



บทที่ ๓

สมการการแพร่กระจายของนิวตรอนและการคำนวณค่าคงที่

๓.๑ สมการการแพร่กระจายของนิวตรอนหลายกลุ่ม (Multigroup diffusion equation)

การศึกษาการแพร่กระจายของนิวตรอนเป็นสิ่งจำเป็นและสำคัญมากในการออกแบบและติดตามการทำงานของเครื่องปฏิกรณ์ นิวตรอนที่เกิดจากปฏิกิริยาแตกตัวอย่างต่อเนื่อง มีหลายพลังงานและมีพลังงานเฉลี่ยประมาณ 2 Mev. ศึกษานิวตรอนเหล่านี้ได้โดยประมาณจากสมการการแพร่กระจายของนิวตรอนหลายกลุ่ม ดังนี้

สมมติให้นิวตรอนในเครื่องปฏิกรณ์มีพลังงานต่าง ๆ กันเป็น G กลุ่ม

อัตราการเปลี่ยนแปลงนิวตรอนในกลุ่ม g = - (อัตราการรั่ว (leakage) ของนิวตรอนกลุ่ม g)

- (อัตราที่นิวตรอนกลุ่ม g ถูกดูดกลืน)

+ (อัตราการเกิดนิวตรอนกลุ่ม g จากปฏิกิริยาแตกตัวอย่างต่อเนื่อง)

- (อัตราการกระเจิงของนิวตรอนออกจากกลุ่ม g)

+ (อัตราการกระเจิงของนิวตรอนกลุ่ม g' เข้ามาอยู่ในกลุ่ม g)

นั่นคือ
$$\frac{dn_g}{dt} = \nabla_D^2 \phi_g - \Sigma_{ag} \phi_g + S_g - \Sigma_{sg} \phi_g + \sum_{g'=1}^G \Sigma_{sg'} \phi_{g'}, g = 1, 2, \dots, G$$

โดยที่
$$S_g = \sum_{g'=1}^G \nu_{g'} \Sigma_{fg'} \phi_{g'} + S_g^{ext}$$

$$\Sigma_{sg} = \sum_{g'=1}^G \Sigma_{sg'g}$$

$$\sum_{g=1}^G \Sigma_{sg'} \phi_{g'} = \sum_{g=1}^{g-1} \Sigma_{sg'} \phi_{g'} + \Sigma_{sgg} \phi_g$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_g}{\partial t} &= \nu D_g \nabla^2 \phi_g - \Sigma_{ag} \phi_g - \Sigma_{sg} \phi_g + \Sigma_{sgg} \phi_g + \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma_{sg'} \phi_{g'} \\ &\quad + \chi_g \sum_{g'=1}^G \nu_{g'} \Sigma_{fg'} \phi_{g'} + S_g^{\text{ext}} \end{aligned}$$

กำหนดให้ Σ_{Rg} เป็นค่าภาคตัดขวางมหภาคครีมีแวล (removal cross section)

$$\text{โดย } \Sigma_{Rg} = \Sigma_{ag} + \Sigma_{sg} - \Sigma_{sgg}, \quad \Sigma_{ag} + \Sigma_{sg} = \Sigma_{tg}$$

$$\text{และให้ } S_g^{\text{ext}} = 0$$

$$\text{จะได้ } \frac{\partial n_g}{\partial t} = \nu D_g \nabla^2 \phi_g - \Sigma_{Rg} \phi_g + \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma_{sg'} \phi_{g'} + \chi_g \sum_{g'=1}^G \nu_{g'} \Sigma_{fg'} \phi_{g'}$$

สภาวะสม่ำเสมอ (steady state) คือ $\frac{\partial n_g}{\partial t} = 0$ จะเกิดขึ้นเมื่อเทอม k มีค่าเป็น 1 ถ้า

k มีการเปลี่ยนแปลงใกล้ค่า 1 รูปร่าง (shape) ของฟังก์ชันจะเปลี่ยนไปเล็กน้อย ผลลัพธ์

ที่ได้จึงเป็นดังนี้

$$-\nu D_g \nabla^2 \phi_g + \Sigma_{Rg} \phi_g = \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma_{sg'} \phi_{g'} + \frac{1}{k} \chi_g \sum_{g'=1}^G \nu_{g'} \Sigma_{fg'} \phi_{g'} \quad (3.1.1)$$

โดยที่ χ_g เป็นโอกาสที่นิวตรอนซึ่งเกิดจากปฏิกิริยาแตกตัวอย่างต่อเนื่องจะเป็นนิวตรอนกลุ่ม g

$\Sigma_{fg'}$ เป็นค่าภาคตัดขวางมหภาคของการแตกตัว (macroscopic fission cross section) เนื่องจากนิวตรอนกลุ่ม g'

$\Sigma_{sgg'}$ เป็นค่าภาคตัดขวางมหภาคของการกระเจิง (macroscopic scattering cross section) นิวตรอนกลุ่ม g ไปยังกลุ่ม g'

$\Sigma_{sg'g}$ เป็นค่าภาคตัดขวางมหภาคของการกระเจิง นิวตรอนกลุ่ม g' ไปยังกลุ่ม g

มีค่าเท่ากับ 0 เมื่อ $g' > g$ ในที่นี้ นิวตรอนกลุ่ม g' มีพลังงานน้อยกว่านิวตรอนกลุ่ม g

$\nu_{g'}$ เป็นจำนวนนิวตรอนเฉลี่ยซึ่งเกิดจากปฏิกิริยาแตกตัวอย่างต่อเนื่องโดยนิวตรอนกลุ่ม g'

k เป็น eigen value

$\phi_g = \phi_g(r)$ เป็น ฟลักซ์ของนิวตรอนกลุ่ม g

$\phi_{g'} = \phi_{g'}(r)$ เป็น ฟลักซ์ของนิวตรอนกลุ่ม g'

สำหรับ homogeneous bare reactor ฟลักซ์ของนิวตรอนทุกกลุ่มจะมีรูปร่างเหมือนกัน ที่สภาวะวิกฤต กล่าวคือ มีรูปร่างเป็น $\psi(r)$ ดังนั้น

$$\phi_g(r) = \phi_g \psi(r)$$

$$\phi_{g'}(r) = \phi_{g'} \psi(r)$$

โดย $\phi_g, \phi_{g'}$ เป็นค่าฟลักซ์ของนิวตรอนกลุ่ม g และกลุ่ม g' ซึ่งมีค่าคงที่ ตามลำดับ $\psi(r)$ เป็นรูปร่างของฟลักซ์ซึ่งขึ้นกับค่า (geometric buckling) ของเครื่องปฏิกรณ์

$$\begin{aligned} \text{สมการ} \quad \nabla^2 \psi(r) + B^2 \psi(r) &= 0 \\ \nabla^2 \psi(r) &= -B^2 \psi(r) \end{aligned}$$

โดยที่ B^2 เป็น geometric buckling

แทนค่า $\phi_g(r), \phi_{g'}(r)$ และ $\nabla^2 \psi(r)$ ในสมการ (3.1.1) จะได้

$$D_g B^2 \phi_g + \Sigma_{Rg} \phi_g = \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma_{sg'g} \phi_{g'} + \frac{1}{k} \sum_{g'=1}^G \nu_{g'} \Sigma_{fg'g} \phi_{g'} \quad (3.1.2)$$

เรียกสมการ (3.1.2) นี้ว่า สมการการแพร่กระจายของนิวตรอนหลายกลุ่ม

๓.๒ สมการการแพร่กระจายของนิวตรอนที่ใช้ในโปรแกรมริโบ-5

โปรแกรมริโบ-5 กำหนดให้นิวตรอนในเครื่องปฏิกรณ์มีพลังงานต่างกันเป็น ๔ กลุ่ม คือ นิวตรอนเร็ว ๓ กลุ่ม กับนิวตรอนช้า ๒ กลุ่ม สมการการแพร่กระจายของนิวตรอน ๔ กลุ่ม ได้มาจากสมการ (3.1.2) ซึ่งเขียนได้ดังนี้

$$(\bar{D}_1 B^2 + \bar{\Sigma}_{a1} + \bar{\Sigma}_{p1} + \bar{\Sigma}_{r1}) \bar{\phi}_1 = \frac{\chi}{k} (\bar{\nu}_1 \bar{\Sigma}_{f1} \bar{\phi}_1 + \bar{\nu}_2 \bar{\Sigma}_{f2} \bar{\phi}_2 + \bar{\nu}_3 \bar{\Sigma}_{f3} \bar{\phi}_3 + \bar{\nu}_4 \bar{\Sigma}_{f4} \bar{\phi}_4 + \bar{\nu}_5 \bar{\Sigma}_{f5} \bar{\phi}_5) \quad (3.2.1)$$

$$(\bar{D}_2 B^2 + \bar{\Sigma}_{a2} + \bar{\Sigma}_{p2} + \bar{\Sigma}_{r2}) \bar{\phi}_2 = \bar{\Sigma}_{r1} \bar{\phi}_1 + \frac{(1-\chi)}{k} (\bar{\nu}_1 \bar{\Sigma}_{f1} \bar{\phi}_1 + \bar{\nu}_2 \bar{\Sigma}_{f2} \bar{\phi}_2 + \bar{\nu}_3 \bar{\Sigma}_{f3} \bar{\phi}_3 + \bar{\nu}_4 \bar{\Sigma}_{f4} \bar{\phi}_4 + \bar{\nu}_5 \bar{\Sigma}_{f5} \bar{\phi}_5) \quad (3.2.2)$$

$$(\bar{D}_3 B^2 + \bar{\Sigma}_{a3} + \bar{\Sigma}_{p3} + \bar{\Sigma}_{r3}) \bar{\phi}_3 = \bar{\Sigma}_{r2} \bar{\phi}_2 \quad (3.2.3)$$

$$(\bar{D}_4 B^2 + \bar{\Sigma}_{a4} + \bar{\Sigma}_{p4} + \bar{\Sigma}_{r4}) \bar{\phi}_4 = \bar{\Sigma}_{r3} \bar{\phi}_3 \quad (3.2.4)$$

$$(\bar{D}_5 B^2 + \bar{\Sigma}_{a5} + \bar{\Sigma}_{p5} + \bar{\Sigma}_{r5}) \bar{\phi}_5 = \bar{\Sigma}_{r4} \bar{\phi}_4 \quad (3.2.5)$$

นิวตรอนเร็ว ๓ กลุ่ม ถูกรวมเป็นนิวตรอนเร็ว ๑ กลุ่ม และนิวตรอนช้า ๒ กลุ่มถูกรวมเป็นนิวตรอนช้า ๑ กลุ่ม เขียนสมการการแพร่กระจายของนิวตรอน ๒ กลุ่มได้ดังนี้

$$(D_1 B^2 + \Sigma_{a1} + \Sigma_{p1} + \Sigma_{r1}) \phi_1 = \frac{1}{k} (\nu_1 \Sigma_{f1} \phi_1 + \nu_2 \Sigma_{f2} \phi_2) \quad (3.2.6)$$

$$(D_2 B^2 + \Sigma_{a2} + \Sigma_{p2}) \phi_2 = \Sigma_{r1} \phi_1 \quad (3.2.7)$$

โดยที่ \bar{D}_g เป็นค่าสัมประสิทธิ์การกระจายของนิวตรอน (diffusion coefficients) กลุ่ม

$\bar{\Sigma}_{ag}$ เป็นค่าภาคตัดขวางมหภาคของการดูดกลืนนิวตรอนกลุ่ม g

$\bar{\Sigma}_{pg}$ เป็นค่าภาคตัดขวางมหภาคของการดูดกลืนนิวตรอนกลุ่ม g ของ soluble poison

$\bar{\Sigma}_{rg}$ เป็นค่าภาคตัดขวางมหภาคของการกระเจิงนิวตรอนกลุ่ม g ไปยังกลุ่ม g+i

(สมมติให้มีการกระเจิงของนิวตรอนจากระดับพลังงานสูงไปยังระดับพลังงานต่ำกว่าถัดไปเท่านั้น)

$\bar{\Sigma}_{r5}$ เป็นค่าภาคตัดขวางมหภาคของการกระเจิงนิวตรอนกลุ่ม g ไปยังกลุ่ม g-1 (สมมติให้มี

Up-scattering สำหรับนิวตรอนที่พลังงาน 0.2 eV.)

$\bar{\phi}_g$ เป็นค่าฟลักซ์ของนิวตรอนกลุ่ม g

g = 1, 2, 3, 4, 5

\bar{v}_g เป็นจำนวนนิวตรอนเฉลี่ยซึ่งเกิดจากปฏิกิริยาแตกตัวอย่างต่อเนื่องโดยนิวตรอนกลุ่ม $g, g=1, 2, 3, 4, 5$

D_g เป็นค่าสัมประสิทธิ์การกระจายของนิวตรอนกลุ่ม $g, g=1, 2$

Σ_{ag} เป็นค่าภาคตัดขวางมหภาคของการดูดกลืนนิวตรอนกลุ่ม $g, g=1, 2$

Σ_{Pg} เป็นค่าภาคตัดขวางมหภาคของการดูดกลืนนิวตรอนกลุ่ม g ของ soluble poisons $, g=1, 2$

Σ_{rg} เป็นค่าภาคตัดขวางมหภาคของการกระเจิงของนิวตรอนกลุ่ม g ไปยังกลุ่ม $g+1, g=1$

ϕ_g เป็นค่าฟลักซ์ของนิวตรอนกลุ่ม g

และ v_g เป็นจำนวนนิวตรอนเฉลี่ยซึ่งเกิดจากปฏิกิริยาแตกตัวอย่างต่อเนื่องโดยนิวตรอนกลุ่ม $g, g=1, 2$

รวมสมการ (3.2.1), (3.2.2) และ (3.2.3) เข้าด้วยกัน จะได้

$$(\bar{D}_1 B^2 \bar{\phi}_1 + \bar{D}_2 B^2 \bar{\phi}_2 + \bar{D}_3 B^2 \bar{\phi}_3) + (\bar{\Sigma}_{a1} \bar{\phi}_1 + \bar{\Sigma}_{a2} \bar{\phi}_2 + \bar{\Sigma}_{a3} \bar{\phi}_3) + (\bar{\Sigma}_{p1} \bar{\phi}_1 + \bar{\Sigma}_{p2} \bar{\phi}_2 + \bar{\Sigma}_{p3} \bar{\phi}_3) + \bar{\Sigma}_{r3} \bar{\phi}_3$$

$$= \frac{1}{k} (v_1 \bar{\Sigma}_{f1} \bar{\phi}_1 + v_2 \bar{\Sigma}_{f2} \bar{\phi}_2 + v_3 \bar{\Sigma}_{f3} \bar{\phi}_3 + v_4 \bar{\Sigma}_{f4} \bar{\phi}_4 + v_5 \bar{\Sigma}_{f5} \bar{\phi}_5) \quad (3.2.8)$$

รวมสมการ (3.2.4) และ (3.2.5) เข้าด้วยกันจะได้

$$(\bar{D}_4 B^2 \bar{\phi}_3 + \bar{D}_5 B^2 \bar{\phi}_5) + (\bar{\Sigma}_{a4} \bar{\phi}_4 + \bar{\Sigma}_{a5} \bar{\phi}_5) + (\bar{\Sigma}_{p4} \bar{\phi}_4 + \bar{\Sigma}_{p5} \bar{\phi}_5) + \bar{\Sigma}_{r5} \bar{\phi}_5 = \bar{\Sigma}_{r3} \bar{\phi}_3 \quad (3.2.9)$$

คำนวณ $D_1, v_1 \Sigma_{f1}, \Sigma_{a1}, \Sigma_{p1}, \Sigma_{r1}$ เนื่องจากนิวตรอนเร็วและ $v_2 \Sigma_{f2}$ เนื่องจาก

นิวตรอนช้าได้จากสมการ (3.2.8) และ (3.2.6)

โดย สมการ (3.2.8) = สมการ (3.2.6)

กำหนดให้ $k = \bar{k}, \phi_2 = \bar{\phi}_4 + \bar{\phi}_5$ และ $\phi_1 = \bar{\phi}_1 + \bar{\phi}_2 + \bar{\phi}_3$

จะได้ $D_1 = \bar{D}_1 \psi_1 + \bar{D}_2 \psi_2 + \bar{D}_3 \psi_3$

$$v_1 \Sigma_{f1} = \bar{v}_1 \bar{\Sigma}_{f1} \psi_1 + \bar{v}_2 \bar{\Sigma}_{f2} \psi_2 + \bar{v}_3 \bar{\Sigma}_{f3} \psi_3$$

$$v\Sigma_{f1} = v\bar{\Sigma}_{f1}\psi_1 + v\bar{\Sigma}_{f2}\psi_2 + v\bar{\Sigma}_{f3}\psi_3 \quad , \quad \bar{v}_1 = \bar{v}_2 = \bar{v}_3 = v_1 = v$$

$$\Sigma_{a1} = \bar{\Sigma}_{a1}\psi_1 + \bar{\Sigma}_{a2}\psi_2 + \bar{\Sigma}_{a3}\psi_3$$

$$\Sigma_{p1} = \bar{\Sigma}_{p1}\psi_1 + \bar{\Sigma}_{p2}\psi_2 + \bar{\Sigma}_{p3}\psi_3$$

$$\Sigma_{r1} = \bar{\Sigma}_{r3}\psi_3$$

$$v_2\Sigma_{f2} = \bar{v}_4\bar{\Sigma}_{f4}\psi_4 + \bar{v}_5\bar{\Sigma}_{f5}\psi_5$$

$$v\Sigma_{f2} = v\bar{\Sigma}_{f4}\psi_4 + v\bar{\Sigma}_{f5}\psi_5 \quad , \quad \bar{v}_4 = \bar{v}_5 = v_2 = v$$

คำนวณ D_2 , Σ_{a2} , Σ_{p2} เนื่องจากนิวตรอนช้าและ Σ_{r1} เนื่องจากนิวตรอนเร็วได้จากสมการ

(3.2.9) และ (3.2.7)

โดย สมการ (3.2.9) = สมการ (3.2.7)

$$\text{กำหนดให้ } \bar{\phi}_2 = \bar{\phi}_4 + \bar{\phi}_5$$

$$\text{จะได้ } D_2 = \bar{D}_4\psi_4 + \bar{D}_5\psi_5$$

$$\Sigma_{a2} = \bar{\Sigma}_{a4}\psi_4 + \bar{\Sigma}_{a5}\psi_5$$

$$\Sigma_{p2} = \bar{\Sigma}_{p4}\psi_4 + \bar{\Sigma}_{p5}\psi_5$$

$$\Sigma_{r1} = \bar{\Sigma}_{r3}\psi_3$$

$$\text{โดยที่ } \psi_g = \frac{\bar{\phi}_g}{\bar{\phi}_1 + \bar{\phi}_2 + \bar{\phi}_3} \quad , \quad g = 1, 2, 3$$

$$\text{และ } \psi_g = \frac{\bar{\phi}_g}{\bar{\phi}_4 + \bar{\phi}_5} \quad , \quad g = 4, 5$$

คำนวณค่า ψ_g ($g=1,2,3$) ได้จากสมการ

$$\psi_g = \frac{b_g}{b_1+b_2+b_3} \quad , \quad g = 1,2,3$$

โดย $a_g = \bar{D}_g B^2 + \bar{\Sigma}_{ag} + \bar{\Sigma}'_{pg} + \bar{\Sigma}_{rg} \quad , \quad g = 1,2,3$

$$b_1 = x a_2 a_3$$

$$b_2 = [x \bar{\Sigma}_{r1} + (1-x) a_1] a_3$$

$$b_3 = [x \bar{\Sigma}_{r1} + (1-x) a_1] \bar{\Sigma}_{r2}$$

และ $b_1+b_2+b_3 = x a_2 a_3 + x a_3 \left[\bar{\Sigma}_{r1} + \frac{(1-x)}{x} a_1 \right] + x \bar{\Sigma}_{r2} \left[\bar{\Sigma}_{r1} + \frac{(1-x)}{x} a_1 \right]$

คำนวณค่า ψ_g ($g = 4,5$) ได้จาก

$$\psi_g = \frac{b_g}{b_4 + b_5} \quad , \quad g = 4,5$$

โดย $a_g = \bar{D}_g B^2 + \bar{\Sigma}_{ag} + \bar{\Sigma}_{pg} + \bar{\Sigma}_{rg} \quad , \quad g = 4,5$

$$b_4 = .68 a_5 + .32 \bar{\Sigma}_{r5}$$

และ $b_5 = .32 a_4 + .68 \bar{\Sigma}_{r4}$

คำนวณ ϕ_1, ϕ_2 ได้จากสมการการแพร่กระจายของนิวตรอน ๒ กลุ่ม โดยการแทนค่า $D_g, \Sigma_{ag}, \Sigma_{pg},$

$v \Sigma_{fg}, \Sigma_{r1}$ ในสมการ (3.2.6) และ (3.2.7) , $g = 1,2$ ตามลำดับ

๓.๓ การคำนวณค่าคงที่สำหรับนิวตรอนเร็ว ๓ กลุ่ม

คำนวณค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายของนิวตรอน (\bar{D}_g) และค่าภาคตัดขวางมหภาคของการกระเจิงจากกลุ่ม g ไปยังกลุ่ม $g+1$ ($\bar{\Sigma}_{rg}$) ได้โดย correlation method

ในโปรแกรม MUFT-IV สูตรที่ใช้คำนวณเป็นดังนี้

$$\bar{D}_0 = \frac{1}{3 \sum_K \alpha_g^{K, -K} \bar{N}^K}, \quad g = 1$$

$$\bar{D}_g = \frac{\bar{D}_0 (1 - 0.25 \bar{D}_0 B^2)}{\bar{\Sigma}_{rg}}, \quad g = 1$$

$$\bar{D}_g = \frac{1}{\sum_K \beta_g^{K, -K} \bar{N}^K}, \quad g = 2, 3,$$

$$\bar{\Sigma}_{rg} = \sum_K \beta_g^{K, -K} \bar{N}^K, \quad g = 1, 2, 3$$

โดยที่ \bar{N}^K เป็น ค่าความหนาแน่นอะตอมของธาตุ K โดย $\bar{N}^K = N_K V / V_{\text{cell}}$

$\alpha_g^{K, -K}$, $\beta_g^{K, -K}$ เป็น ค่าภาคตัดขวางรูดภาคทรานสปอร์ตและค่าภาคตัดขวางจุลภาคของการกระเจิงจากกลุ่ม g ไปยังกลุ่ม $g+1$ แสดงอยู่ในตารางที่ ๓

จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

ตารางที่ ๓^๒ สัมประสิทธิ์ที่ใช้ในการคำนวณค่าคงที่สำหรับนิวตรอนเร็ว ๓ กลุ่ม

| Nucleus | α_1 | α_2 | α_3 | β_1 | β_2 | β_3 |
|----------------|------------|------------|------------|-----------|-----------|-----------|
| O | 2.240 | 3.803 | 3.785 | .1675 | .090 | .05016 |
| H | 1.404 | 3.717 | 6.574 | 1.309 | 4.505 | 2.257 |
| Fe, Cr, Ni, Mn | 2.860 | 4.271 | 9.936 | .245 | .020 | .0 |
| Al | 2.490 | 4.597 | 1.736 | .247 | .042 | .0 |
| Zr | 4.420 | 8.857 | 7.042 | .5225 | -.371 | .179 |
| U/Pu | 6.095 | 12.250 | 9.188 | .840 | -.123 | .0 |
| Th | 5.707 | 11.950 | 11.157 | 1.470 | -.717 | .0 |

คำนวณค่าภาคตัดขวางมหภาคของการดูดกลืน ($\bar{\Sigma}_{ag}$) และค่าภาคตัดขวางมหภาคของการผลิต (macroscopic production cross sections, $v\bar{\Sigma}_{fg}$) ได้ดังนี้

๓.๓.๑ นิวตรอนเร็วกลุ่มที่ ๑ ($g = 1$) มีขอบเขตของพลังงานอยู่ที่ 10 MeV.

นิวตรอนกลุ่มนี้จะถูกดูดกลืนและเกิดปฏิกิริยาแตกตัวอย่างค่อนเนื่องกับ U^{238} และ Th^{232} เท่านั้น

$$\bar{\Sigma}_{a1} = \sigma_a(U^{238})\bar{N}(U^{238}) \quad , \text{สำหรับ } U^{238}$$

$$= \sigma_a(Th^{232})\bar{N}(Th^{232}) \quad , \text{สำหรับ } Th^{232}$$

$$v\bar{\Sigma}_{f1} = v\sigma_f(U^{238})\bar{N}(U^{238}) \quad , \text{สำหรับ } U^{238}$$

$$\bar{\Sigma}_{f1} = \nu \sigma_f(\text{Th}^{232}), \bar{\Sigma}(\text{Th}^{232}), \quad \text{สำหรับ } \text{Th}^{232}$$

โดยกำหนดค่า $\sigma_a(\text{U}^{238}), \sigma_a(\text{Th}^{232}), \nu \sigma_f(\text{U}^{238}), \nu \sigma_f(\text{Th}^{232})$ ไว้ในตารางที่ ๔

ตารางที่ ๔ ค่าภาคตัดขวางของการดูดกลืนและแตกตัวของ U^{238} และ Th^{232} สำหรับนิวตรอนเร็วกลุ่มที่ ๑

| Nucleus | σ_a (cb.) | σ_f (cb.) | $\nu \sigma_f$ (cb.) |
|---------|------------------|------------------|----------------------|
| U-238 | .3025 | .2255 | .6000 |
| Th-232 | .1675 | .0510 | .1225 |

๓.๓.๒ นิวตรอนเร็วกลุ่มที่สอง ($g=2$) มีขอบเขตของพลังงานอยู่ที่ 183 Kev.

ที่พลังงานนี้ค่าภาคตัดขวางจุลภาคในการดูดกลืนนิวตรอนของไอโซโทปต่าง ๆ (isotopes)

เช่น U^{235} และ Pu^{239} มีค่าต่ำ จึงสมมติว่า ไม่มีการดูดกลืนนิวตรอนเร็วกลุ่มที่ ๒ ดังนั้น

$$\bar{\Sigma}_{a2} = \bar{\Sigma}_{f2} = 0$$

๓.๓.๓ นิวตรอนเร็วกลุ่มที่สาม ($g=3$) มีขอบเขตของพลังงานอยู่ที่ 5.53 Kev.

นิวตรอนกลุ่มนี้เกิดจากนิวตรอนเร็วในกลุ่มที่หนึ่งและสองลดความเร็วลงมาอยู่ในช่วงพลังงานกลาง ๆ

(intermediate energy). และผ่านช่วงพลังงานหนึ่งซึ่งเรียกว่าเรโซแนนซ์ (resonance)

ที่พลังงานนี้นิวตรอนจะถูกจับโดยไอโซโทปต่าง ๆ โดยนิวตรอนส่วนหนึ่งจะถูกดูดกลืน โดย U^{238}

หรือ Th^{232} และอีกส่วนหนึ่งจะทำให้เกิดปฏิกิริยาแตกตัวอย่างต่อเนื่องกับฟิชชันไอโซโทป จึงได้สมการ

$$\bar{\Sigma}_{a3} = \frac{\sum_c^K I_c^K N^{-K}}{(\Delta U)_3} + \bar{\Sigma}_a^* + \bar{\Sigma}_{f3}$$

$$\bar{\Sigma}_{f3} = \frac{\sum_f^K I_f^K N^{-K}}{(\Delta U)_3}$$

และ $v\bar{\Sigma}_{f3} = \frac{\sum_f^K v I_f^K N^{-K}}{(\Delta U)_3}$

โดยที่ $(\Delta U)_3$ เป็นค่าของช่วงลีทาจี (lethargy interval) ของนิวตรอนเร็วกลุ่มที่ ๓ มีค่าเท่ากับ 9.088๓

$\bar{\Sigma}_{aK}^*$ เป็นค่าภาคตัดขวางมหภาคของการดูดกลืนนิวตรอนที่เรโซแนนซ์ของ U^{238} หรือ Th^{232} หรือ Pu^{240}

I_c^K เป็น ค่าภาคตัดขวางจุลภาคของการจับ (capture) นิวตรอนของ ไอโซโทป K

I_f^K เป็นค่าภาคตัดขวางจุลภาคของการแตกตัว (fission) ของไอโซโทป K

โดย $I_c^K = I_{c1}^K + I_{c2}^K + I_{c3}^K$

และ $I_f^K = I_{f1}^K + I_{f2}^K + I_{f3}^K$

โดยที่ I_{c1}^K, I_{f1}^K เป็น ค่าภาคตัดขวางจุลภาคของการจับและการแตกตัวแบบ 1/V ของไอโซโทป K ตามลำดับ

I_{c2}^K, I_{f2}^K เป็น ค่าภาคตัดขวางจุลภาคของการจับและการแตกตัวแบบอันรีโซลเรโซแนนซ์ (unresolved resonance) ตามลำดับ

I_{c3}^K, I_{f3}^K เป็น ค่าภาคตัดขวางจุลภาคของการจับและของการแตกตัวแบบรีโซล
เรโซแนนซ์ (resolved resonance) ตามลำดับ

ค่า I_{f1}^K, I_{f2}^K แสดงไว้ในตารางที่ ๕

ค่า I_{c1}^K, I_{c2}^K แสดงไว้ในตารางที่ ๖

ตารางที่ ๕² จำนวนนิวตรอนต่อฟิชชัน, ค่าภาคตัดขวางของการแตกตัวที่ 0.0253 eV.

ค่าภาคตัดขวางของการแตกตัวแบบ 1/v และแบบอันรีโซลเรโซแนนซ์

| Nucleus | ν | $\sigma_f(2200)$ b. | I_{f1} (b.) | I_{f2} (b.) |
|---------|-------|---------------------|---------------|---------------|
| U-235 | 2.45 | 582. | 124.355 | 60.5 |
| Pu-239 | 2.898 | 747. | 203.193 | 6.6 |
| Pu-241 | 3.06 | 1010. | 295.463 | 140.2 |
| U-233 | 2.51 | 525. | 211.254 | 50.4 |

ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

ตารางที่ ๖² ค่าภาคตัดขวางของการดูดกลืนที่ 0.0253 eV, ของการจับแบบ 1/V
และของการจับแบบกัมมันตรังสีไอโซโทป

| Nucleus | σ_a (2200) b. | I_{Cl} (b.) | I_{C2} (b.) |
|---------|----------------------|---------------|---------------|
| U-235 | 694. | 49.754 | 43. |
| U-238 | 2.71 | 1.09 | .0 |
| Pu-239 | 1028. | 37.992 | 106.8 |
| Pu-240 | 286. | 115.083 | 208.6 |
| Pu-241 | 1400. | 101.639 | 80.6 |
| Th232 | 7.56 | 3.042 | .0 |
| Pa-233 | 60. | 24.143 | 600. |
| U-233 | 580. | 22.131 | .0 |
| U-234 | 105. | 42.251 | 111.1 |
| U236 | 6. | 2.414 | 115.7 |
| Pu-242 | 30. | 1000. | .0 |
| O | 0. | .088 | .0 |
| H | .332 | .132 | .0 |
| B | 761. | 306.. | .0 |
| Fe | 2.62 | 1.1 | .0 |
| Cr | 3.1 | 1.9 | .0 |
| Ni | 4.6 | 4.0 | .0 |
| Mn | 13.2 | 13. | .0 |
| Al | .24 | .18 | .0 |
| Zr | .185 | 3.0 | .0 |

เทอม I_{c3}^K และ I_{f3}^K มีค่าไม่คงที่ ขึ้นอยู่กับค่าพลังงานที่เกิดเรโซแนนซ์ คำนวณได้โดยประมาณจาก NRIA (Narrow Resonance Infinite Absorber) approximation ดังนี้

$$I_{c3}^K = \sum_j I_{c_{eff}}^K(j) \quad (j)$$

$$I_{f3}^K = \sum_j I_{f_{eff}}^K(j) \quad (j)$$

โดยที่ $I_{c_{eff}}^K(j)$, $I_{f_{eff}}^K(j)$ เป็นค่าภาคตัดขวางมหภาคของการจับและของการแตก
แตกตัวในเรโซแนนซ์ที่ j ของไอโซโทป K
ซึ่งคำนวณได้จากสูตรของไบรท์-วิกเนอร์
(Breit-Wigner formula) ดังนี้

$$I_{eff} = 4.0848 \times 10^6 \frac{g_c}{g_i} \times \frac{\Gamma_n \Gamma}{\bar{E}^2 \Gamma_{eff}}$$

โดย \bar{E} เป็น ค่าพลังงานที่จุดซึ่งเกิดเรโซแนนซ์สูงสุด

Γ เป็น radiative line width เมื่อ $\Gamma = \Gamma_r$ ซึ่งใช้อธิบาย
โอกาสที่คอมปาวนิวเคลียส (compound nucleus) จะลายตัวให้รังสีแกมมา (gamma, γ)
ออกมา

Γ เป็น fission line width เมื่อ $\Gamma = \Gamma_f$ ซึ่งใช้อธิบายโอกาสที่
คอมปาวนิวเคลียสจะแตกตัว (fission) แล้วให้นิวตรอนออกมา

Γ_n เป็น neutron line width ซึ่งใช้อธิบายโอกาสที่คอมปาวนิวเคลียสจะ
ให้นิวตรอนโดยการกระเจิง (scattering)

$$\Gamma_{eff} = \left[\Gamma_{tot}^2 + \frac{2.664 \times 10^6}{\bar{E}_s} \frac{g_c}{g_i} \frac{\bar{N} \Gamma_n \Gamma_{tot}}{E} \right]^{1/2}$$

โดย

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_{\gamma} + \Gamma_f + \Gamma_n$$

\bar{N} เป็น ความหนาแน่นอะตอมของแต่ละไอโซโทปในแกนกลาง ในหน่วยอะตอม ต่อ ซม. บารน์

$\bar{\Sigma}_s$ เป็น ค่าภาคตัดขวางมหภาคของการกระเจิงในวัสดุตัวหน่วงในแกนกลางที่เป็นเนื้อเดียวกัน

g_c/g_i เป็น สปินแฟคเตอร์ (spin factor) มีค่าเท่ากับ $(2J + 1)/2(2I+1)$

J เท่ากับ สปินของคอมปาวนิวเคลียส

I เท่ากับ สปินของนิวเคลียสเริ่มต้น

แสดงค่า $\Gamma_{\gamma}, \Gamma_f, \Gamma_n$ ที่พลังงน E ใด ๆ ของไอโซโทปต่าง ๆ ไว้ในตารางที่ ๗

ตารางที่ ๗² ตัวแปรสำหรับการจับและการแตกตัวแบบรีโซแนนซ์

| Nucleus | Resonance Numbers | Γ_n | Γ_{γ} | Γ_f | E |
|---------|-------------------|------------|-------------------|------------|-------|
| U-235 | 1 | .0000172 | .044 | .125 | 1.14 |
| | 2 | .0000077 | .035 | .012 | 2.035 |
| | 3 | .0000323 | .031 | .155 | 3.16 |
| | 4 | .0000460 | .037 | .045 | 3.6 |
| | 5 | .000052 | .025 | .004 | 4.84 |
| | 6 | .00028 | .045 | .015 | 6.38 |
| | 7 | .0001 | .034 | .022 | 7.09 |
| | 8 | .001 | .041 | .052 | 8.79 |
| | 9 | .0007 | .0 | .006 | 11.65 |
| | 10 | .0014 | .042 | .018 | 12.4 |
| | 11 | .0029 | .056 | .064 | 19.3 |

| Nucleus | Resonance Numbers | Γ_n | Γ_γ | Γ_f | \bar{E} |
|---------|-------------------|------------|-----------------|------------|-----------|
| Pu-239 | 1 | 0.00131 | .038 | .042 | 7.9 |
| | 2 | .00273 | .032 | .147 | 11.0 |
| | 3 | .00161 | .041 | .022 | 11.9 |
| | 4 | .0008 | .0 | .06 | 14.3 |
| | 5 | .00031 | .0 | .033 | 14.7 |
| | 6 | .0012 | .04 | .76 | 15.5 |
| | 7 | .0024 | .039 | .046 | 17.6 |
| | 8 | .0034 | .035 | .075 | 22.2 |
| | 9 | .00013 | .0 | .042 | 23.9 |
| | 10 | .0027 | .0 | .037 | 26.2 |
| | 11 | .0002 | .0 | .003 | 27.3 |
| | 12 | .00043 | .0 | .19 | 32.3 |
| | 13 | .00047 | .0 | .004 | 35.3 |
| | 14 | .0185 | .047 | .011 | 41.4 |
| | 15 | .0096 | .04 | .004 | 44.5 |
| | 16 | .0-27 | .0 | .31 | 47.6 |
| | 17 | .0068 | .0 | .033 | 50.0 |
| | 18 | .022 | .027 | .008 | 52.6 |
| Pu-240 | 1 | .00236 | .034 | .0 | 1.055 |
| Pu-241 | 1 | .0025 | .0 | 1.0 | 6.03 |
| Pu-242 | 1 | .0018 | .027 | .0 | 2.65 |

| Nucleus | Resonance Numbers | Γ_n | Γ_γ | Γ_f | \bar{E} |
|---------|-------------------|------------|-----------------|------------|-----------|
| U-233 | 1 | .000183 | .054 | .716 | 1.45 |
| | 2 | .000311 | .049 | .231 | 1.76 |
| | 3 | .000176 | .047 | .049 | 2.3 |
| | 4 | .00016 | .048 | .212 | 3.64 |
| | 5 | .000359 | .060 | .74 | 4.8 |
| | 6 | .00012 | .050 | .32 | 5.75 |
| | 7 | .00053 | .050 | .16 | 6.77 |
| | 8 | .000074 | .056 | .28 | 9.05 |
| | 9 | .00154 | .070 | .27 | 10.33 |
| U-234 | 1 | .0044 | .026 | .0 | 5.2 |
| U-236 | 1 | .0018 | .029 | .0 | 5.49 |

ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

คำนวณ $\bar{\Sigma}_a^*$ ในสมการที่ใช้คำนวณ $\bar{\Sigma}_{a3}$ ได้จากสมการ

$$P = \frac{\bar{\Sigma}_{r3}}{\bar{\Sigma}_{r3} + \bar{\Sigma}_a^*}$$

โดยที่ P เป็นโอกาสที่นิวตรอนจะหนีจากการถูกดูดกลืนที่เรโซแนนซ์ (resonance escape probability)

และ $P = \exp\left(\frac{-I_r \bar{N}}{\bar{\Sigma}_{r3} (\Delta U)_3}\right)$

โดยที่ $I_r = 8.78 [1 + 0.0053(\sqrt{T_F} - \sqrt{300})] + D_{eff} [-4.33 + 26.6 \sqrt{\frac{S}{M}}] [1 + 0.0125 \sqrt{\frac{S}{M}} (\sqrt{T_F} - \sqrt{300})]$, สำหรับ U^{238}

$I_r = [8 + D_{eff} (-10.84 + 26.9 \sqrt{\frac{S}{M}})] [1 + 0.17 \ln \frac{T_F}{293}]$, สำหรับ Th²³²

และ $I_r = 206 [1 - 0.015(\sqrt{T_F} - \sqrt{300})] + 206 D_{eff} \sqrt{\frac{S}{M40}} [1 - 0.0075 (\sqrt{T_F} - \sqrt{300})] + 100$, สำหรับ Pu²⁴⁰, $60 < S/M_{40} < 400$

$= 8400 - \frac{76000}{D_{eff} \sqrt{\frac{S}{M40}}} + 100$, สำหรับ Pu²⁴⁰, $S/M_{40} > 400$

โดยที่ T_F เป็นค่าของอุณหภูมิของเชื้อเพลิง ในหน่วยองศาสัมบูรณ์ (°K)

S/M เป็น อัตราส่วนระหว่างพื้นที่ผิวของแท่งเชื้อเพลิงในหน่วย ซม² กับ มวลของ $U^{238}O_2$ (หรือ ThO₂ หรือ Pu²⁴⁰O₂) ในหน่วยกรัม

D_{eff} เป็น ค่าสัมประสิทธิ์แดนคอฟ (Dancoff coefficient, D) ซึ่งถูกแก้ไขให้ถูกต้อง ตรงกันกับค่าที่ได้จากการทดลองโดยคำนึงถึง greyneess effect ดังสมการ

$$D_{eff} = \frac{D}{1 - (1-D) [1 - a(4-3\rho) \sqrt{\frac{M}{S}}]}$$

ซึ่ง $a = 0.237$ สำหรับ U^{238}

$a = 0.138$ สำหรับ Th^{232}

และ $a = 6.2$ สำหรับ Pu^{240}

ρ เป็น ค่าความหนาแน่นของน้ำ

ที่ ρ มีค่าต่ำเทอม $[1 - a(4 - 3\rho) \sqrt{\frac{M}{S}}]$ มีค่าใกล้ศูนย์ นั่นคือ
greyneess effect มีค่าเป็นศูนย์ จะได้

$$D_{eff} = D$$

เนื่องจากแกนกลางของ เครื่องปฏิกรณ์ประกอบด้วยแท่ง เชื้อเพลิงจำนวนมาก โอกาสที่นิวตรอนเร็วซึ่งเกิดจากปฏิกิริยาแตกตัวอย่างต่อเนื่องจะลดความเร็วลง จนมีพลังงานหนึ่งซึ่ง เรียกว่า เรโซแนนซ์ แล้วถูกดูดกลืนโดยนิวเคลียสของ U^{238} (หรือ Th^{232} หรือ Pu^{240}) ที่อยู่ในแท่ง เชื้อเพลิงแท่งหนึ่ง จะถูกอธิบายได้ด้วยสมการ

$$D = 1 - \sum_j c_j$$

โดยที่ D เป็น ค่าสัมประสิทธิ์แดนคอฟ

c_j เป็น ค่าแก้ (correction) เนื่องจากผลกระทบของแท่งเชื้อเพลิงที่ j ที่อยู่ใกล้และล้อมรอบ จำนวนได้จาก

$$สมการ c_j = \frac{4}{\pi} K_{i3} \left[g \left(\frac{d}{r} \right) \frac{r}{\lambda} \right] \text{ are } \sin \left(\frac{r}{d} \right)$$

ซึ่ง r เป็นรัศมีของแท่งเชื้อเพลิง

d เป็นระยะระหว่างจุดศูนย์กลางของแท่งเชื้อเพลิง ๒ แท่งที่มีผลกระทบต่อกัน

λ เป็น ระยะปลอดเจสึบ (mean free path)

$$g(x) = 0.02259x^4 - 0.39555x^3 + 2.47892x^2 - 5.47377x + 4.13974$$

$K_{i3}(x)$ เป็น Bickley function อันดับที่ ๓

$$K_{i3}(x) = \exp[-0.91176x^3 + 0.06831x^2 - 1.25089x - 0.2424]$$

สำหรับ square regular lattice

กำหนดให้ D เป็นค่าสัมประสิทธิ์แดนคอฟ จะได้

$$D = 1 - 4(c_c + c_d)$$

สำหรับ square cluster lattice ขนาด $n \times n$

กำหนดให้ D_v เป็นค่าสัมประสิทธิ์แดนคอฟของแท่ง เชื้อเพลิงซึ่งอยู่ที่มุมดังรูปที่ ๔ (4 แท่ง)
 D_p เป็นค่าสัมประสิทธิ์แดนคอฟของแท่ง เชื้อเพลิงในแถวรอบนอก

(ไม่รวมที่มุม) ซึ่งมีจำนวน $4(n-2)$ แท่ง ดังรูปที่ ๕

D_i เป็น ค่าสัมประสิทธิ์แดนคอฟของแท่ง เชื้อเพลิงแถวใน ซึ่งมีจำนวน $(n-2)^2$ แท่ง ดังรูปที่ ๕

จะได้ $D_v = 1 - (c_v + 2c_{ec} + 2c_{ed} + 2c_c + c_d)$

$D_p = 1 - (2c_c + 2c_{ed} + 3c_c + 2c_d)$

และ $D_i = 1 - 4(c_c + c_d)$

คำนวณค่าสัมประสิทธิ์แดนคอฟ (D) สำหรับ square cluster lattice ได้จากสมการ

$$D = \frac{1}{n^2} [4D_v + 4(n-2)D_p + (n-2)^2 D_i]$$

สำหรับ hexagonal regular lattice

กำหนดให้ D เป็นค่าสัมประสิทธิ์แดนคอฟ จะได้ $D = 1 - 6c$

- โดยที่ c_c เป็นค่าแก้เนื่องจากแท่งเชื้อเพลิงที่อยู่ใกล้ในแนวตรงข้ามภายใน
- c_d เป็นค่าแก้เนื่องจากแท่งเชื้อเพลิงที่อยู่ใกล้ในแนวทแยงมุมภายใน
- c_{ec} เป็น ค่าแก้เนื่องจากแท่งเชื้อเพลิงที่อยู่ใกล้ในแนวตรงข้ามภายนอก
- c_{ed} เป็น ค่าแก้เนื่องจากแท่งเชื้อเพลิงที่อยู่ใกล้ในแนวทแยงมุมภายนอก
- c_v เป็น ค่าแก้เนื่องจากแท่งเชื้อเพลิงที่อยู่ใกล้ในแนวทแยงมุมโดยแท่งเชื้อเพลิงทั้งสองอยู่ที่มุม
- c เป็นค่าแก้เนื่องจากแท่งเชื้อเพลิงที่อยู่ใกล้ในวงแรก

๓.๔ การคำนวณค่าคงที่สำหรับนิวตรอนช้า ๒ กลุ่ม

คำนวณ ค่า \bar{D}_g

$$\bar{D}_g = \frac{1}{3 \bar{\Sigma}_{tr g}}, \quad g = 4, 5$$

regular lattice, $\bar{\Sigma}_{tr} = \frac{\bar{\Sigma}_{tr}^f + \bar{\Sigma}_{tr}^{cl} (V_{cl}/V_f) F_{cl} + \bar{\Sigma}_{tr}^{gap} (V_{gap}/V_f) F_{gap} + \bar{\Sigma}_{tr}^m (V_m/V_f) F_m}{1 + (V_{cl}/V_f) F_{cl} + (V_{gap}/V_f) F_{gap} + (V_m/V_f) F_m}$

cluster lattice, $\bar{\Sigma}_{tr} = \frac{\bar{\Sigma}_{tr}^f + \bar{\Sigma}_{tr}^{cl} (V_{cl}/V_f) F_{cl} + \bar{\Sigma}_{tr}^{gap} (V_{gap}/V_f) F_{gap} + \bar{\Sigma}_{tr}^m (V_m/V_f) F_m + \bar{\Sigma}_{tr}^b (V_b/V_f) F_b + \bar{\Sigma}_{tr}^{ext.m.} (V_{ext.m.}/V_f) F_{ext.m.}}{1 + (V_{cl}/V_f) F_{cl} + (V_{gap}/V_f) F_{gap} + (V_m/V_f) F_m + (V_b/V_f) F_b + (V_{ext.m.}/V_f) F_{ext.m.}}$

โดย $\bar{\Sigma}_{tr}$ เป็น ค่าภาคตัดขวางมหภาคทรานสปอร์ต (macroscopic transport cross section)

V เป็น ปริมาตร

F เป็น ค่าเซลล์สแอดเวนเตจแฟคเตอร์

โดยใช้ f แทน เชื้อเพลิง , c_l แทนวัสดุห่อหุ้มเชื้อเพลิง

gap แทน ช่องว่างระหว่างเชื้อเพลิงกับวัสดุห่อหุ้มเชื้อเพลิง

m แทน วัสดุตัวหน่วง , b แทนบ็อกซ์

, $ext\ m.$ แทน วัสดุตัวหน่วงภายนอกบ็อกซ์

การคำนวณ F_{cl} , F_{gap} , F_m , F_b และ $F_{ext.m}$ โดยใช้ทฤษฎีทรานสปอร์ต ได้จาก
บรรณานุกรมที่ ๒

คำนวณค่า $\bar{\Sigma}_{ag}$ ($g = 4, 5$)

$\bar{\Sigma}_{ag}$ คำนวณได้ทำนองเดียวกับ $\bar{\Sigma}_{tr}$

คำนวณค่า $\bar{\Sigma}_{pg}$ ($g = 4, 5$)

การคำนวณ $\bar{\Sigma}_{pg}$ ในหัวข้อ ๒.๔

คำนวณค่า $\bar{\Sigma}_{rg}$ ($g = 4, 5$)

$$\bar{\Sigma}_{r4} = \frac{[\sigma_{down}^H \rho_m V F_m + (0.575 + 0.000309 T_m) \rho_{ext.m} V_{ext.m} F_{ext.m.}] N^H \sigma_{sc}^H}{V_f + V_{cl} F_{cl} + V_m F_m + V_b F_b + V_{ext.m} F_{ext.m.}}$$

$$\bar{\Sigma}_{r5} = \frac{[\sigma_{up}^H \rho_m V F_m + (0.0025 + (2.57 + 10^{-5} + 0.705 \times 10^{-6} T_m) T_m) \rho_{ext.m} V_{ext.m} F_{ext.m.}] N^H \sigma_{sc}^H}{V_f + V_{cl} F_{cl} + V_m F_m + V_b F_b + V_{ext.m} F_{ext.m.}}$$

โดย σ_{down}^H และ σ_{up}^H เป็น down และ up microscopic scattering cross section ของไฮโดรเจน

ρ_m และ $\rho_{ext.m}$ เป็นความหนาแน่นของวัสดุตัวหน่วงและของวัสดุ

ตัวหน่วงภายนอกบ็อกซ์ ตามลำดับ

N^H เป็นความหนาแน่นอะตอมของไฮโดรเจนในโมเลกุลของน้ำมีค่าเท่ากับ 0.067 โมเลกุล/ cm^3

σ_{sc}^H เป็นค่าภาคตัดขวางจุลภาคของการกระเจิง ของไฮโดรเจนมีค่าเท่ากับ 20.7

บาร์น และ T_m เป็นอุณหภูมิของวัสดุตัวหน่วง

๓.๕ การคำนวณค่าสภาวะวิกฤติ (criticality calculation)

โดยคำนวณ k_{eff} จากสมการการแพร่กระจายของนิวตรอน ๒ กลุ่ม ดังนี้

$$(D_1 B^2 + \Sigma_{a1} + \Sigma_{p1} + \Sigma_{r1}) \phi_1 = \frac{1}{k_{eff}} (\nu \Sigma_{f1} \phi_1 + \nu \Sigma_{f2} \phi_2) \quad (3.5.1)$$

$$(D_2 B^2 + \Sigma_{a2} + \Sigma_{p2}) \phi_2 = \Sigma_{r1} \phi_1 \quad (3.5.2)$$

จากสมการ (3.5.2) จะได้

$$\phi_2 = \Sigma_{r1} / (D_2 B^2 + \Sigma_{a2} + \Sigma_{p2})$$

แทนค่า ϕ_2 ในสมการ (3.5.1)

$$(D_1 B^2 + \Sigma_{a1} + \Sigma_{p1} + \Sigma_{r1}) \phi_1 = \frac{1}{k_{eff}} \frac{(\nu \Sigma_{f1} \phi_1 + \nu \Sigma_{f2} \Sigma_{r1} \phi_1)}{D_2 B^2 + \Sigma_{a2} + \Sigma_{p2}}$$

ผลลัพธ์ที่ได้คือ

$$k_{eff} = \left(\frac{\nu \Sigma_{f1} + \nu \Sigma_{f2} \Sigma_{r1}}{D_2 B^2 + \Sigma_{a2} + \Sigma_{p2}} \right) / (D_1 B^2 + \Sigma_{a1} + \Sigma_{p1} + \Sigma_{r1})$$

เรียก k_{eff} ว่า effective multiplication factor

ถ้ากำหนดให้ ไม่มีการรั่วของนิวตรอนออกจากเครื่องปฏิกรณ์ จะได้ $k_{eff} = k_{\infty}$

โดย $\phi_2 = \Sigma_{r1} / (\Sigma_{a2} + \Sigma_{p2})$, $D_1 B^2 = D_2 B^2 = 0$

$$\text{ผลลัพธ์คือ } k_{\infty} = \frac{(\nu \Sigma_{f1} + \frac{\nu \Sigma_{f2} \Sigma_{r1}}{\Sigma_{a2} + \Sigma_{p2}})}{(\Sigma_{a1} + \Sigma_{p1} + \Sigma_{r1})}$$

เรียก k_{∞} ว่า infinite multiplication factor

โดยที่ ν เป็นจำนวนนิวตรอนที่เกิดจากปฏิกิริยาแตกตัว ๑ ครั้ง

B^2 เป็น geometric buckling มีค่าเท่ากับ $\frac{(2.405)^2}{R+d} + \frac{(3.141592)^2}{h+2d}$

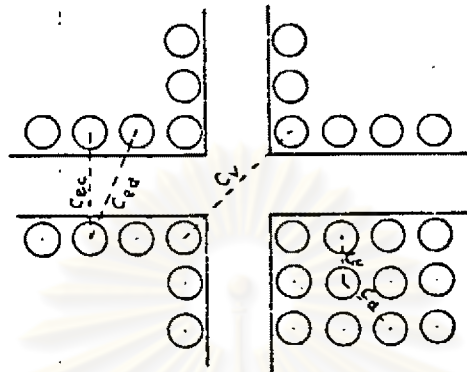
d เป็น reflector saving มีค่าเท่ากับ $3.097 + 0.11949 M^2$

M เป็น migration length มีค่าเท่ากับ $L^2 + \tau$

L เป็น diffusion length มีค่าเท่ากับ $D_2 / (\Sigma_{a2} + \Sigma_{p2})$

τ เป็น fermi age มีค่าเท่ากับ $D_1 / (\Sigma_{a1} + \Sigma_{p1})$

R และ h เป็น รัศมีและความสูงของเครื่องปฏิกรณ์ ตามลำดับ



รูปที่ ๖ ตำแหน่งของแท่งเซอเพลิง

ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย