研究論文

413. 水型原子炉における光中性子束分布の解析

田上 嵩*, 北爪光幸*

Analysis of Photoneutron Flux Distribution in Water-Shielded Reactors

By Takashi TAGAMI and Mitsuyuki KITAZUME

In a water-shielded reactor, the photonuclear reaction $\gamma(d, p)n$ takes place between γ -rays emitted from reactor core and deuterons contained in the shielding water surrounding the core. Photoneutrons produced by the reaction are distributed in the water layer in addition to the neutrons originated from the core.

In this report, it is shown that the distribution of the thermal photoneutron flux ϕ_γ in water not close to the core surface is approximately given by the simple formula:

$$\phi_\gamma = \sum_i \frac{\Sigma_{\gamma n}^i / \Sigma_2}{(1 - \mu_i^2 \tau)(1 - \mu_i^2 L^2)} \phi_\gamma^i, \quad (L^2 = D_2 / \Sigma_2)$$

where ϕ_γ^i and μ_i represent the γ -ray flux in the i -th energy group and its linear absorption coefficient in water, $\Sigma_{\gamma n}^i$ is the macroscopic cross section for the photoreaction, D_2 and Σ_2 are the diffusion coefficient and the absorption cross section for thermal neutrons in water and $\sqrt{\tau}$ is the slowing-down length in water.

Comparison of the calculated results to the experiments in BSR-1 shows that the above formula reproduces the photoneutron distribution reasonably well in a region where the neutron flux originated from the reactor core is negligibly small. In particular the above expression for photoneutrons together with the calculated neutron flux originated from the core can explain a bend in the observed neutron flux distribution occurring at about 1.8 m from the core surface of BSR-1.

I. 緒 言

スイミングプール型原子炉などのように、厚さが数 m もある大容量の水層を放射線遮蔽体として利用する場合に、その水層中の中性子束分布を測定すると、炉心から遠ざかるにつれて中性子束の減衰の様子は、炉心から約 2 m ほど離れた位置で傾斜が急にゆるやかになり、分布曲線に折れ目が生ずることが知られている⁽¹⁾⁽²⁾。(Fig. 1 参照)

この現象は、この折れ目の位置の前後で、中性子束分布を決定する要因に異なった物理現象が主に寄与していると考えるのが常識であり、この場合には、炉心に近い位置での中性子束は、炉心から漏洩した中性子が主に寄与し、折れ目より遠くでは、炉心から放射される γ 線によって、水中に含有されている重水の重水素核が²H の光反応によって分解され、

$$\gamma(d, p)n \quad (1)$$

いわゆる光中性子が発生し、それが水中の中性子束分布に主な寄与をすると予想される。

われわれは、以上の推論を理論的に検討するため、(1)式に示した光反応によって生ずる光中性子の、炉心周囲の水中における中性子束分布を解析し、その計算結果と実測値とを比較検討した。

II. 理論計算式の導出

(1)式に示した光反応のシキイ値は約 2.3 MeV であるので、それ以上のエネルギーで炉心から放射される 1 次 γ 線束を、エネルギー別にいくつかの群に分割し、各群に属する γ 線によって生ずる光中性子束の分

* 日立製作所中央研究所 (Hitachi Central Res. Lab., Hitachi Ltd.)

布を, つぎの2群拡散方程式によって求める。

$$\begin{cases} -D_1 \nabla^2 \phi_1 + \Sigma_1 \phi_1 = \Sigma_{1n} \phi_1^* & (2) \\ -D_2 \nabla^2 \phi_2 + \Sigma_2 \phi_2 = \Sigma_1 \phi_1^* & (3) \end{cases}$$

ここに,

ϕ_1^* : エネルギー i 群に属する1次 γ 線束分布

ϕ_1^* : エネルギー i 群に属する1次 γ 線によって発生した高速光中性子束分布

ϕ_2^* : 上の ϕ_1^* が減速して生じた熱光中性子束分布

Σ_{1n} : エネルギー i 群に属する γ 線が, 水中で

(1)式の光反応を生ずる巨視的断面積

D_1, Σ_1 : 高速中性子の, 水中における拡散係数と減速巨視断面積

D_2, Σ_2 : 熱中性子の, 水中における拡散係数と吸収巨視断面積

いまわれわれが問題にしているのは, 炉心から2m以上離れた遮蔽水層中の現象であるので, その領域でつぎの2つの近似を行なって, 上の(2),(3)式を解析的に解く。

〔近似1〕 γ 線束, 中性子束の分布は, 炉心を中心とする球対称であるとみなす。

〔近似2〕 γ 線束分布を, 強さ S_i の点状源からの放射と近似して, 次式で表わす。

$$\phi_1^* = S_i B_i(\mu_i r) \frac{e^{-\mu_i r}}{4\pi r^2}, \quad (4)$$

ここに, μ_i はエネルギー i 群に属する γ 線の水中における吸収係数であり, $B_i(\mu_i r)$ はその再生係数である。さらに, 炉心から十分離れていることを考慮して, この再生係数をつぎの線型再生係数で近似すると,

$$B_i(\mu_i r) = \mu_i r \quad (5)$$

結局, 問題にしている領域での γ 線束の分布は次式で近似される。

$$\phi_1^* = C_i \frac{e^{-\mu_i r}}{r} \quad (6)$$

ここに, $C_i = (S_i \mu_i / 4\pi)$ は距離に無関係な定数

以上の2つの近似を行えば, (2),(3)式はつぎのように解ける。すなわち, (2)式において, 炉心からの距離を r とする球座標を用い,

$$\phi_1^* = u_i(r)/r \quad (7)$$

と置換すると, つぎのようになる。

$$\frac{d^2 u_i}{dr^2} - \kappa_i^2 u_i = -\frac{\Sigma_{1n}}{D_1} r \phi_1^* \quad (8)$$

ただし, $\kappa_i^2 = (\Sigma_1 / D_1)$

(8)式がつぎに示す形の同次解を持つことは直ちにわかる。

$$u_i = A e^{-\kappa_i r} + B e^{\kappa_i r} \quad (9)$$

$$\text{そこで, } u_i = A(r) e^{-\kappa_i r} + B(r) e^{\kappa_i r} \quad (10)$$

と置いて, これを r で微分すると,

$$u_i' = A(-\kappa_i) e^{-\kappa_i r} + A' e^{-\kappa_i r} + B \kappa_i e^{\kappa_i r} + B' e^{\kappa_i r} \quad (11)$$

となるので(ダッシュは r に関する微分), つぎの補助条件を仮定する。

$$A' e^{-\kappa_i r} + B' e^{\kappa_i r} = 0 \quad (12)$$

すると, (11)式をもう1度 r について微分して,

$$u_i'' = \kappa_i^2 u_i - \kappa_i (A' e^{-\kappa_i r} - B' e^{\kappa_i r}) \quad (13)$$

を得るので, これを(8)式に代入すると, 次式を得る。

$$A' e^{-\kappa_i r} - B' e^{\kappa_i r} = \frac{\Sigma_{1n}}{\kappa_i D_1} r \phi_1^* \quad (14)$$

(12)+(14)式, (12)-(14)式より, 次式を得る。

$$A' = (\Sigma_{1n} / 2\kappa_i D_1) r \phi_1^* e^{\kappa_i r} \quad (15)$$

$$B' = (\Sigma_{1n} / 2\kappa_i D_1) r \phi_1^* e^{-\kappa_i r} \quad (16)$$

両式において, ϕ_1^* として(16)式に示した近似式を用い, 両式を積分すると, つぎのようになる。

$$A = \frac{C_i \Sigma_{1n}}{2\kappa_i D_1} \cdot \frac{e^{(\kappa_i - \mu_i)r}}{\kappa_i - \mu_i} + \text{const.} \quad (17)$$

$$B = \frac{C_i \Sigma_{1n}}{2\kappa_i D_1} \cdot \frac{e^{-(\kappa_i + \mu_i)r}}{\kappa_i + \mu_i} + \text{const.} \quad (18)$$

これらのそれぞれ第1項の値を(10)式に代入して整理すると, (8)式の特解として, 次式が得られる。

$$u_i = \frac{\Sigma_{1n} D_1}{\kappa_i^2 - \mu_i^2} C_i e^{-\mu_i r} \quad (19)$$

$$\text{一方, 同次解の方は } u_i \rightarrow 0, (r \rightarrow \infty) \quad (20)$$

の境界条件を満たさねばならぬことを考慮すれば, 結局, 一般解はつぎのように表わされる。

$$\phi_1^* = F \frac{e^{-\kappa_i r}}{r} + \frac{\Sigma_{1n} D_1}{\kappa_i^2 - \mu_i^2} \phi_1^* \quad (21)$$

同様にして計算すると, (3)式の解はつぎのように得られる。

$$\begin{aligned} \phi_2^* = G \frac{e^{-\kappa_2 r}}{r} + F \frac{\Sigma_1 D_2}{\kappa_2^2 - \kappa_1^2} \cdot \frac{e^{-\kappa_1 r}}{r} \\ + \frac{\kappa_1^2 \Sigma_{1n} D_2}{(\kappa_1^2 - \mu_1^2)(\kappa_2^2 - \mu_1^2)} \phi_1^* \end{aligned} \quad (22)$$

ここに, $\kappa_2^2 = (\Sigma_2 / D_2)$ であり, F, G は炉心境界面における境界条件より決められるべき定数である。

II. 計算式の検討

エネルギー i 群に属する1次 γ 線によって生ずる高速光中性子束の水中分布を(21)式, それが減速して生ずる熱光中性子束の分布を(22)式にそれぞれ示した。

両式の各項の大きさを比較する。炉心からの距離 r が大きくなるにつれて, 各項は指数関数的に減衰するが, 指数の係数は水中で, およそのところ,

$$\begin{cases} \kappa_1 \approx 0.15 \sim 0.20 & \text{cm}^{-1} \\ \kappa_2 \approx 0.37 & \text{cm}^{-1} \\ \mu_4 \approx 0.025 \sim 0.04 & \text{cm}^{-1} \end{cases} \quad (23)$$

の程度の差があるので⁽³⁾、ここで問題にしている炉心から 2 m 以上の距離では、オーダとして、

$$e^{-\kappa_1 r} : e^{-\kappa_2 r} : e^{-\mu_4 r} \approx 10^{-12} : 10^{-29} : 1 \quad (24)$$

以上のひらきがある。したがって、各項の係数の差を考慮しても、(21), (22) 式の最後の項は、ここで問題にしている領域では、他の項にくらべて十分大きく、他の項は無視してもよい。(なお、 r の小さい所(炉心近傍)では、炉心から漏洩して来る中性子束の大きさが、(21), (22) 式から得られる光中性子束にくらべて十分大きいことが計算で示される。)

結局、問題の領域では(21), (22) 式はつぎのように近似される。

$$\begin{cases} \phi_1^i = \frac{\Sigma_1^i \gamma_n / D_1}{\kappa_1^2 - \mu_1^2} \phi_1^i = \frac{\Sigma_1^i \gamma_n / \Sigma_1}{1 - \mu_1^2 \tau} \phi_1^i \\ \phi_2^i = \frac{\kappa_2^2 \Sigma_2^i \gamma_n / D_2}{(\kappa_1^2 - \mu_1^2)(\kappa_2^2 - \mu_2^2)} \phi_1^i \end{cases} \quad (23)$$

$$= \frac{\Sigma_2^i \gamma_n / \Sigma_2}{(1 - \mu_1^2 \tau)(1 - \mu_2^2 L^2)} \phi_1^i \quad (24)$$

$$\text{ただし、} \tau = D_1 / \Sigma_1, \quad L^2 = D_2 / \Sigma_2 \quad (25)$$

ここで、次式が定義される結合定数を用いると、

$$\begin{cases} S_1^i = \frac{\Sigma_1^i \gamma_n / \Sigma_1}{1 - \mu_1^2 \tau} \\ S_2^i = \frac{\Sigma_2^i \gamma_n / \Sigma_2}{(1 - \mu_1^2 \tau)(1 - \mu_2^2 L^2)} \end{cases} \quad (26)$$

$$\begin{cases} S_1^i = \frac{\Sigma_1^i \gamma_n / \Sigma_1}{1 - \mu_1^2 \tau} \\ S_2^i = \frac{\Sigma_2^i \gamma_n / \Sigma_2}{(1 - \mu_1^2 \tau)(1 - \mu_2^2 L^2)} \end{cases} \quad (27)$$

炉心から十分離れた水中での高速光中性子束分布 $\phi_1^i(r)$ 、および熱光中性子束分布 $\phi_2^i(r)$ は、炉心からの 1 次 γ 線束分布 $\phi_1^i(r)$ を用いて、つぎのように簡単な式で表わすことができる。

$$\begin{cases} \phi_1^i \equiv \Sigma_1^i \phi_1^i = \Sigma_1^i S_1^i \phi_1^i \\ \phi_2^i \equiv \Sigma_2^i \phi_2^i = \Sigma_2^i S_2^i \phi_1^i \end{cases} \quad (28)$$

$$\begin{cases} \phi_1^i \equiv \Sigma_1^i \phi_1^i = \Sigma_1^i S_1^i \phi_1^i \\ \phi_2^i \equiv \Sigma_2^i \phi_2^i = \Sigma_2^i S_2^i \phi_1^i \end{cases} \quad (29)$$

IV. 実測値との比較検討

前章で得られた光中性子束の水中分布の計算式を検討するため、アメリカ ORNL のスイミングプール型原子炉 BSR-1 における水中の中性子束分布を解析し、その実測値⁽³⁾と比較検討する。

結合定数(26), (27) 式の計算に必要な光反応の天然水中における巨視的断面積は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} \Sigma_1^i \gamma_n &= 1.5 \times 10^{-4} \left(\frac{D_2 O \text{ 原子数}}{H_2 O \text{ 原子数}} \right) \times 3.3 \times 10^{22} \left(\frac{H_2 O \text{ 原子数}}{\text{軽水 } 1 \text{ cm}^3} \right) \\ &\times \sigma_i (\text{mb}) \times 10^{-27} (\text{cm}^2/\text{mb}) \\ &= 4.95 \times 10^{-9} \times \sigma_i, \quad (\text{cm}^{-1}) \end{aligned} \quad (30)$$

ここに、 σ_i はエネルギー i 群に属する γ 線によって生ずる光反応の微分断面積を、mb 単位で表わしたものである。

γ 線束分布の計算には、エネルギーを 1 MeV 間隔で 8 群に分割し、各群に対して次式に示す修正点状源近似法を用いた。

$$\phi_1^i = \Gamma_i \left(\frac{R}{R+r} \right)^2 B_i(\mu_i r) e^{-\mu_i r} \quad (31)$$

ここに、 Γ_i は炉心表面での γ 線束で、実測値⁽³⁾を用い、 R は炉心の等価半径であり、再生係数 B_i としては、次式で与えられる Taylor 型を用いた。

$$B_i(\mu_i r) = A e^{a_i r} + (1-A) e^{b_i r} \quad (32)$$

結合定数および上式の計算に必要な物理定数は、すべて参考文献(3)によって得られる。(28), (29) 式の結論が成立するためには(6)式の形の γ 線束が条件であるが、いまの場合(31)式の ϕ_1^i はこれからあまりずれていないので、(28), (29) 両式は近似的に成り立つとみなされる。(31) 式の結果を(29) 式に代入すれば、 ϕ_2^i の計算値が得られる。

Fig. 1 に、BSR-1 における熱中性子束の実測値⁽³⁾と、(29) 式で求めた熱光中性子束分布 ϕ_2^i に対する計算結果のグラフを示す。

なお、参考のために、炉心で発生した 1 次中性子が炉心から漏洩して、水中で減速されて生じた熱中性子束分布 ϕ_2^i に対する計算結果を Fig. 1 に併記した。 ϕ_2^i の計算は、修正点状源近似法を適用し、除去理論とエネルギー 3 群拡散近似とを組み合わせで解析した。

Fig. 1 からわかるように、計算値と実測値との一致は良好で、特に、炉心表面から約 1.8 m の位置における中性子束分布の折れ目が明確に説明される。この距離以遠では、炉心からの中性子束は無視され、中性子束の分布は光反応による光中性子によって支配されることがわかる。

V. 結 言

原子炉周辺の水層中において、炉心から放射される γ 線によって、水中に含まれる重陽子核が光分解されて光中性子を生ずる。炉心から十分離れた位置では、炉心で生じた中性子による分布よりも、光中性子束分布の大きさが支配的となる。その領域において、光中性子束分布を解析的に求める簡単な計算方式を導出した。それは、1 次 γ 線束分布に結合定数を乗じて得られる形式にまとまっている。

その計算式の精度を検討するため、アメリカ ORNL にあるスイミングプール型原子炉 BSR-1 の、プール

Fig.1 Thermal Neutron Flux Distribution in Swimming Pool Water of BSR-1

水層中の熱中性子束分布の測定結果と比較した。その一致度は良好で、炉心表面から約 1.8 m の位置に生ずる分布曲線の折れ目もよく説明された。

〔本研究の主な部分は日本原子力学会昭和38年年会⁽⁴⁾において発表したものである。〕

(1965年 6月17日 受理)

— 参 考 文 献 —

- (1) H. BROOKS, *et al.*: "Research Reactors", (1955), McGraw-Hill Books Co.
- (2) 八巻秀雄: HTR プール水中の熱中性子束分布の測定, (私信).
- (3) E.P. BLIZARD, L.S. ABBOTT: "Reactor Handbook", Vol. II. Part B, Shielding, (1962), Intersci. Publ.
- (4) 田上 嵩, 北爪光幸: 水中における2次放射線の解析, 日本原子力学会昭和38年年会, D31, (1963).