研究論文

81. 水中における高速中性子の減速

西村和明*, 丸山倫夫*

Slowing Down of Fast Neutrons in Water

By Kazuaki NISHIMURA and Michio MARUYAMA

The migration area of thermal neutrons and the age of In-resonance neutrons in water have been obtained with T-d neutrons. Taking into account the angular dependence of the emitted neutron energy and yield in the T-d reaction, the average source energy was taken to be 14.2 MeV. By means of "Cd difference" method and a small (13 mm ϕ $\times$ 50 mm) BF₃ counter, the spatial distribution of thermal neutrons in a large water tank was measured at the 0°, $\pm 45^\circ$ and $\pm 80^\circ$ direction along the radial distance from the source to the point of 110 cm. Then, the migration area M^2 was obtained from the spatial distribution of thermal neutrons in each direction. The spatial distribution of In-resonance neutrons also was measured by In foils with Cd covers to the point of 55 cm at the same directions. And the neutron age τ_{In} of In-resonance energy (1.44 eV) was obtained, using the same relaxation length in large distance as the thermal neutron distribution. The values of migration area M^2 and neutron age τ_{In} are determined as $176 \pm 5 \text{ cm}^2$ and $167 \pm 8 \text{ cm}^2$, respectively. The slowing down length $l_s (= \tau_{In}^{1/2})$ to In-resonance energy is $12.9 \pm 0.3 \text{ cm}$, and in agreement with Volkin's curve, which was calculated assuming the anisotropic nature of the elastic scattering by oxygen.

まえがき

水素を含む媒質とくに水の中での高速中性子の減速の問題は、基礎的には中性子が陽子と衝突してそのエネルギーを失うという現象であるが、原子炉の設計および中性子遮蔽という実際の見地からみて、重要かつ興味のある問題である。

中性子の減速過程を調べる場合、理論計算と実験結果との比較ができる量として、減速距離 L_s がある。 L_s は中性子が源を出てから、減速して特定のエネルギーになるまでに走る平均的な直線距離である。つまり、ある特定のエネルギーにまで減速した中性子の位置と出発点(中性子源)との直線距離は、多数の中性子の減速を考えれば平均としてある値をもってくる。この値が減速距離 L_s で、 $L_s^2 = \tau$ を中性子年齢とも呼ぶ。中性子年齢 τ は、原子炉内で生まれた高速中性子が減速して熱中性子になる過程において、高速中性子が原子炉から外部へ洩れて逃げる確率に関する原子

炉物理の重要な量である。

理論的に中性子の減速を取り扱う場合、普通はFermiの連続減速模型を用いる。これは中性子が原子核と衝突して、毎回少しずつ連続的にエネルギーを失っていくという考え方にもとづいていて、グラファイトなどのように中性子と較べて重い炭素の核と衝突する場合には、充分よく適用される。しかしながら水の中のように、中性子とほとんど同じ質量をもつ陽子との衝突が問題になる場合には、1回の衝突でそのエネルギーの大部分を失うこともできるので、Fermiの減速理論は使えない。したがって理論的には別の取扱いが必要になってくる。

水中における中性子年齢 τ は、現在3つの方法⁽¹⁾すなわち

(1) 中性子の輸送理論から出発して Boltzmann の

* 日本原子力研究所 (Japan Atomic Energy Res. Inst.)

方程式を解く Fourier 変換法⁽³⁾ (B_L および P_L 近似, S.G. 近似, Age-diffusion 近似を含む)

(2) Moments 法⁽⁴⁾

(3) Monte Carlo 法⁽⁵⁾

により計算して求められる。計算に用いる中性子断面積の不明確さ、たとえば高いエネルギーにおける酸素の微分散乱断面積の知識の不足などはあるが、これらの計算法の理論的な立場ははっきりしている。

一方、実験的には(1)核分裂中性子源⁽⁷⁾ ($^{235}\text{U}+n$), (2)放射性元素を用いた中性子源 ($^{24}\text{Na}-\gamma\text{-Be}$ ⁽⁸⁾, $\text{Po}-\alpha\text{-Be}$ ⁽⁹⁾, ^{17}N からの遅発中性子⁽¹⁰⁾など)を利用して、これらの中性子エネルギーから In の共鳴エネルギー (1.44 eV) になるまでの、水中における中性子年齢 τ_{In} を測っているものが多い。とくに核分裂中性子源についての空間的な減速分布は、実験、理論の両面から広く調べられている。これから求められた τ_{In} の値は、これまで多くの人達⁽¹¹⁾ によって指摘されたように、理論値が実験値より15%ぐらい低いという一般的な傾向がある。

この原因としては、源の中性子のエネルギースペクトラムが τ_{In} の値に敏感に影響してくるため、中性子のエネルギーに広がりがあると実験値と理論値との比較があいまいになるからであり、また源の中における減速された中性子の吸収の補正に不明確さが伴うからと考えられる。

これらの困難を除くため、Caswell ら⁽¹²⁾ は T-d 反応により 14.1 MeV の高速中性子を発生して、これを単色、等方的な点中性子源とみなし、水中における中性子年齢 τ_{In} および移動面積 M^2 を測定した。しかし重陽子ビームに対して 90° 方向のみで測定しているため、 90° 以外の方向に出ていくエネルギーの違った中性子が、測定方向 (90°) の中性子分布にどのように影響してくるかを考慮していない。また、高速中性子がビームダクトの真空中を減速しないで走ることによる、飛行距離の補正が入ってくる。さらに In 共鳴中性子の分布の測定点の間隔が粗く、とくに源から 50 cm あたりでは、詳細に測定すればその分布はまだ指数減衰曲線で近似できないにもかかわらず、対数目盛で直線として内挿しているなど改良すべき点も多い。

14 MeV 領域の中性子エネルギーの減速距離 L_s ($=\tau_{\text{In}}^{1/2}$) については、Volkin⁽¹³⁾ の計算値がある。中性子エネルギーが 3 MeV 以上になると、酸素の弾性散乱が非等方的になるため、等方散乱を仮定した場合よりも L_s は増加してくる。彼は Marshak⁽²⁾ の輸送方

程式から出発して、等方および非等方散乱の2つの場合について、しかも減速の過程における中性子の捕獲を考慮して、17 MeV までの L_s を求めている。また Coveyou と Sullivan は、最新の酸素の断面積を用いて、moments 方程式を Monte Carlo 法で解き、 τ_{In} を 1.95 eV から 20 MeV の範囲で計算している⁽¹⁾。

われわれは同じく T-d 中性子を用い、大きな水槽中で熱中性子および In 共鳴中性子の空間分布を測定した。Caswell らの難点を改良するため、重陽子ビームに対して 0° , $\pm 45^\circ$ および $\pm 80^\circ$ の方向で、かつ測定点の数を増加して中性子の空間分布をこまかく測定した。これらの空間分布の測定から、高速中性子 (14.2 MeV) の水中における移動面積 M^2 および中性子年齢 τ_{In} の値を求め、 τ_{In} について Volkin の計算値との比較を行なった。

また、酸素による高速中性子の弾性および非弾性散乱がどの程度水中における減速効果に影響を及ぼすかについても検討を行なった。

I. 実験装置

上でも述べたように、実験に用いる中性子源はそのエネルギースペクトラムがはっきりわかっているもの、できれば単色中性子源が望ましい。また源からなるべく遠いところまでの中性子密度を In 共鳴検出器で測れるような強い中性子源がいい。このため 2-MV Van de Graaff 加速器からの 200 keV, 10 μA の重陽子イオンを、Ti-T ターゲットにあてて T-d 中性子を発生して高速中性子源とした。この場合の中性子全生成量は約 1.35×10^9 n/sec である。

Fig. 1 Plan view of experimental arrangements.

* 移動面積 M^2 は熱中性子エネルギーになるまでの中性子年齢 τ_{th} と熱中性子の拡散距離の自乗 L^2 との和である。つまり、減速して生まれた熱中性子が、平均として動きまわる面積を示す。((6)式を参照)。

Fig. 1 に実験装置の概略を示す。Van de Graaff 加速器で加速された重陽子イオンのビームは、電磁石で進路を水平に曲げられ、床から1.06mの高さで水槽内に入る。水槽の壁からターゲットまでは、長さ45 cm、内径2.54 cm、厚さ1 mmのAl管でできていて、その先端に長さ15 cmの同じ厚さのAl管のターゲット部分がある。この部分を水槽の壁に固定した長さ45 cmのAl管にゴム・ガスケットで取りつけ、交換可能なようにしてある(Fig. 2)。Al管は水に浸るため、ビニローゼ・クリヤー(大日本塗料製品 Ap-105)を塗って電気的絶縁を保っている。

Fig. 2 Target tube assembly (The tube and holder is made of aluminium).

熱中性子の空間分布を測る検出器として、20th Century 社製のミニチュア型 BF₃ カウンターを用いた。カウンターの長さは150 mm (有効体積は13 mmφ×50 mm) で、BF₃ ガス(濃縮度、約90%の¹⁰Bを使用)の圧力は70 cmHgである。

また、熱中性子を測る他の方法として“Cd difference”法があるが(後出)、このためIn箔(厚さ約103 mg/cm²、直径1.52 cm)とCd円板(厚さ0.82 mm、直径2.0 cm)を用いた。In箔およびCdではさんだIn箔を水中に配置するためには、長さ1 mのアクリル樹脂棒を用いた。さらにこのアクリル樹脂棒を支持するため、水槽の上部には目盛桿があり、これは角度分布が測れるようターゲットを中心として水平面で、0°から±80°まで回転できる。

水槽の寸法は直径2.4 m、高さ2.0 mの円筒型で、厚さ3 mmの鉄板からできている。中性子発生個所から水槽の壁までは最小60 cm、最大180 cmある。14 MeV程度的高速中性子の水中での減速距離は12~14 cm、熱中性子の水中での拡散距離は2.85 cmであるから、水槽の大きさは充分に大きく、中性子が容器から逃げることを無視できるものと考えられる。

水的全所要量は約7.9 tで、イオン交換樹脂による純水(比抵抗500×10⁴ Ω cm以上)および蒸留水を用いて、高さ1.75 mまで満たした。水の温度は実験中13°~16℃であった。

中性子のモニターとして2.54 cmφ×41.5 cmのBF₃ カウンターを水槽内の壁に近く置いた(Fig. 1 参照)。

II. 実験方法

中性子年齢 τ_{In} または熱中性子の移動面積 M^2 を求めるには、In 共鳴中性子(1.44 eV)の空間分布 $N_{In}(r)$ または熱中性子の空間分布 $N_{th}(r)$ が必要である。

これらの空間分布を測るとき、中性子源に近い場所では感度は低くともなるべく小さい検出器を使う方が望ましい。なぜなら検出器による中性子場の乱れが少なくなるからである。一方、源から遠い場所では中性子の強度が弱くなるため、なるべく感度の高い検出器を使うのが望ましい。したがって測定対象が $N_{In}(r)$ か $N_{th}(r)$ か、またその測定領域 r が源に近いか遠いかによって、使用する検出器の組み合わせがきまってくる。これらの関係はTable 1に示される。

Table 1 The choice of detectors, depending upon the object and region of observation ($N_{In}(r)$ and $N_{th}(r)$ are the spatial distribution of In-resonance and thermal neutrons, respectively).

Object	Region (cm)	Detector
$N_{In}(r)$	$0 < r < 55$	Cd sheet+In foil
$N_{th}(r)$	$0 < r < 55$	In foil
		Cd sheet+In foil
	$15 < r < 110$	BF ₃ counter

BF₃ カウンターはTable 1でみるように、距離 r の小さいところでは使えない。この理由は、 r の小さいところでは高速中性子は充分に熱中性子になっていないし、この領域に距離 r に比べて大きな容積のBF₃ カウンターをもちこむと中性子場に乱れがおこり、熱中性子の空間分布の測定上好ましくないからである。

1. In 共鳴中性子の空間分布 $N_{In}(r)$ の測定

Inの共鳴エネルギー(1.44 eV)をもった中性子がIn箔に衝突すると、その中性子はある確率でInに吸収される。その結果Inはβ放射能をもち、そのカウント数は吸収された中性子の数、つまりその場所 r におけるIn共鳴中性子の密度に比例する。

この場合、もしその場所に熱中性子があると、これによってもInは放射能をもつようになる。熱中性子の影響を除くには、Cd板でIn箔を包めばよい。われわれは厚さ0.82 mmのCd板ではさんだIn箔を準備し、これで熱中性子の影響を除いてIn共鳴中性子の

空間分布 $N_{In}(r)$ を測定した。

Bothe⁽¹⁴⁾によれば、2つのIn箔の間隔 Δr が衝突波長 λ_c より大きければ、中性子場の密度分布は乱されない。今の場合、水の λ_c は0.3 cmである(なぜなら $3L^2 = \lambda_c \lambda_a$, L : 拡散距離, λ_a : 吸収波長)。したがって、In箔を $\lambda_c = 0.3$ cmより大きい $\Delta r = 3.0$ cmの間隔でアクリル樹脂棒の上に並べた。

In箔およびCd板ではさんだIn箔を中性子源に近い領域にもちこんでも、源からの距離 r にくらべてIn箔の大きさ(直径1.52 cm)が小さいので、これらの検出器による中性子場の密度分布の乱れは無視できる。この場合、源にもっとも近く $r_1 = 0.7$ cmに置かれたIn箔については、その中央部と端の部分における中性子場の密度分布の違いは無視できないが、実験結果を整理するとき $N_{In}r^2$ または Nr^2 で計算するので(Fig. 5参照)、 r^2 の項がきいてきて小さくなり、 τ_{In} または M^2 の結果にはほとんど影響しない。

Cd板ではさんだIn箔18枚をアクリル樹脂棒の上に並べ、これをTi-Tターゲットを含む水平面で回転できるようにした。中性子を照射して実験する場合には、これを重陽子ビームに対して 0° , $\pm 45^\circ$ および $\pm 80^\circ$ の方向に固定した。中性子源から11番目($r = 30.7$ cm)のIn箔は、Cdで包まず常に裸のまま照射して標準とした。

このような条件のもとで、Ti-Tターゲットを $10\mu A$ の重陽子イオン流で90 min間衝撃してIn箔を活性化し、照射停止後10 min以上待ってから、活性化されたIn箔から放射される半減期54.1 minの β 線を雲母端窓型G-Mカウンターで測定した。

この場合In箔の中性子源に面した表面から出る β 線の計数とそれと反対側の裏面から出る計数とは一致しない。これは中性子場の強さがその場所で一様でなく、ある勾配をもっているからである。このような計数における誤差はFermiにならって、箔の両面から出る β 線を測ってその平均をとるという方法⁽¹⁴⁾により簡単に消去できる。

したがってIn箔からの β 線を2台のG-Mカウンターで、5 min間ずつ表と裏(中性子源に面した部分とその反対側)で別々に測定した。これらの計測値 n_{In} に $\exp.(\lambda t_w)$ をかけて初期値に還元し(λ は半減期54.1 minに対する崩壊常数 $1.28 \times 10^{-2} \text{ min}^{-1}$, t_w は照射停止後、測定を始めるまでの時間)、これにIn箔の重量補正 C_w 、2つのG-Mカウンターの感度の相異の補正 C_s を行なって、表と裏の計算値 $n_{In} \cdot \exp.(\lambda t_w) \cdot C_w \cdot C_s$ を平均して距離 r の関数として $N_{In}(r)$

を算出した。このようにして求めたIn共鳴中性子の空間分布 $N_{In}(r)$ の代表例(0° 方向)の値をFig. 3に示す。

Fig. 3 In-foil measurement in 0° direction. The curve of N_{th} and N_{In} shows the spatial distribution of thermal and In-resonance neutrons, respectively. The values of N_{th} were obtained by "Cd difference" method, i. e., $N_{th} = N - N_{In}F_{Cd}$, where N_{In} and N are neutron-induced β activity of In foils, with and without Cd covers. F_{Cd} is a correction factor for absorption in the cadmium sheet.

CdではさんだIn箔による測定は、中性子源からの距離 r が55 cm以上の領域になると、 n_{In} のカウント数が少なく、統計誤差が9%以上になり不正確になる。われわれはBF₃カウンターにより熱中性子の空間分布 $N_{th}(r)$ を測り(後出)、これをCd板ではさんだIn箔による測定 $N_{In}(r)$ に標準化して両者を接続し(後出のFig. 6の点線の部分)、In共鳴中性子の全領域における空間分布 $N_{In}(r)$ を決定した。なぜなら、Caswellらの水中における高速中性子線量と熱中

中性子密度の空間分布の測定⁽¹²⁾によれば、その減衰の様子は源から充分はなれた場所においては同じ勾配をしている。したがってエネルギーが両者の中間にある In 共鳴中性子も、その領域では熱中性子と同じ減衰の勾配をしているとみなせるからである。

2. 熱中性子の空間分布 $N_{th}(r)$ の測定

Table 1 に示したように、熱中性子の空間分布 $N_{th}(r)$ の測定は中性子源に近い距離では“Cd difference”の方法で行ない、遠い距離では熱中性子に対して感度のよい BF₃ カウンターを用いて測定して両者を接続させた。

(1) “Cd difference”の方法による測定

中性子源からの距離 r が $0 < r < 55$ cm の範囲では、(a) In 箔を Cd 板ではさんだ場合 (b) はさまない場合について中性子照射を行ない、両者の差をとることにより、すなわち“Cd difference”の方法により、熱中性子の分布を求めた。ここで (a) の測定は、In 共鳴中性子の空間分布 $N_{In}(r)$ の測定と同じものである (前出)。(b) の測定は (a) の測定と同じ条件で裸の In 箔を活性化して (a) と同様の手順でこの場合の飽和放射能 $N(r)$ を求めた。

この $N(r)$ は熱中性子と In 共鳴中性子による飽和放射能との和であるから、(a) で求めた $N_{In}(r)$ に Cd による In の共鳴中性子の吸収 F_{Cd} を補正したものと、 $N(r)$ との差をとることにより $(N - N_{In}F_{Cd} = N_{th})$ 、すなわち“Cd difference”をとることにより、熱中性子の空間分布 $N_{th}(r)$ が算出された。 F_{Cd} は In 箔の厚さ (103 mg/cm²) と Cd 板の厚さ (0.82 mm) に依存する⁽¹³⁾。今の場合 $F_{Cd} = 1.12$ である。 $N_{th}(r)$ の値は、代表例 (0° 方向) について Fig. 3 に示される。前にも記したように 11 番目 ($r = 30.7$ cm) の裸の In 箔で、 N_{In} と N のデータは規準化してある。

(2) BF₃ カウンターによる測定

源からの高速中性子は距離 r がどのあたりから充分よく熱中性子になっているか、をみるために BF₃ カウンターで“Cd ratio” R_{Cd} を求めた。すなわち BF₃ カウンターを 0.82 mm 厚の Cd 円筒で包んだ場合と包まない場合の中性子計数 (C_{Cd} と C) を測定し、 $R_{Cd} = C/C_{Cd}$ を求めた。この結果を Fig. 4 に示す。

Fig. 4 によると $r = 20 \sim 70$ cm の間で Cd ratio は平均値 96 を示し、各測定値は統計誤差 ($r = 53$ cm で約 5%) の範囲内でこれに一致する。すなわち、この場合 BF₃ カウンターのような $1/v$ 検出器で測定される全中性子のうちには、Cd cut-off より上の (0.4 eV 以上の) エネルギーをもった中性子が $1/R_{Cd} = 1/96$ だ

Fig. 4 BF₃-counter measurement in 0° direction. The curve of C shows the spatial distribution of thermal neutrons. The values of C_{Cd} and C are neutron counts, with and without Cd cover. R_{Cd} is “Cd ratio”, i. e., C/C_{Cd} .

け、つまり 1.04% だけ含まれている**。いいかえれば $r = 20$ cm あたりから遠い領域では、熱中性子が全中性子密度の大部分を占めていることになる。

したがって BF₃ カウンターによって $15 < r < 110$ cm の間の熱中性子密度を測定し、これを N_{th} として In 箔を使用した“Cd difference”による結果に接続してもさしつかえない。 $N_{th}(r)$ の測定は 2 cm または 5 cm 間隔に行ない、その統計誤差は $r = 100$ cm で 3.2 % 以下であった。

III. 実験結果

In 共鳴中性子と熱中性子の空間分布、すなわち N_{In}

* Cd の cut-off energy (0.4 eV) 以上では、Cd の σ_T (中性子全断面積) が In の σ_T のすその部分を被っている。したがって In に共鳴する (1.44 eV) の中性子は Cd で包むと、この部分だけ Cd に吸収されるので補正しなければならない。

** 第 (1) 項で用いた In 箔による $R_{Cd}(=N/N_{In}F_{Cd})$ は、 $r = 39.7$ cm において 13.2 である。これは適当な補正計算をすれば、BF₃ カウンターによる $R_{Cd}(=C/C_{Cd})$ の 96 と合理的な一致を示すだろう。

$\langle r \rangle$ と $N_{th}(r)$ の測定結果は、すべて距離 r の関数として $N_{In}r^2$ および $N_{th}r^2$ の曲線にまとめられた。代表例として 0° 方向の場合のこれらの曲線を Fig. 5 に示す。Fig. 5 で BF_3 カウンターによる測定結果は $N_{In}r^2$ あるいは $N_{th}r^2$ の曲線に、 $r=30$ cm 付近で標準化して接続してある。 $N_{In}r^2$ の点線の部分は $N_{th}r^2$ と同じ relaxation length で外挿したものである。

Fig. 5 The spatial distribution of thermal and In-resonance neutrons in 0° direction. The values obtained by BF_3 -counter measurement ($\circ$) are normalized to those by Cd-difference method ($\bullet$) at $r=40$ cm. The values of $N_{In}r^2$ are obtained by In-foil measurements with Cd covers (see Fig. 4). The dotted line in $N_{In}r^2$ curve were extrapolated with the same relaxation length as $N_{th}r^2$ curve.

これらの $N_{In}r^2$, $N_{th}r^2$ の曲線から、次式

$$6M^2 = \langle r^2 \rangle_{th} = \frac{\int_0^\infty N_{th}r^4 dr}{\int_0^\infty N_{th}r^2 dr} \quad (1)$$

$$6\tau_{In} = \langle r^2 \rangle_{In} = \frac{\int_0^\infty N_{In}r^4 dr}{\int_0^\infty N_{In}r^2 dr} \quad (2)$$

により、熱中性子の移動面積 M^2 および In の共鳴エネルギー 1.44 eV に対する中性子年齢 τ_{In} が求まる。

(1)式の積分を容易に行なうため、 r の積分範囲を $r=r_0$ のところで2つに分ける。すなわち

$$6M^2 = \frac{S_0' + S_\infty'}{S_0 + S_\infty} \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} r &\equiv r_0 + x \\ S_0 &= \int_0^{r_0} N_{th}r^2 dr, \quad S_\infty = \int_{r_0}^\infty N_{th}r^2 dr \\ &= \int_0^\infty A e^{-x/a} dx \\ S_0' &= \int_0^{r_0} N_{th}r^4 dr, \quad S_\infty' = \int_{r_0}^\infty N_{th}r^4 dr \\ &= \int_0^\infty A(r_0+x)^2 e^{-x/a} dx \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

と書きかえる。ここで r_0 は $N_{th}r^2$ の曲線が $r=r_0$ から ∞ までは指数関数で減衰するとみなせる点である。また A は $N_{th}r^2$ の $r=r_0$ における値であり、 a は $N_{th}r^2$ が指数関数で減衰する場合の relaxation length (遅延距離)である。

S_0 と S_0' はプランメータを用いてその積分値を求めた。一方 $N_{th}r^2$ の測定結果から最小自乗法を用いて A と a を決定し、この値を使って S_∞ と S_∞' を解析的に計算した。この方法で求めた熱中性子の移動面積 M^2 の値を $0^\circ, \pm 45^\circ$ および $\pm 80^\circ$ 方向について、 $r_0, A, a, S_0, S_\infty, S_0', S_\infty'$ とともに Table 2 に示す。

Table 2 The results of migration area M^2 , obtained by using of Eqs. (3) and (4).

θ (degree)	r_0 (cm)	$A_{th}^\dagger$ ($\times 10^3$)	$a^{\dagger\dagger}$ (cm)	S_0 ($\times 10^3$)	S_∞ ($\times 10^3$)	S_0' ($\times 10^9$)	S_∞' ($\times 10^9$)	M^2 (cm ²)
0	60.0	1.72	14.2	4.50	0.244	3.62	1.39	176
+45	62.5	1.66	14.2	5.40	0.236	4.39	1.43	172
-45	62.5	1.61	14.8	5.29	0.239	4.32	1.48	175
+80	55.0	2.76	14.3	4.95	0.395	3.72	1.98	178
-80	55.0	2.77	14.6	4.89	0.404	3.69	2.04	180

$\dagger A_{th} \equiv N_{th}r_0^2$

$\dagger\dagger$ Relaxation length ($=a$) for 14 MeV neutrons in water, measured by Duggal, et al. (46), was 13.6 ± 0.5 cm in the distance of 60~70 cm.

(2)式の In 共鳴エネルギーの中性子年齢 τ_{In} についてもまったく同様な手順で計算を行なった。これらの数値を Table 3 に示す。

Table 3 The results of neutron age τ_{In} at In-resonance, obtained by using of similar ones as Eqs. (3) and (4).

θ (degree)	r_0 (cm)	$A_{In}^\dagger$ ($\times 10^5$)	a (cm)	S_0 ($\times 10^7$)	S_∞ ($\times 10^7$)	S_0' ($\times 10^{10}$)	S_∞' ($\times 10^{10}$)	τ_{In} (cm ²)
0	50.0	5.75	14.2	7.81	0.816	4.92	3.53	163
+45	50.0	1.92	14.2	2.61	0.272	1.77	1.17	170
-45	50.0	3.40	14.8	4.55	0.504	2.90	2.20	168
+80	50.0	2.03	14.3	2.91	0.290	1.82	1.26	160
-80	50.0	1.53	14.6	2.08	0.223	1.42	0.974	173

$\dagger A_{In} \equiv N_{In}r_0^2$

Fig. 6 に M^2 および τ_{In} の $\theta=0^\circ, \pm 45^\circ$ および $\pm 80^\circ$ における測定結果を図示する。これらの測定結果にはダクトの影響の補正は入っていない。

Fig. 6 The angular dependence of thermal-neutron migration area M^2 and In-resonance neutron age τ_{In} for T-d neutrons. The results are not corrected for the effect of beam duct. The values of M^2 in $\pm 80^\circ$ direction may be lowered at most 6.5 cm^2 , if we adopt the same correction as Caswell's data in 90° direction. The dotted and solid lines show the average values of M^2 and τ_{In} , respectively.

M^2 の誤差は、 $r=40 \text{ cm}$ におけるカウント数 N の統計誤差 1.5%，遅延距離 a の平均自乗誤差 1~2.5%，面積計による S_0 あるいは S_0' の測定誤差 3% にもとづいている。この結果、各角度における M^2 の平均自乗誤差は 4% である。Fig. 6 の縦棒の長さはこれを示す。

τ_{In} の主な誤差は、 $r=r_0(=50 \text{ cm})$ におけるカウント数 N_{In} の統計誤差 7% である。その他は M^2 の場合と同じであるから、 τ_{In} の平均自乗誤差は 8% になる。 $+80^\circ$ と -80° の τ_{In} の測定値のずれも、上記の誤差の範囲内では問題にならない。

普通使われている τ_{In} あるいは M^2 は、中性子源が等方的であるとして定義されているので、今の場合特定の θ 方向についての τ_{In} あるいは M^2 を理論と比較するのは意味がない。T-d 中性子は核分裂中性子源に比べればより単色であるが、厳密には単色ではなく、その中性子エネルギーには方向依存性がある。したがって今の実験値と、普通の定義式 (1), (2) から求めた τ_{In}, M^2 とを比べる場合には、つぎの考慮をしなければならない。

第一近似としては T-d 反応の角度依存性を考慮して、発生中性子のエネルギーをそのエネルギースペクトラムで平均したもの、すなわち

$$\langle E_n \rangle = \frac{I_1 E_1(\theta_1) + I_2 E_2(\theta_2) + \dots + I_i E_i(\theta_i) + \dots}{I_1(\theta_1) + I_2(\theta_2) + \dots + I_i(\theta_i) + \dots} \quad (5)$$

$$= 14.2 \text{ MeV} \quad (d^+ = 200 \text{ keV}, \Delta\theta = 20^\circ)$$

としたとき

をとり、この $\langle E_n \rangle$ というエネルギーの単色中性子源で計算された中性子年齢 τ_{In} あるいは移動面積 M^2 と実験結果とを比べればよい。ここで $I_i(\theta_i)$ および $E_i(\theta_i)$ は、T-d 反応の角度 θ_i における微分断面積および中性子エネルギーである。

検出器の位置をターゲットの周りに $\pm 80^\circ$ 回転させて得た実験結果 (Fig. 6 参照) に、Caswell ら⁽¹²⁾ の 90° 方向におけるダクトの補正を借用すると、 $\theta = \pm 80^\circ$ の M^2 については最大約 6.5 cm^2 だけ減少する。したがって M^2 あるいは τ_{In} は実験誤差の範囲内で全角度にわたりあまり変らない。すなわち中性子源のエネルギーが充分単色でないことの影響は、実験誤差の範囲内で結果に現われていないことがわかる。それゆえ、 M^2 および τ_{In} の実験値としては各角度における値の平均値を求め、つぎの結果：

$$\langle \tau_{In} \rangle = 167 \pm 8 \text{ cm}^2 \quad (L_s = 12.9 \pm 0.3 \text{ cm})$$

$$\langle M^2 \rangle = 176 \pm 5 \text{ cm}^2$$

が得られた。

In の共鳴エネルギーの中性子年齢 τ_{In} はまた熱中性子の移動面積 M^2 から次式によって計算される。

$$M^2 = \tau_{In} + L^2 \\ = \tau_{In} + (\tau_{th} - \tau_{In}) + L^2 \quad (6)$$

ここで L は熱中性子の拡散距離、 $(\tau_{th} - \tau_{In})$ は In 共鳴中性子が熱中性子に減速するまでの中性子年齢である。 $L^2 = 7.6 \text{ cm}^2$ および $(\tau_{th} - \tau_{In}) = 0.6 \text{ cm}^2$ をとれば⁽¹⁷⁾、(6)式から $M^2 = 176 \pm 5 \text{ cm}^2$ として $\tau_{In} = 167.8 \text{ cm}^2$ が求まる。このように M^2 から間接的に求めた τ_{In} の計算値も、直接に測定して決定した τ_{In} の値 $167 \pm 8 \text{ cm}^2$ と実験誤差の範囲内でよく一致している。

Caswell らの実験値は、 $\tau_{In} = 150 \pm 6 \text{ cm}^2$ ($L_s = 12.2 \pm 0.3 \text{ cm}$) および $M^2 = 156 \pm 6 \text{ cm}^2$ でいずれもわれわれの値より約 10% 低い。彼らの実験は 90° 方向で測っているため、源からの中性子はターゲット部分の Al 管の半径に等しい距離 (1.25 cm) だけ真空中を減速しないで走る。またターゲットの Al 管内の真空部分の影響については計算により補正するなどのため、それだけ不明確さが入ってくる。われわれの場合は、主として前方方向で測っているため、前者の不明さは 0° 方向ではなくなり、また後者についてはターゲット部分の長さ 15 cm の Al 管の直径を 2.5 cmφ 以外の 1.5

cmφ および 4.5 cmφ に交換して、実験的に 0° 方向で真空部分の影響を測定した。この結果、真空部分の体積を変えても $\Delta M^2/M^2 \approx 1\%$ の程度で、 M^2 はほとんど変化しないことがわかった。

比較のために、減速距離 $L_s (= \tau_{In}^{1/2})$ に関する Volkin の計算結果と、Caswell らおよびわれわれの実験結果を Fig. 7 に示す。

Fig. 7. Slowing down length $L_s (= \tau_{In}^{1/2})$ vs. neutron energy E_n . The circle is the result of present authors, and triangle is of Caswell, *et al.*⁽¹²⁾. The solid and dotted curves were calculated by Volkin⁽¹³⁾, taking account of the anisotropic and isotropic nature of the oxygen scattering, respectively.

IV. 理論値との比較および検討

高速中性子の中性子年齢 τ_{In} について厳密に計算するには、 ^{16}O の核データが必要である。しかし 5 MeV 以上の中性子については、 ^{16}O の全および微分弾性散乱断面積、非弾性散乱断面積の実験値がない。理論的にはこれを補なうものとして Goldstein^{(18)~(20)} の計算値があるが、これは ^{16}O に対して連続モデルをとったもので定量的に信頼できる数値ではない。

水中での中性子年齢 τ_{In} については、源のエネルギーの関数として Marshak⁽²⁾ および Volkin⁽¹³⁾ がそれぞれ 5 MeV および 17 MeV まで理論的に計算している。またその後の新しい酸素のデータを使って、Coveyou と Sullivan⁽¹⁾ が 20 MeV まで計算しているが、その詳細は不明である。それゆえ、今の場合われわれは Volkin の計算値と比較せざるを得ない。

Volkin は ^{16}O の弾性散乱の角度分布の非等方性を考慮して非弾性散乱はすべて吸収とみなし、かつ弾性散乱による減速はないと仮定して、Marshak の式で計算した。また ^{16}O の核データについては、Goldstein の旧い計算値⁽¹⁸⁾ を用いた。

この計算結果は中性子エネルギー E_n が 14.1 MeV

のとき $\tau_{In} = 173 \text{ cm}^2 (L_s = 13.1 \text{ cm})$ となり、われわれの実験結果 $\tau_{In} = 167 \pm 7 \text{ cm}^2 (L_s = 12.9 \pm 0.3 \text{ cm})$ とよく合っている (Fig. 7 参照)。しかしこの一致をあまり意義のあるものとするのは、つぎの理由から危険であろう。

すなわち Volkin の計算には ^{16}O についてつぎの欠点がある。

- (1) 弾性散乱の角度分布について用いたデータが不確かである。
- (2) 非弾性散乱による減速効果と放出中性子の非等方性が考慮されていない。
- (3) 弾性散乱による減速効果が無視されている。

(1) については、Volkin の計算によれば ^{16}O の弾性散乱の角度分布は結果にかなり敏感にきいてくる。つまり前方に多く散乱されるので、等方散乱とした場合よりも τ_{In} は増加し、その増加率は E_n が大きくなるにつれ大きくなる。しかし最近の実験⁽²¹⁾ によると、問題にしているエネルギー領域での弾性散乱の角度分布は計算値よりも平らであるから、正しい ^{16}O のデータを使用すると理論的には τ_{In} は小さくなるはずである。

(2) については、非弾性散乱された中性子はすべて吸収とみなして計算しているため、非弾性散乱をうけた低いエネルギーの中性子を見逃している。したがって、もしこの効果を考慮すると中性子年齢は増加する。 $E_n = 14 \text{ MeV}$ のとき $\sigma(n, n') = 0.5 \text{ barn}$, $\sigma_s^H = 0.68 \text{ barn}$ であり、また ^{16}O のもっとも低い励起状態が 6 MeV であることを考えると、この非弾性散乱の減速効果はつぎの(3)より大きいであろう。

(3) の弾性散乱の減速効果については Marshak の計算がある。それによると E_n の増大につれてこの効果は小さくなり、 $E_n = 5 \text{ MeV}$ のとき τ_{In} の減少率は 1.5% になる。 ^{16}O の ξ^* は ^1H のその 12/100 であるが、 $E_n = 14 \text{ MeV}$ ぐらになると両者の散乱断面積はほぼ同じ大きさになる〔低エネルギーでは $\sigma_s(^1\text{H}) > \sigma_s(^{16}\text{O})$ 〕。それゆえ $E_n = 14 \text{ MeV}$ のときまで τ_{In} の減少率が単調に減少する傾向をたどるかどうかが疑問であるが、弾性散乱の減速効果はあまり大きくないであろう。

結論としては、 ^{16}O に関する核データが不正確であるため、理論値にもかなりの誤差が生ずることに注意すべきである。

* $\xi \equiv \langle \ln E_1 - \ln E_2 \rangle$, すなわちすべての衝突についての $\ln E_1 - \ln E_2$ の平均 (ここで E_1 および E_2 は衝突前後の中性子エネルギー) である。

この実験についてご指導とご忠告をいただいた百田光雄室長、塚田甲子男、竹腰秀邦両副主任に深く感謝する。また理論的な検討について有益な議論をしていただいた原田吉之助氏、加速器の運転をしていただいた小林千明氏に深く感謝の意を表する。

なお、この実験は1957年12月から1958年5月にわたって行なわれたものである。

(1960年 8月23日 受理)

— 参 考 文 献 —

- (1) H. GOLDSTEIN, P. F. ZWEIFEL, D. G. FOSTER: *Geneva Conf.*, **16**, 379, P/2375 (1958).
- (2) R. E. MARSHAK: *Revs. Mod. Phys.*, **19**, 185 (1947).
- (3) H. HURWITZ, P. F. ZWEIFEL: *J. Appl. Phys.*, **26**, 923 (1955); G. GOERTZEL: *TAB-53*, (1950); D. SELENGUT: (unpublished).
- (4) J. CERTAINE: *NDA-15-94*, (Aug. 15, 1957).
- (5) R. R. COVEYOU: *ORNL-2081*, Sec. 32 (Nov. 11, 1956).
- (6) G. GOERTZEL, M. KALOS: "Progress of Nuclear Energy", **2**, Ser. 1, (1958), Pergman Press, London.
- (7) J. E. HILL, L. D. ROBERTS, T. E. FITCH: *J. Appl. Phys.*, **26**, 1013 (1955); L. M. BARKOV, K. N. MUKHIN: *Atomnaya Energiya*, **1**, No. 3, 31 (1956); also in *J. Nucl. Energy*, **4**, 91 (1956).
- (8) D. G. FOSTER: (to be published), see Ref. (1).
- (9) R. H. GRAHAM, J. R. DONALDSON, S. H. FITCH, J. W. FLORA, R. E. NATHER: *MTA-45*, (May 13, 1953); J. W. WADE: *Nucl. Sci. Engng.*, **4**, 12 (1958); M. REIER, F. OBENSHAIN, R. L. HELLENS: *WAPD-T-576*, (1957).
- (10) K. SHURE, P. A. ROYS: *Nucl. Sci. Engng.*, **2**, 170 (1956).
- (11) J. E. WILKINS, R. L. HELLENS, P. F. ZWEIFEL: *Geneva Conf.*, **5**, 62, P/597 (1955).
- (12) R. S. CASWELL, R. F. GABBARD, D. W. PADGETT, W. P. DAERING: *Nucl. Sci. Engng.*, **2**, 143 (1957).
- (13) H. C. VOLKIN: *J. Appl. Phys.*, **26**, 127 (1955).
- (14) W. BOTHE: *Zeit. Physik*, **120**, 437 (1943).
- (15) C. W. TITTLE: *Nucleonics*, **9**, 60 (1951).
- (16) V. P. DUGGAL, S. M. PURI, K. SRI RAM: *Nucl. Sci. Engng.*, **5**, 199 (1959).
- (17) V. SPIEGEL, D. W. OLIVER, R. S. CASWELL: *ibid.*, **4**, 546 (1958).
- (18) H. GOLDSTEIN: *NDA-15C-15*, (1953).
- (19) J. CERTAINE, H. GOLDSTEIN: *NDA-Memo-15C-85*, (1955).
- (20) H. LUSTING, H. GOLDSTEIN, M. H. KALOS: *NDA-086-2*, (1958).
- (21) N. A. BOSTROM, I. L. MORGAN, J. T. PRUD' HOMME, A. S. SALTAR: *WADC*, Tech. Report 57-446, (1957).

本誌投稿の手引

- 一般投稿は研究論文、資料を原則とし、会員の資格を要する。
- 内容はオリジナルものに限り、刷上り10頁以内とし、和・欧文を問わない。ただし、欧文の場合は修文・添削に充分に考慮を要する。
- 掲載範囲は原子力研究に関連する凡ゆる部門を含め、特に限定しない。
- 執筆にあたっては、投稿規程に準じて所定の原稿用紙を使用する。(欧文はタイプ紙使用)
- 投稿希望者は、氏名・題目・枚数および投稿予定日を事務局あて連絡すれば、無料で投稿用紙と規程が送付される。
- 和・欧文を問わず表題、抄録、所属機関名など、和・英両文で適確に書いて添付する。
- 別に締切り日は設けない。原稿受理次第受付通知を本人に送る。論文は直ちに当該部門担当

- の編集委員の査読に回わり、次回以後の編集委員会において採否を審議する。掲載が決定すると掲載巻号について本人に通知される。
- 査読通過した論文は受理年月日順に掲載される。
- 掲載論文1篇につき、別刷30部まで無料で送られる。(30部以上希望のときは1部につき約35円の実費負担)
- 査読・審議の結果、短縮・修正を要求されたり、あるいは掲載を遠慮いただくことがあるからご了承願いたい。特に欧文の修文は著者の負担とする。
- 討論欄・寄書欄・談話室欄については、随時随意に気軽な寄稿を歓迎する。
- 詳細については事務局へ問合せられたい。