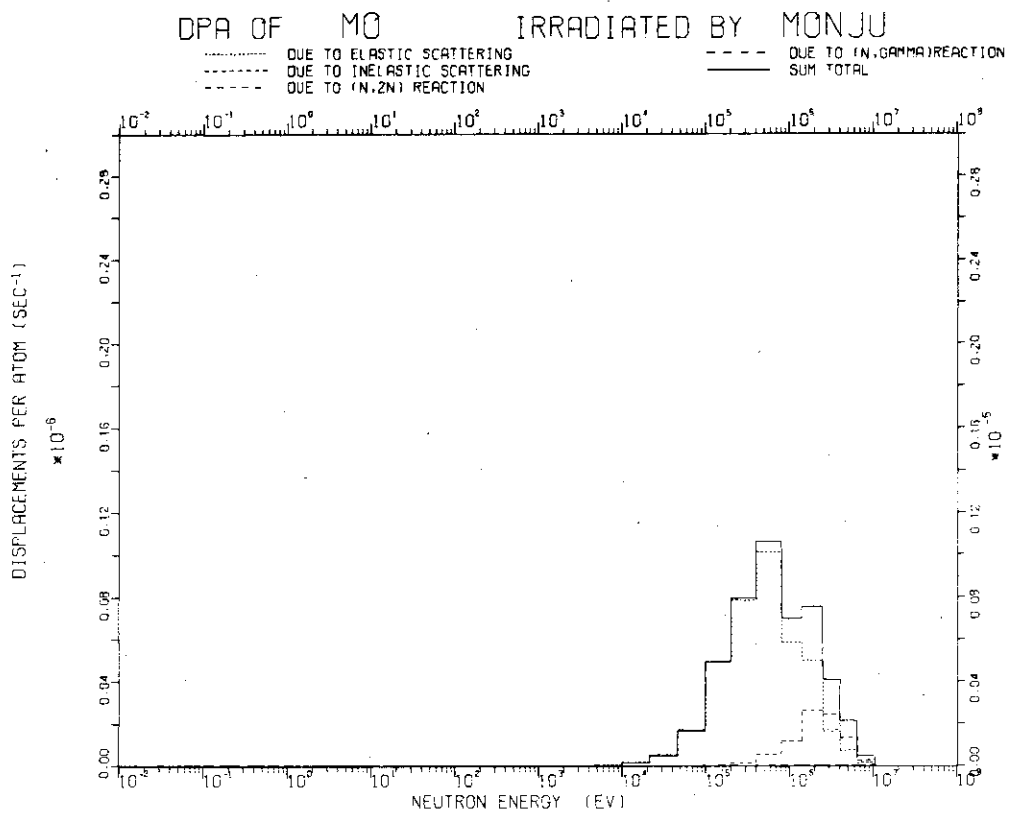


Fig. 17. MONJUのスペクトルの下でMoを中性子照射した場合のDPAの計算値。

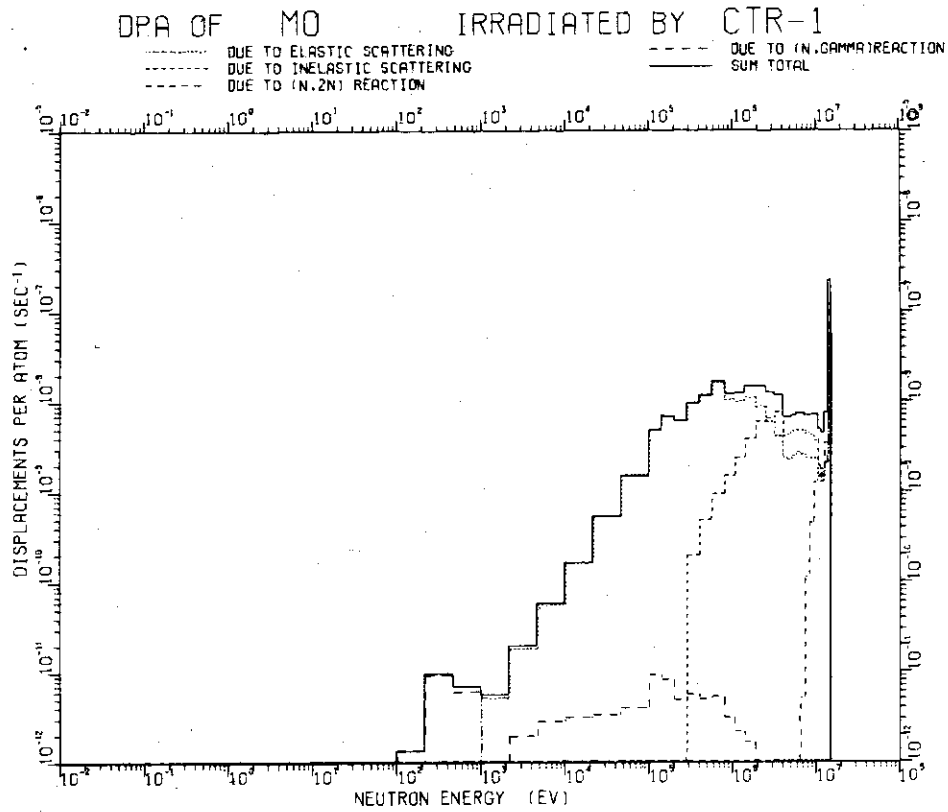


Fig. 18. CTR-1のスペクトルの下でMoを中性子照射した場合のDPAの計算値。

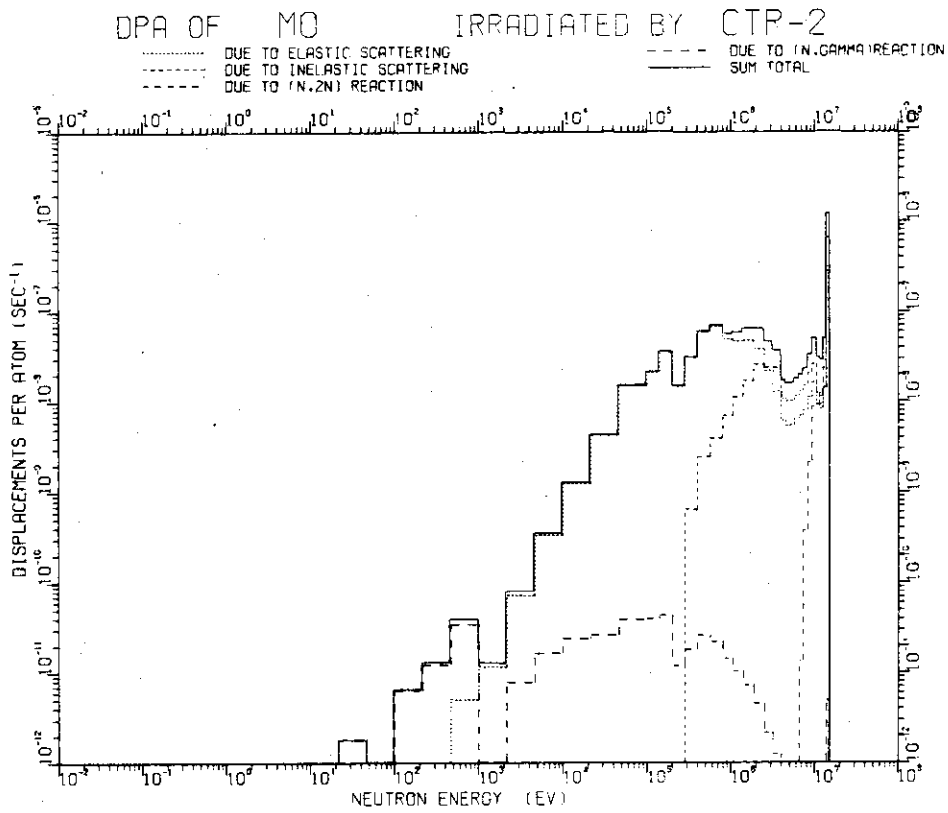


Fig. 19. CTR-2のスペクトルの下でMoを中性子照射した場合のDPAの計算値。

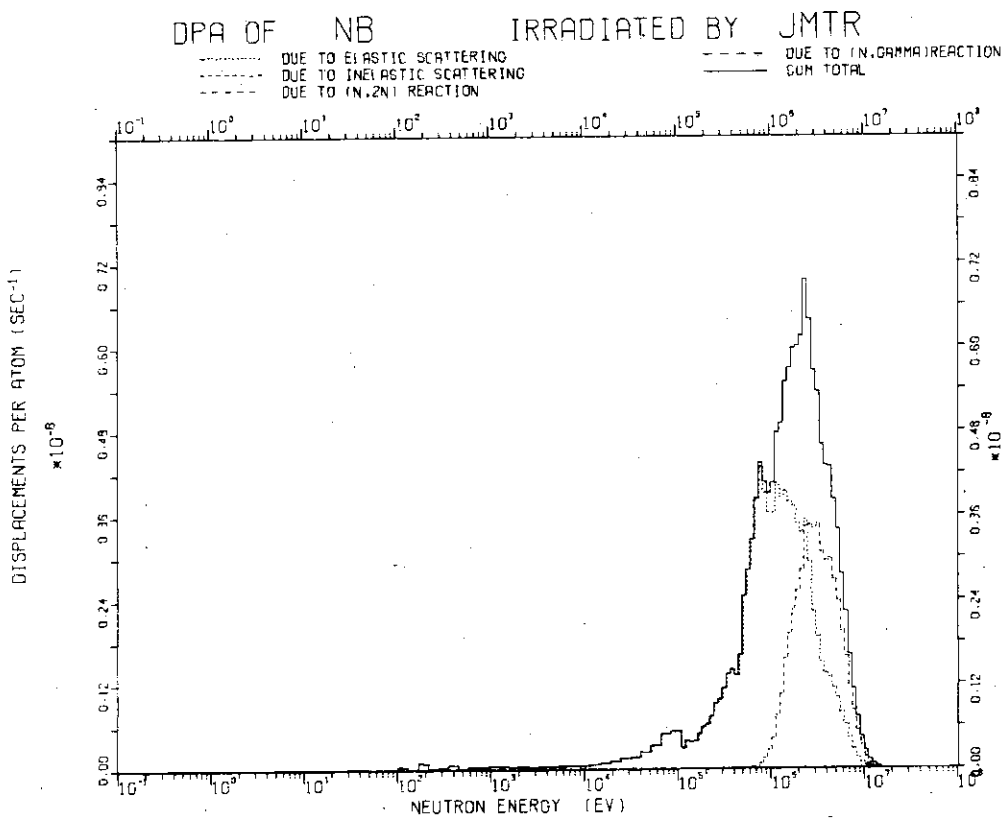


Fig. 20. JMTRのスペクトルの下でNbを中性子照射した場合のDPAの計算値。

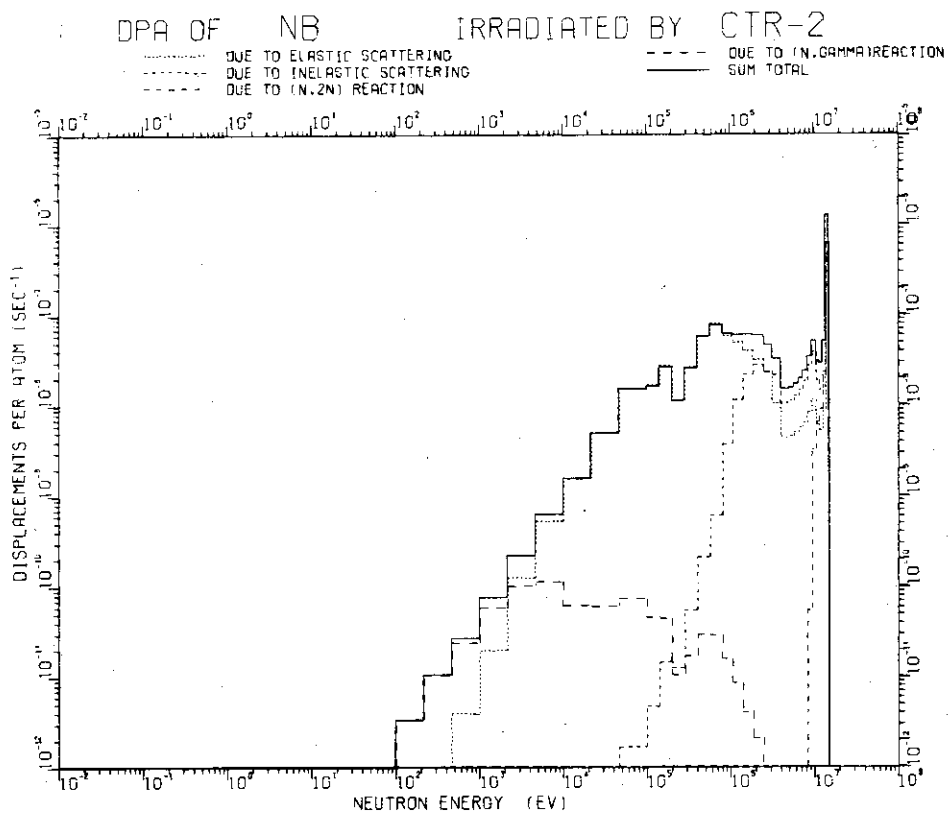


Fig. 21. CTR-2のスペクトルの下でNbを中性子照射した場合のDPAの計算値。

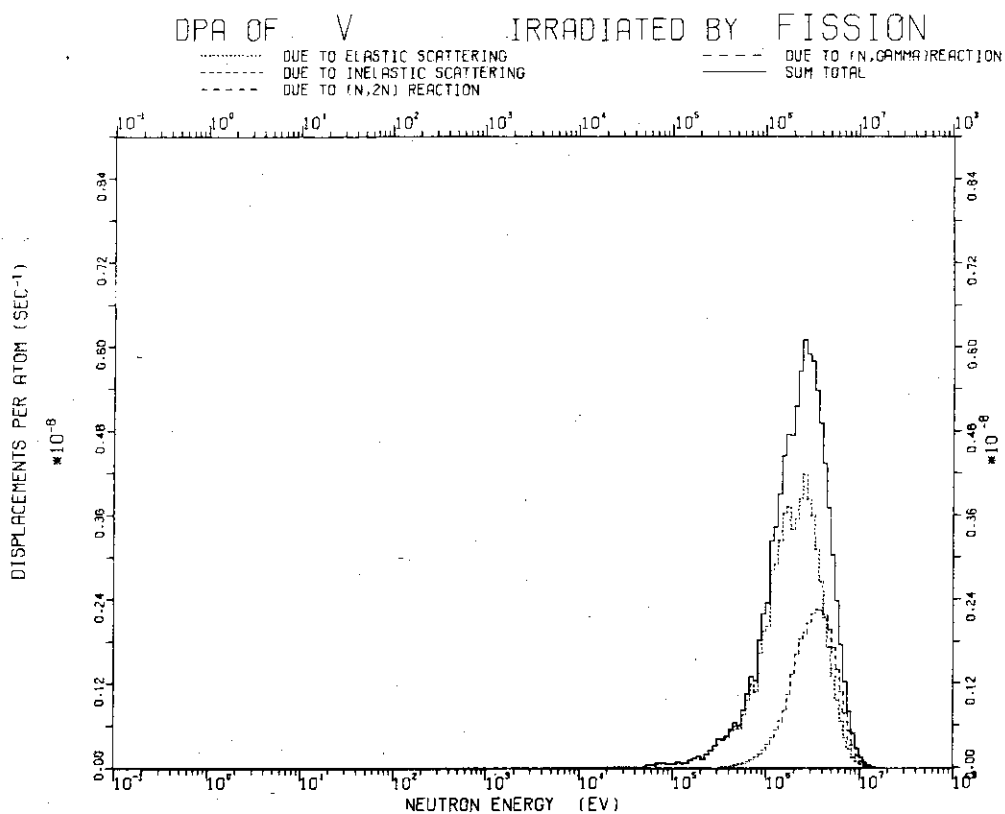


Fig. 22. 核分裂スペクトルの下でVを中性子照射した場合のDPAの計算値。

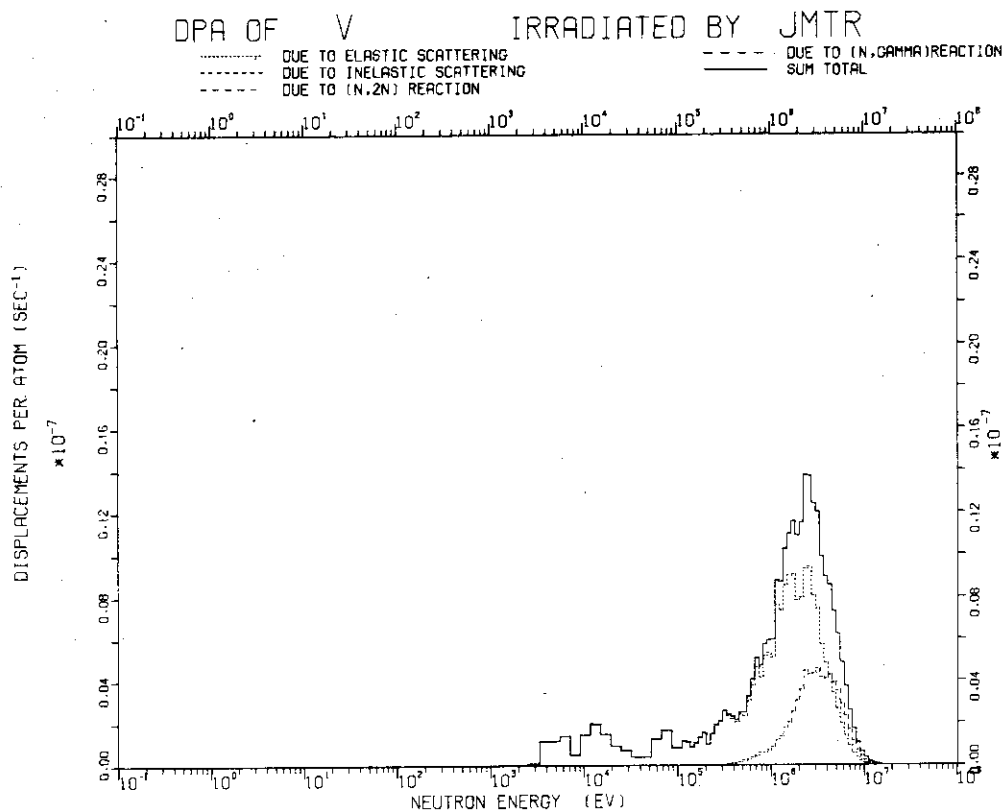


Fig. 23. JMTRのスペクトルの下でVを中性子照射した場合のDPAの計算値。

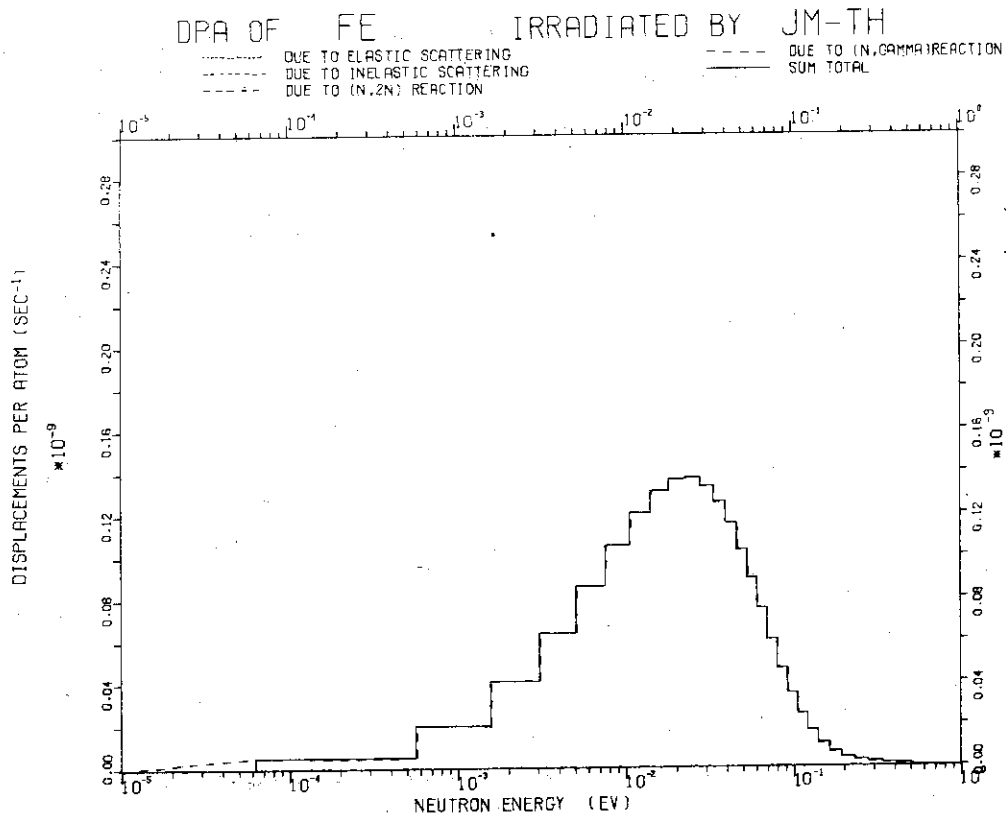


Fig. 24.a) JMTRの熱領域のスペクトルの下でFeを中性子照射した場合のDPAの計算値。

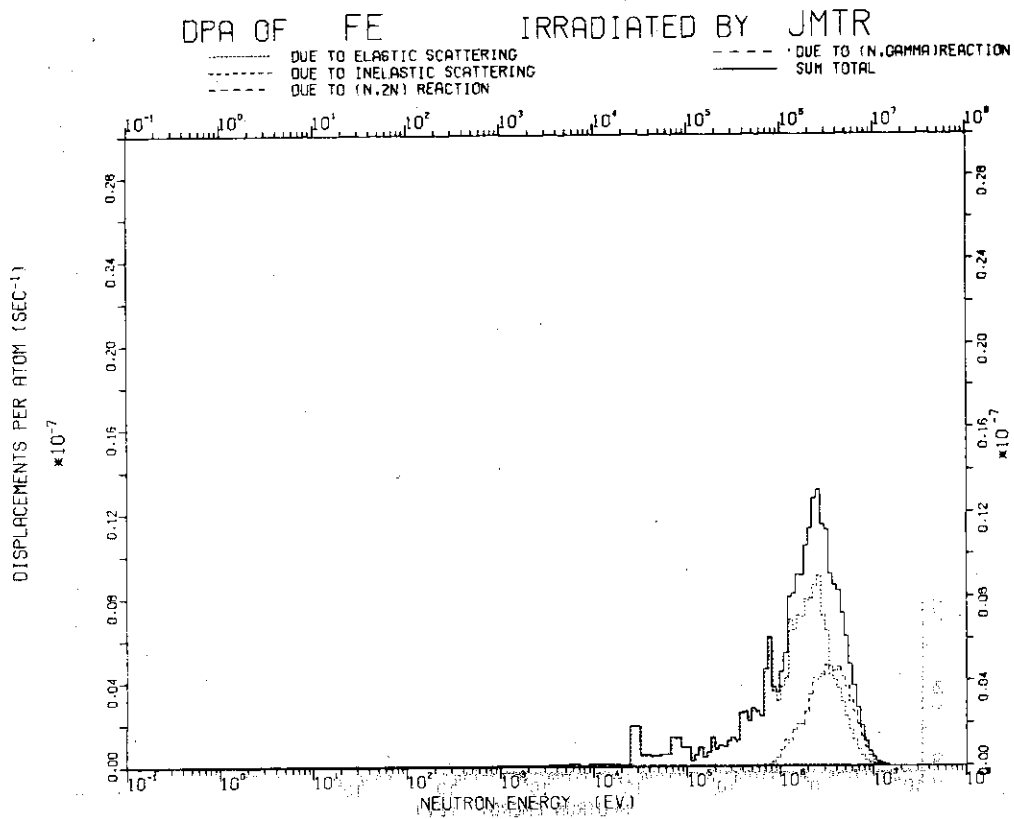


Fig. 24.b) JMTRの燃料領域でのスペクトルの下でFeを中性子照射した場合のDPAの計算値。

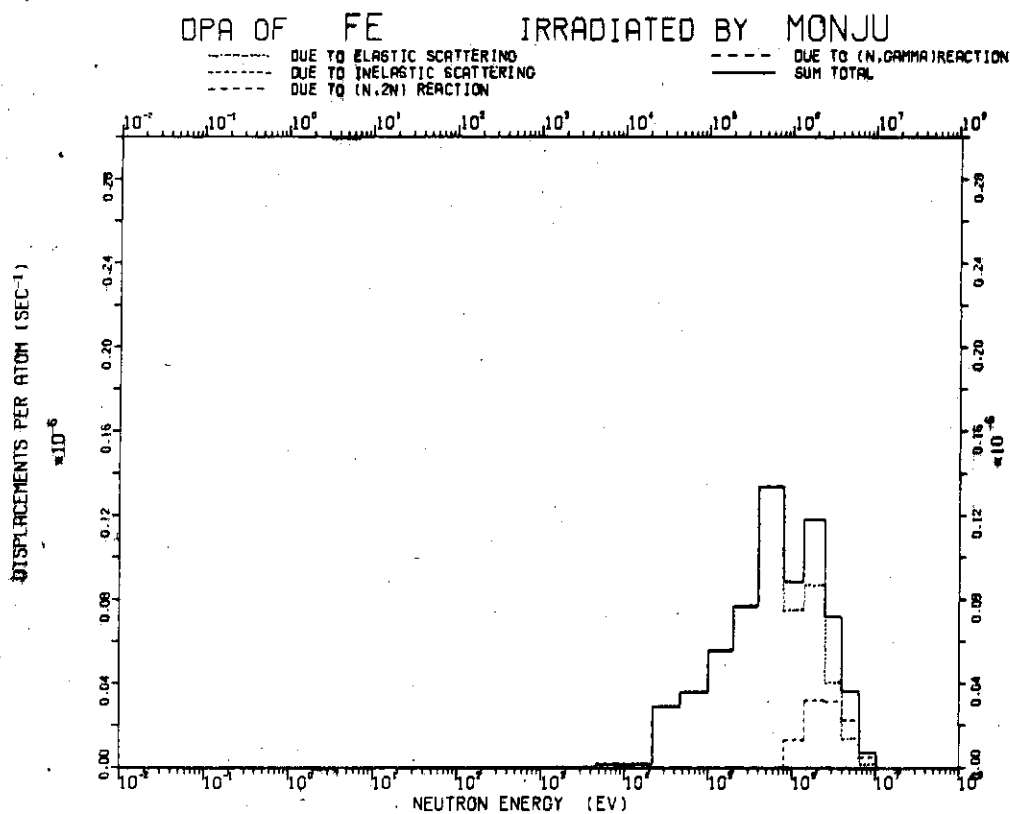


Fig. 25. MONJUのスペクトルの下でFeを中性子照射した場合のDPAの計算値。

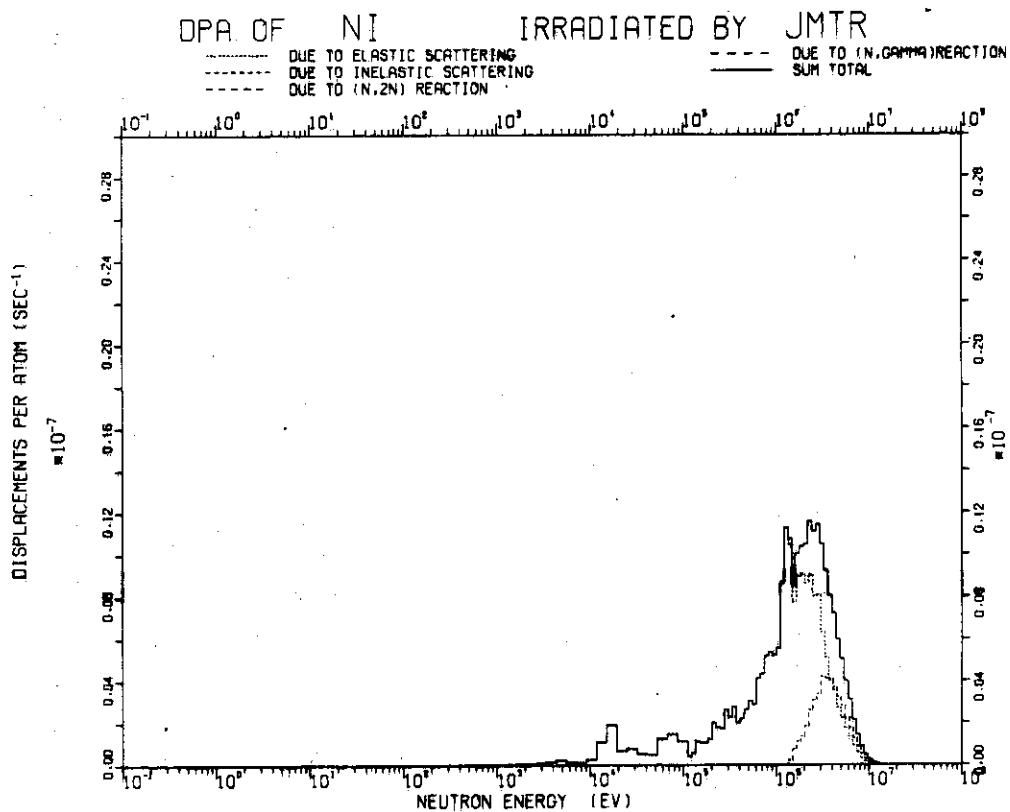


Fig. 26. JMTRのスペクトルの下でNiを中性子照射した場合のDPAの計算値。

DPA OF NI IRRADIATED BY MONJU

- - - - - DUE TO ELASTIC SCATTERING
 - - - - - DUE TO INELASTIC SCATTERING
 - - - - - DUE TO (N,2N) REACTION
 - - - - - DUE TO (N,GAMMA) REACTION
 - - - - - SUM TOTAL

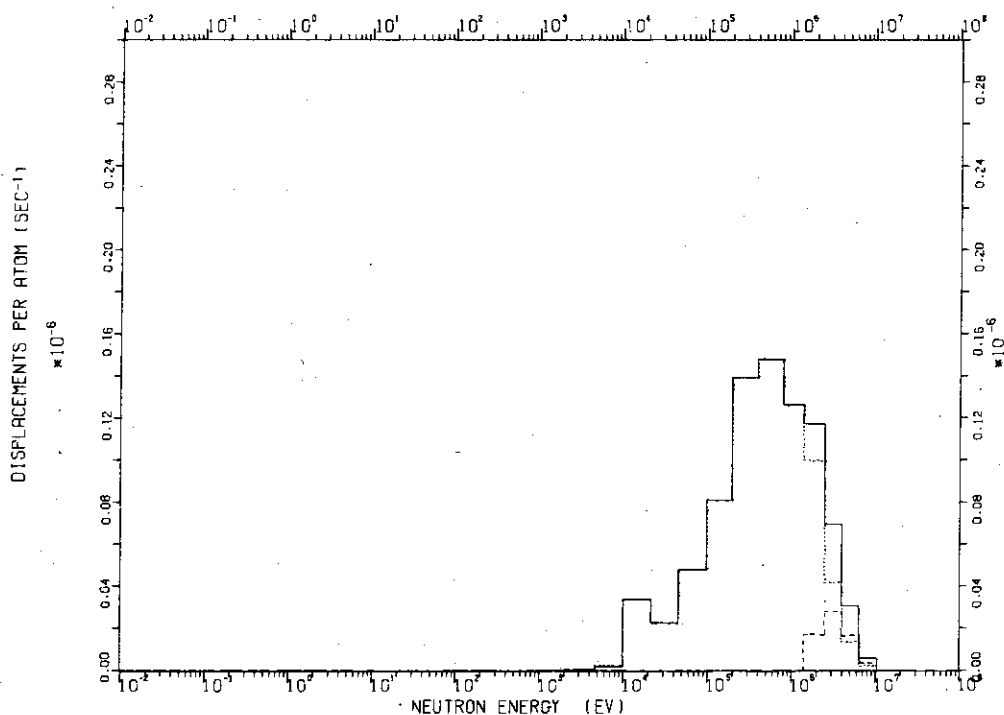


Fig. 27. MONJUのスペクトルの下でNiを中性子照射した場合のDPAの計算値。

DPA OF CR IRRADIATED BY MONJU

- - - - - DUE TO ELASTIC SCATTERING
 - - - - - DUE TO INELASTIC SCATTERING
 - - - - - DUE TO (N,2N) REACTION
 - - - - - DUE TO (N,GAMMA) REACTION
 - - - - - SUM TOTAL

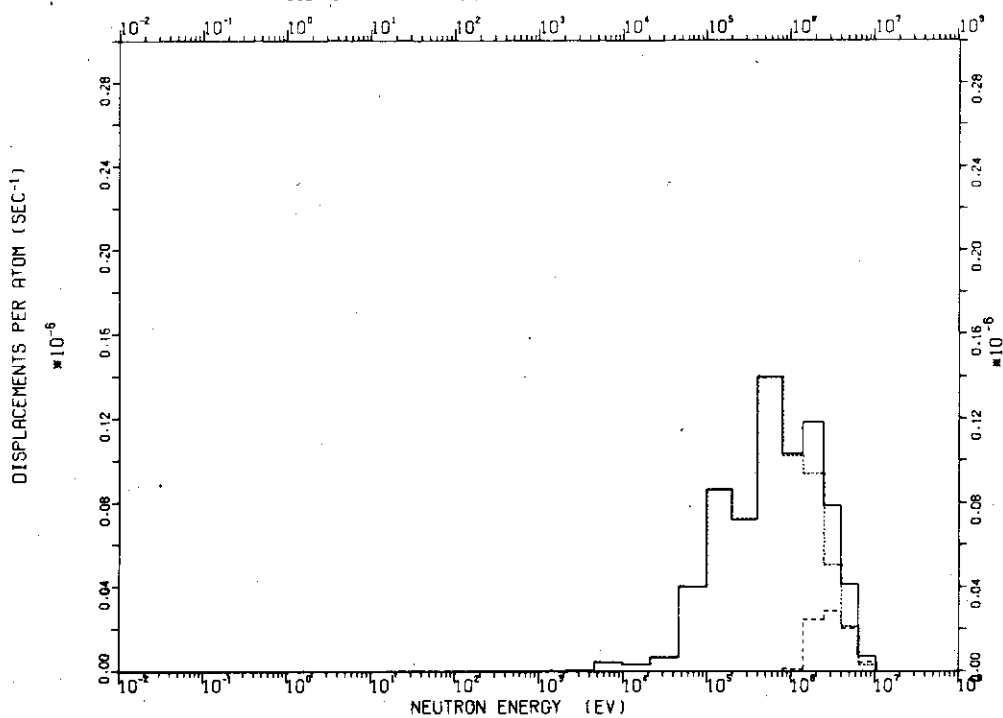


Fig. 28. MONJUのスペクトルの下でCrを中性子照射した場合のDPAの計算値。

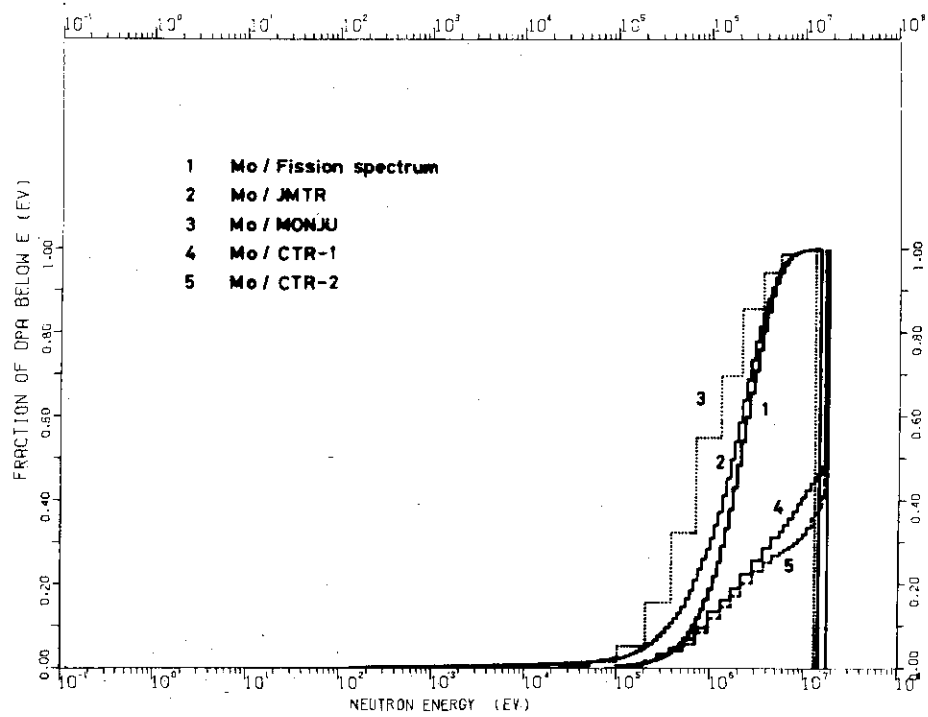


Fig. 29. 全DPA値を1とした場合に、エネルギー E_0 以下の中性子による照射損傷量の占める割合を各スペクトルについて示した。材料はMo。