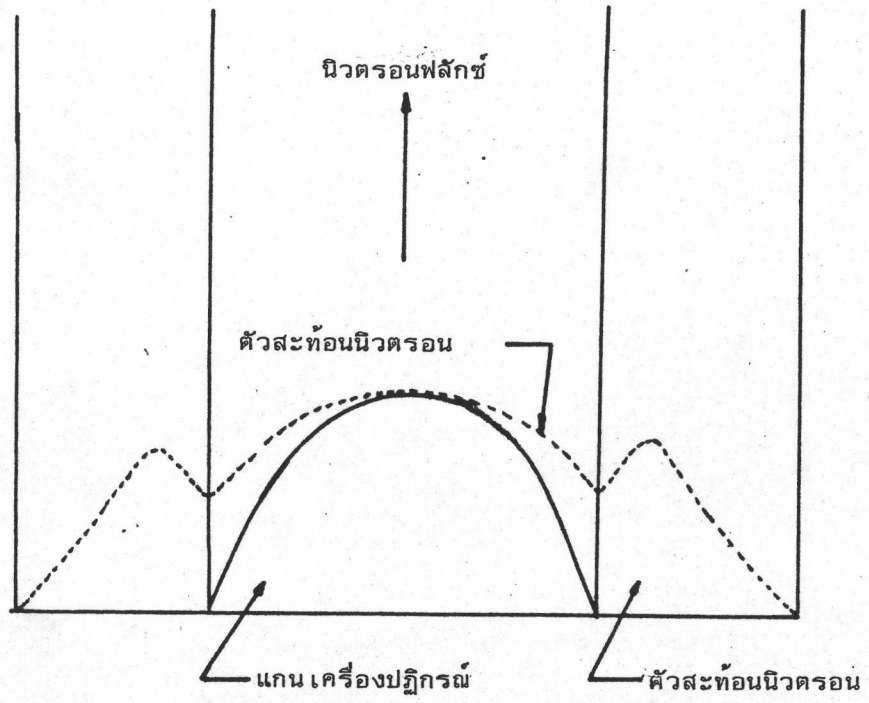


ตัวสะท้อนนิวตรอน (Reflector)

5.1 ผลจากตัวสะท้อนนิวตรอน

แกนของเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ หมายถึง ส่วนที่บรรจุ เชื้อเพลิง และตัวหน่วงนิวตรอน โดยทั่วไปแล้วจะล้อมรอบด้วยตัวสะท้อนนิวตรอนซึ่งมีคุณสมบัติในการสะท้อนกลับของนิวตรอนได้ดี เมื่อนิวตรอนวิ่งมากระทบโมเลกุลของตัวสะท้อนนิวตรอน แต่มีการดูดกลืนนิวตรอนน้อยมาก วัสดุที่ใช้เป็นตัวสะท้อนนิวตรอนได้แก่ น้ำชนิดหนัก น้ำธรรมดา เบริลเลียม และกราไฟท์ เป็นต้น เมื่อแกนเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ถูกหุ้มด้วยตัวสะท้อนนิวตรอน ขนาดของแกนเครื่องปฏิกรณ์จะ เล็กลง เมื่อ เปรียบ เทียบกับตอนที่ยังไม่หุ้ม โดยถือเอากรณีที่ เครื่องปฏิกรณ์เกิดวิกฤต ทั้งนี้ เพราะว่านิวตรอน เมื่อวิ่งไปชนกับโมเลกุลของตัวสะท้อนนิวตรอน จะกลับ เข้าสู่แกน เครื่องปฏิกรณ์อีกครั้ง และจะไปเพิ่มปฏิกิริยาฟิชชันขึ้นอีก ดังนั้น ถ้าคิดในกรณีวิกฤตแกน เครื่องปฏิกรณ์จะต้องมีขนาด เล็กลง และฟลักซ์ที่จุดกึ่งกลางของแกน เครื่องปฏิกรณ์ก่อนและหลังหุ้มด้วยตัวสะท้อนนิวตรอนจะไม่แตกต่างกัน ส่วนบริเวณที่ถัดออกมาความแตกต่างของฟลักซ์จะต่างกันมากขึ้นตามลำดับ ดังรูปที่ 5.1⁽¹⁾

ใน เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ที่หุ้มด้วยตัวสะท้อนนิวตรอน สมการการสมดุลของนิวตรอนจะยากกว่าตอนที่ยังไม่มีตัวสะท้อนนิวตรอน สำหรับเครื่องปฏิกรณ์แบบเทอร์มัลนิวตรอนหลายตัวที่หนีออกมาจากแกน เครื่องปฏิกรณ์จะค่อย ๆ ช้าลง เมื่ออยู่ภายในตัวสะท้อนนิวตรอน และกลับ เข้าสู่แกน เครื่องปฏิกรณ์อีกครั้งด้วยพลังงานที่ต่ำลง ด้วยคุณสมบัติการดูดกลืน และการฟุ้งกระจายของนิวตรอนที่แตกต่างกันระหว่างแกน เครื่องปฏิกรณ์ กับตัวสะท้อนนิวตรอน ดังนั้น การคำนวณการสูญเสียนิวตรอนจากทั้งการดูดกลืน และการรั่ว ขณะที่ลดพลังงานลง เป็นเทอร์มัล นั้นยิ่งซับซ้อนขึ้น



รูปที่ 5.1 (1) แสดงการกระจายของเทอร์มัลฟลักซ์ใน เครื่องปฏิกรณ์
เมื่อมีและไม่มีตัวสะท้อนนิวตรอน

5.2 วิธีหนึ่งพวก (one group method)

เพื่อความสะดวกให้แก่เครื่องปฏิกรณ์ แทนด้วยหมายเลข 1 และตัวสะท้อนนิวตรอน แทนด้วยหมายเลข 2 สมการการฟุ้งกระจายหนึ่งพวก สำหรับแกน เครื่องปฏิกรณ์ จะเป็น

$$D_1 \nabla^2 \phi_1 - \Sigma_{a1} \phi_1 + k_{\infty} \Sigma_{a1} \phi_1 = 0 \quad (5.1)$$

เมื่อ D_1 คือ สัมประสิทธิ์การฟุ้งกระจายของนิวตรอนในแกน เครื่องปฏิกรณ์ และสำหรับสมการการฟุ้งกระจายของนิวตรอนในตัวสะท้อนนิวตรอน

$$D_2 \nabla^2 \phi_2 - \Sigma_{a2} \phi_2 = 0 \quad (5.2)$$

หรือ
$$\nabla^2 \phi_2 - k_2 \phi_2 = 0 \quad (5.3)$$

เมื่อ $k_2 = \Sigma_{a2} / D_2$

D_2 คือ สัมประสิทธิ์การฟุ้งกระจายของนิวตรอนในตัวสะท้อนนิวตรอน

พิจารณากรณีที่ย่าง ๆ จากเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์รูปทรงกลมที่หุ้มด้วยตัวสะท้อนนิวตรอนที่มีความหนา เป็นอนันต์ การกระจายของฟลักซ์ในแกน เครื่องปฏิกรณ์ จะทำได้จาก

$$\phi_1(r) = C(\sin B_c r) / r \quad (5.4)$$

เมื่อ B_c คือ ค่าบีคคลิงที่ทำให้เครื่องปฏิกรณ์เกิดวิกฤต และจากสมการการฟุ้งกระจายของฟลักซ์ในตัวสะท้อนนิวตรอน

$$\phi_2(r) = \frac{A}{r} \exp(-r/L_2) \quad (5.5)$$

เมื่อ $L_2 = 1/k_2$ คือ ระยะการฟุ้งกระจายของเทอร์มัลนิวตรอนในตัวสะท้อนนิวตรอน ค่าคงที่ A และ C สามารถหาได้โดยใช้เงื่อนไขขอบเขตของการต่อเนื่องของฟลักซ์และกระแสของนิวตรอนที่ผิวของรอยต่อระหว่างตัวกลางสองชนิดที่มีคุณสมบัติในการฟุ้งกระจายต่างกัน

ถ้า $r = R_c$ โดย R_c คือ รัศมีวิกฤตของแกน เครื่องปฏิกรณ์

ดังนั้นจากสมการที่ (5.4) และ (5.5)

$$\frac{C \sin B_c R_c}{R_c} = \frac{A \exp(-R_c/L)}{R_c} \quad (5.6)$$

กระแสของนิวตรอนที่ดึงฉากกับพิวระนาบรอยต่อของตัวกลาง เท่ากับ $-D(d\phi/dr)$ ดังนั้น

$$CD (\sin B_c R_c - B_c R_c \cos B_c R_c) = AD_2 e^{-R_c/L} (1 + R_c/L) \quad (5.7)$$

โดย D คือ สัมประสิทธิ์การฟุ้งกระจายของนิวตรอนในตัวหน่วงนิวตรอน

เอาสมการที่ (5.6) หารสมการที่ (5.7) ได้

$$\begin{aligned} D(1 - B_c R_c \cot B_c R_c) &= D_2 (1 + R_c/L) \\ B_c R_c \cot B_c R_c &= -\frac{D}{D_2} \left(1 + \frac{R_c}{L}\right) + 1 \end{aligned} \quad (5.8)$$

สมการที่ (5.8) เป็นสมการของนิวตรอนหนึ่งพวกที่ใช้กับ เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์รูปทรงกลม ที่มีตัวสะท้อนนิวตรอนหนา เป็นอนันต์

ถ้ารัศมีของแกน เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ที่มีตัวสะท้อนนิวตรอนหุ้มมีขนาดใหญ่เมื่อเทียบกับระยะการฟุ้งกระจายของนิวตรอนในตัวสะท้อนนิวตรอน เช่น R_c/L มีค่ามาก ทางด้านขวาของสมการที่ (5.8) จะเป็นลบที่มีค่ามาก ดังนั้น $\cot B_c R_c$ จะเป็นลบที่มีค่ามากด้วย ซึ่ง $B_c R_c$ มีค่าใกล้เคียง π

และมีนิยามสำหรับมุม θ ใด ๆ ในหน่วยเรเดียน (radian) ที่มีค่าใกล้เคียงกับ π จะทำให้ $\tan \theta \approx \theta - \pi$ หรือ $\cot \theta \approx 1/(\theta - \pi)$ ดังนั้นเมื่อเป็นกรณีนี้ มุม θ จะเป็น $B_c R_c$ และ

$$\cot B_c R_c \approx \frac{1}{B_c R_c - \pi} \quad (5.9)$$

ตามสมมุติฐานนี้ค่า R_c จะต้องมีค่ามาก ดังนั้น ค่าหนึ่งในสมการที่ (5.8) จึงตัดทิ้งได้ ทั้งในและนอกวงเล็บ

$$R_c \approx \frac{\pi}{B_c} - \frac{D}{D_2} L_2 \quad (5.10)$$

สมการที่ (5.10) เป็นสมการที่ใช้คำนวณหาค่ารัศมีวิกฤตของแกน เครื่องปฏิกรณ์รูปทรงกลม ที่มีตัวสะท้อนนิวตรอนหุ้ม

5.3 รีเฟลคเตอร์ เซฟริง (reflector savings)

การลดขนาดของแกน เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ เนื่องจากตัวสะท้อนนิวตรอน สามารถอธิบายได้โดยรีเฟลคเตอร์ เซฟริง ใช้สัญลักษณ์เป็น " δ " ซึ่งในกรณีเครื่องปฏิกรณ์รูปทรงกลมจะเป็น

$$\delta = R_o - R_c \quad (5.11)$$

โดย R_o คือ รัศมีวิกฤตของแกน เครื่องปฏิกรณ์ที่มีตัวสะท้อนนิวตรอนหุ้ม

และ $R_o = \pi/B_c$ ดังนั้นจากสมการที่ (5.11)

$$\delta \text{ (thick reflector)} \approx \frac{D}{D_2} L_2 \quad (5.12)$$

แต่ปกติความหนาของตัวสะท้อนนิวตรอนที่ใช้กันจะมีขนาดจำกัด และสำหรับ เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ที่มีขนาดใหญ่

$$\delta \approx \frac{D}{D_2} L_2 \tanh \frac{T}{L_2} \quad (5.13)$$

เมื่อ T คือ ความหนาของตัวสะท้อนนิวตรอน

ถ้า T/L_2 มีค่ามาก ซึ่งแสดงว่าตัวสะท้อนนิวตรอนหนา จะทำให้ $\tanh(T/L_2)$ มีค่าใกล้เคียงหนึ่ง ซึ่งจะเป็นไปตามสมการที่ (5.12) ในทางกลับกันถ้า T/L_2 มีค่าน้อย ซึ่งหมายถึงตัวสะท้อนนิวตรอนบาง จะทำให้ $\tanh(T/L_2)$ ประมาณเท่ากับ T/L_2 ดังนั้น

$$\delta \text{ (thin reflector)} \approx \frac{D}{D_2} T \quad (5.14)$$

และสมการที่ (5.13) สามารถเขียนได้ใหม่สำหรับการประมาณของสมการหนึ่งพวก เป็น

$$\delta \approx \frac{D}{D_2} L_2 \left[1 - \exp(-T/L_2) \right] \quad (5.15)$$

ซึ่งจะสามารถใช้ได้ทั้งกรณีตัวสะท้อนนิวตรอนที่หนามาก และบางมาก

ถ้าตัวสะท้อนนิวตรอน และตัวหน่วงนิวตรอนเป็นวัสดุชนิดเดียวกัน สำหรับเครื่องปฏิกรณ์แบบเทอร์มัล ซึ่ง D และ D_2 จะไม่แตกต่างกัน รีเฟลคเตอร์เซฟวิง สำหรับตัวสะท้อนนิวตรอนที่หนา ๆ จะประมาณว่ามีค่าเท่ากับ L_2 ดังสมการที่ (5.12) และเราจะสามารถหาความสัมพันธ์ระหว่างความหนาของตัวสะท้อนนิวตรอนกับ รีเฟลคเตอร์ เซฟวิงได้จากรูปที่ 5.2⁽¹⁾

จากรูปที่ 5.2 เป็นกราฟที่ได้จากการคำนวณโดยสมการ (5.13) ซึ่งใช้เบอร์ริลเสียมเป็นตัวหน่วงนิวตรอน และตัวสะท้อนนิวตรอน เส้นประที่อยู่ทางขวามือจะแสดงถึงความหนาของตัวสะท้อนนิวตรอนซึ่งหนา เป็นอนันต์ที่จะทำให้รีเฟลคเตอร์เซฟวิง ไม่มีการเปลี่ยนแปลง และจะสังเกตเห็นว่าที่ความหนา 60 ซม. การเปลี่ยนแปลงของรีเฟลคเตอร์ เซฟวิงจะน้อยมาก ในทางปฏิบัติอาจถือได้ว่าที่ความหนาเป็นสาม เท่าของระยะการฟุ้งกระจายนั้น เป็นความหนานั้นดี ดังนั้น สำหรับเบอร์ริลเสียมเป็นตัวสะท้อนนิวตรอนจะหนาเป็น 3 x 21 ซม. (63 ซม.) และถ้าเป็นน้ำชนิดหนักจะหนาถึง 3 x 100 ซม. หรือ 300 ซม. ซึ่งจะสิ้นเปลืองมากและราคาแพง

5.4 วิธีสองพวก (two group method)

ในการคำนวณแบบนิวตรอนหนึ่งพวกซึ่งคิดเฉพาะเทอร์มัลนิวตรอนจะเป็นการประมาณค่าเท่านั้น เพราะคุณสมบัติในการดูดกลืนของวัสดุต่าง ๆ ในแกนเครื่องปฏิกรณ์ต่อนิวตรอนเร็ว และเทอร์มัลนิวตรอนนั้นต่างกัน ดังนั้น การคิดรีเฟลคเตอร์ เซฟวิง สำหรับนิวตรอนหนึ่งพวกจึงไม่ถูกต้องนัก แต่ถ้าคิดทั้งนิวตรอนเร็วแล้วนั้น นิวตรอนเร็วมีโอกาสที่จะสะท้อนกลับเข้าสู่แกนเครื่องปฏิกรณ์ได้มากกว่าเทอร์มัลนิวตรอน ดังนั้น รีเฟลคเตอร์ เซฟวิง จึงมีความถูกต้องมากขึ้น

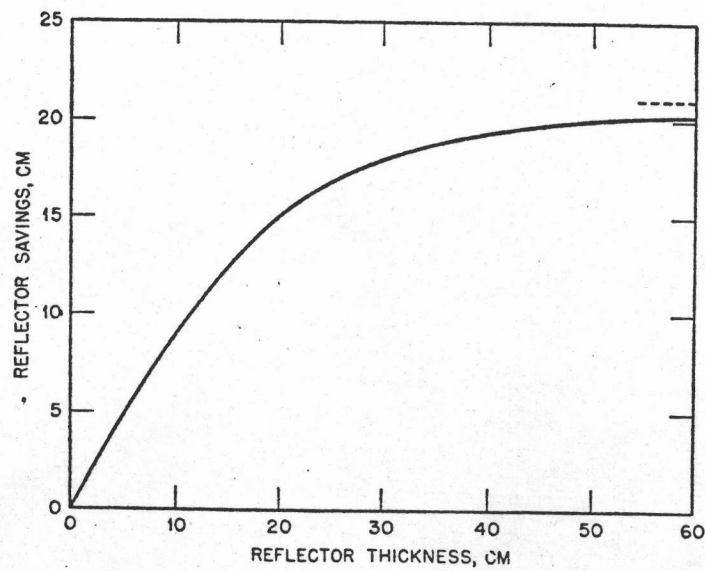


Figure 5.2. Calculated (one-group) reflector savings as function of beryllium reflector thickness.

รูปที่ 5.2⁽¹⁾ แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความหนาของตัวสะท้อนนิวตรอน
กับรีเฟลคเตอร์เซฟวิ่ง

พิจารณาที่แกนเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ซึ่งไม่คิดกรณี การจับนิวตรอนในช่วงก้ำอรรถ
ขณะที่นิวตรอนกำลังช้าลง กำหนดให้นิวตรอนเร็วและเทอร์มัลนิวตรอนแทนด้วยสัญลักษณ์ f
และ s ตามลำดับ ส่วนบริเวณที่เป็นแกนของเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ และตัวสะท้อนนิวตรอน
แทนด้วยหมายเลข 1 และ 2 ตามลำดับ สมการการฟุ้งกระจายของนิวตรอนเร็วในแกน
เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์เป็น

$$D_{1f} \nabla^2 \phi_{1f} - \Sigma_{1f} \phi_{1f} + K_{\infty} \Sigma_{1s} \phi_{1s} = 0 \quad (5.16)$$

เมื่อ D_{1f} คือ สัมประสิทธิ์การฟุ้งกระจายของนิวตรอนเร็วในแกนเครื่องปฏิกรณ์
 Σ_{1f}, Σ_{1s} คือ ภาคตัดขวางต่อปริมาตรในการชนแบบกระเจิงของนิวตรอนเร็ว
และการจับเทอร์มัลนิวตรอน ในแกนเครื่องปฏิกรณ์ ตามลำดับ
 $-\Sigma_{1f} \phi_{1f}$ หมายถึง การทำให้นิวตรอนเร็วลดความเร็วลงมาเป็นเทอร์มัลนิวตรอน
 $K_{\infty} \Sigma_{1s} \phi_{1s}$ หมายถึง การเกิดพิชชันได้นิวตรอนเร็วขึ้นมา
 ϕ_{1f}, ϕ_{1s} คือ ฟลักซ์ของนิวตรอนเร็ว และเทอร์มัลนิวตรอน ในแกนเครื่องปฏิกรณ์
ตามลำดับ

สำหรับเทอร์มัลนิวตรอนในแกนเครื่องปฏิกรณ์ สมการการฟุ้งกระจายจะเป็น

$$D_{1s} \nabla^2 \phi_{1s} - \Sigma_{1s} \phi_{1s} + \Sigma_{1f} \phi_{1f} = 0 \quad (5.17)$$

เมื่อ D_{1s} คือ สัมประสิทธิ์การฟุ้งกระจายของเทอร์มัลนิวตรอนในแกนเครื่องปฏิกรณ์
พิจารณาที่ตัวสะท้อนนิวตรอน สมการการฟุ้งกระจายสำหรับนิวตรอนเร็ว คือ

$$D_{2f} \nabla^2 \phi_{2f} - \Sigma_{2f} \phi_{2f} = 0 \quad (5.18)$$

เมื่อ D_{2f} คือ สัมประสิทธิ์การฟุ้งกระจายของนิวตรอนเร็วในตัวสะท้อนนิวตรอน
 Σ_{2f} คือ ภาคตัดขวางต่อปริมาตรในการชนแบบกระเจิงกับนิวตรอนเร็วในตัว
สะท้อนนิวตรอน
 ϕ_{2f} คือ ฟลักซ์ของนิวตรอนเร็วในตัวสะท้อนนิวตรอน

และสมการการฟุ้งกระจายของเทอร์มัลนิวตรอนในตัวสะท้อนนิวตรอนจะเป็น

$$D_{2s} \nabla^2 \phi_{2s} - \Sigma_{2s} \phi_{2s} + \Sigma_{2f} \phi_{2f} = 0 \quad (5.19)$$

เมื่อ D_{2S} คือ สัมประสิทธิ์การหึ่งกระจายของเทอร์มัลนิวตรอนในตัวสะท้อนนิวตรอน
 Σ_{2f}, Σ_{2S} คือ ภาคตัดขวางต่อปริมาตรในการชนแบบกระเจิงของนิวตรอนเร็ว และ
 การจับเทอร์มัลนิวตรอนในตัวสะท้อนนิวตรอน ตามลำดับ
 ϕ_{2f}, ϕ_{2S} คือ ฟลักซ์ของนิวตรอนเร็ว และเทอร์มัลนิวตรอนในตัวสะท้อนนิวตรอน
 ตามลำดับ

ในการที่จะแก้สมการการหึ่งกระจายทั้งสี่สมการนั้น นิวตรอนฟลักซ์จะต้องมีขนาด
 จำกัด และไม่เป็นลบ และการกระจายของฟลักซ์ในเครื่องปฏิกรณ์จะต้องสมมาตรทั้งนิวตรอน
 เร็ว และเทอร์มัลนิวตรอน อาศัยการต่อเนื่องของฟลักซ์และกระแสของทั้งนิวตรอนเร็ว
 และเทอร์มัลนิวตรอนในตัวกลางที่มีคุณสมบัติในการหึ่งกระจายต่างกัน ทั้งนิวตรอนเร็วและ
 เทอร์มัลนิวตรอนจะเป็นศูนย์ที่ระยะขยายออก (extrapolate distance) ของตัว
 สะท้อนนิวตรอนที่มีความหนาจำกัด

จากสมการที่ (5.16) และ (5.17)

$$\nabla^2 \phi_{1f} + B^2 \phi_{1f} = 0 \quad (5.20)$$

และ $\nabla^2 \phi_{1s} + B^2 \phi_{1s} = 0 \quad (5.21)$

โดย B^2 เป็นค่าคงที่ และเหมือนกันทั้งนิวตรอนเร็วและเทอร์มัลนิวตรอนแทนค่า

$$-B^2 \phi_{1f} = \nabla^2 \phi_{1f} \quad \text{ในสมการ (5.16) จะได้}$$

$$-(D_{1f} B^2 + \Sigma_{1f}) \phi_{1f} + k_{\infty} \Sigma_{1s} \phi_{1s} = 0 \quad (5.22)$$

และแทนค่า $-B^2 \phi_{1s} = \nabla^2 \phi_{1s}$ ในสมการที่ (5.17) จะได้

$$\Sigma_{1f} \phi_{1f} - (D_{1s} B^2 + \Sigma_{1s}) \phi_{1s} = 0 \quad (5.23)$$

จากสมการที่ (5.22) และ (5.23)

$$(D_{1f} B^2 + \Sigma_{1f})(D_{1s} B^2 + \Sigma_{1s}) - k_{\infty} \Sigma_{1f} \Sigma_{1s} = 0 \quad (5.24)$$

จากสมการที่ (5.24) เอา $\Sigma_{1f} \Sigma_{1s}$ ทหารตลอด

$$\left[\frac{D_{1f}}{\Sigma_{1f}} B^2 + 1 \right] \left[\frac{D_{1s}}{\Sigma_{1s}} B^2 + 1 \right] = k_{\infty} \quad (5.25)$$

หรือ $(1 + L_f^2 B^2)(1 + L_s^2 B^2) = k_{\infty} \quad (5.26)$

เมื่อ $\frac{D_{1f}}{\Sigma_{1f}} = L_{1f}^2$ และ $\frac{D_{1s}}{\Sigma_{1s}} = L_{1s}^2$

แต่ $L_{1f}^2 = \frac{1}{6} r_f^{-2}$ เมื่อ r_f^{-2} คือ ระยะเฉลี่ยกำลังสองของนิวตรอนเร็วก่อนที่จะกลายเป็นเทอร์มัลนิวตรอน

และ $\tau = \frac{1}{6} r_f^{-2}$

ดังนั้น $L_{1f}^2 = \tau$

สมการที่ (5.26) จึงเป็น

$$(1 + \tau B^2)(1 + L_{1s}^2 B^2) = k_{\infty}$$

หรือ $\frac{k_{\infty}}{(1 + \tau B^2)(1 + L_{1s}^2 B^2)} = 1 \quad (5.27)$

ค่า τ , L_{1s} และ k_{∞} จะขึ้นอยู่กับคุณสมบัติของวัสดุที่ประกอบกันเป็นแกน เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ และสมการที่ (5.27) สามารถเขียนใหม่ได้เป็น

$$B^4 + \left[\frac{1}{\tau} + \frac{1}{L_{1s}^2} \right] B^2 - \frac{k_{\infty} - 1}{\tau L_{1s}^2} = 0 \quad (5.28)$$

เมื่อแก้สมการที่ (5.28) จะได้ค่า B^2 สองค่าซึ่งกำหนดให้ B_1^2 เป็นค่าบวก และ $B_1'^2$ เป็นค่าลบ

$$B_1^2 = \frac{1}{2} \left[- \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{L_{1s}^2} \right) + \sqrt{\left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{L_{1s}^2} \right)^2 + \frac{4(k_{\infty} - 1)}{\tau L_{1s}^2}} \right] \quad (6)$$

(5.29)

$$B_1'^2 = \frac{1}{2} \left[- \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{L_{1s}^2} \right) - \sqrt{\left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{L_{1s}^2} \right)^2 + \frac{4(k_\infty - 1)}{\tau L_{1s}^2}} \right] \quad (6)$$

$$(5.30)$$

เนื่องจาก $k_{1f}^2 = 1/\tau = 1/L_{1f}^2$

$$k_{1s}^2 = 1/L_{1s}^2$$

สมการที่ (5.29) และ (5.30) เขียนใหม่ได้เป็น

$$B_1^2 = \frac{-(k_{1f}^2 + k_{1s}^2) + \sqrt{(k_{1f}^2 + k_{1s}^2)^2 + 4k_{1f}^2 k_{1s}^2 (k_\infty - 1)}}{2} \quad (2)$$

$$(5.31)$$

$$B_1'^2 = \frac{-(k_{1f}^2 + k_{1s}^2) - \sqrt{(k_{1f}^2 + k_{1s}^2)^2 + 4k_{1f}^2 k_{1s}^2 (k_\infty - 1)}}{2} \quad (2)$$

$$(5.32)$$

และในทำนองเดียวกันสำหรับตัวสะท้อนนิวตรอน ซึ่งแทนด้วยหมายเลข 2 ก็มีค่าบังคับดังอยู่สองค่า คือ

$$B_2^2 = -k_{2s}^2 \quad (2)$$

$$(5.33)$$

$$B_2'^2 = -k_{2f}^2 \quad (2)$$

$$(5.34)$$

ฟลักซ์ในแกน เครื่องปฏิกรณ์ และในตัวสะท้อนนิวตรอนจะมีทั้งฟลักซ์ของนิวตรอนเร็วและเทอร์มัลนิวตรอน ซึ่งจะขึ้นอยู่กับฟลักซ์ในแฉกตัวสะท้อนและฟลักซ์ในแฉกแกนตั้ง ซึ่งเขียนได้ในรูปทั่วไป คือ

$$\phi = F(r) \cos \frac{\pi z}{a} \quad (5.35)$$

และ $F(r)$ สามารถหาได้จากสมการทั่วไป คือ

$$\frac{d^2 F}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF}{dr} + \left[B^2 - \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \right] F = 0 \quad (5.36)$$

แต่ B^2 มีสองค่าทั้งในแกนเครื่องปฏิกรณ์ และในตัวสะท้อนนิวตรอน

และ F จะแยกออกได้เป็นสี่สมการดังนี้

$$\frac{d^2 F_{1f}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_{1f}}{dr} + l^2 F_{1f} = 0 \quad (5.37)$$

$$\frac{d^2 F_{1f}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_{1f}}{dr} - m^2 F_{1f} = 0 \quad (5.38)$$

$$\frac{d^2 F_{2f}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_{2f}}{dr} - \mu_f^2 F_{2f} = 0 \quad (5.39)$$

$$\frac{d^2 F_{2f}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_{2f}}{dr} - \mu_s^2 F_{2f} = 0 \quad (5.40)$$

เมื่อ l^2 , m^2 , μ_f^2 และ μ_s^2 เป็นค่าคงที่ ซึ่งเปรียบเทียบกับสมการที่ (5.36) จะเป็น

$$l^2 = B_1^2 - (\pi/H)^2 \quad (2) \quad (5.41)$$

$$-m^2 = B_1'^2 - (\pi/H)^2 \quad (2) \quad (5.42)$$

$$-\mu_f^2 = -k_{2f}^2 - (\pi/H)^2 \quad (2) \quad (5.43)$$

$$-\mu_s^2 = -k_{2s}^2 - (\pi/H)^2 \quad (2) \quad (5.44)$$

ภายในแกนเครื่องปฏิกรณ์ สมการทั่วไปของฟังก์ชันของนิวตรอนเร็วและเทอร์มัลนิวตรอน

จากสมการที่ (5.37) และ (5.38) คือ

$$F_{1s} = A J_0(lr) + C I_0(mr) \quad (5.45)$$

$$F_{1f} = A S_1 J_0(lr) + C S_1' I_0(mr) \quad (5.46)$$

และในทำนองเดียวกัน สำหรับตัวสะท้อนนิวตรอน จากสมการที่ (5.39) และ (5.40)

$$F_{2s} = E I_0(\mu_s r) + G K_0(\mu_s r) + H I_0(\mu_f r) + M K_0(\mu_f r) \quad (5.47)$$

$$\begin{aligned} F_{2f} &= S_2' E I_0(\mu_s r) + S_2' G K_0(\mu_s r) + S_2' H I_0(\mu_f r) + S_2' M K_0(\mu_f r) \\ &= S_2' H I_0(\mu_f r) + S_2' M K_0(\mu_f r) \end{aligned} \quad (5.48)$$

ค่าคงที่ S_1 , S'_1 , S_2 และ S'_2 นั้น สามารถหาได้จากสมการที่ (5.16) ถึง (5.19)

$$S_1 = \frac{\Sigma_{1s} + D_{1s} B_1^2}{\Sigma_{1f}} \quad (2) \quad (5.49)$$

$$S'_1 = \frac{\Sigma_{1s} + D_{1s} B_1'^2}{\Sigma_{1f}} \quad (2) \quad (5.50)$$

$$S_2 = \frac{\Sigma_{2s} - D_{2s} k_{2s}^2}{\Sigma_{2f}} = 0 \quad (2) \quad (5.51)$$

$$S'_2 = \frac{\Sigma_{2s} - D_{2s} k_{2f}^2}{\Sigma_{2f}} \quad (2) \quad (5.52)$$

จากขอบเขตเงื่อนไขซึ่งว่าด้วยความต่อเนื่องของฟังก์ชัน และกระแสของนิวตรอน โดยอาศัยสมการที่ (5.45) ถึง (5.48) จะได้

$$F_{2f}(R_2) = 0 \quad (5.53)$$

$$F_{2s}(R_2) = 0 \quad (5.54)$$

$$F_{1f}(R_1) = F_{2f}(R_1) \quad (5.55)$$

$$F_{1s}(R_1) = F_{2s}(R_1) \quad (5.56)$$

$$D_{1f} \frac{dF_{1f}}{dr} (R_1) = D_{2f} \frac{dF_{2f}}{dr} (R_1) \quad (5.57)$$

$$D_{1s} \frac{dF_{1s}}{dr} (R_1) = D_{2s} \frac{dF_{2s}}{dr} (R_1) \quad (5.58)$$

จากเงื่อนไขของสมการที่ (5.53) และ (5.54) นำไปใช้กับสมการที่ (5.47) และ (5.48)

$$EI_o(\mu_s R_2) + GK_o(\mu_s R_2) + HI_o(\mu_f R_2) + MK_o(\mu_f R_2) = 0 \quad (5.59)$$

$$S'_2 HI_o(\mu_f R_2) + S'_2 MK_o(\mu_f R_2) = 0 \quad (5.60)$$

จากสมการที่ (5.59) และ (5.60) สามารถหาความสัมพันธ์ของค่าคงที่ได้ดังนี้

$$E = -G \frac{K_o(\mu_s R_2)}{I_o(\mu_s R_2)} \quad (5.61)$$

$$H = -M \frac{K_o(\mu_f R_2)}{I_o(\mu_f R_2)} \quad (5.62)$$

และจากเงื่อนไขจากสมการที่ (5.55) ถึง (5.58) จึงเขียนสมการที่ (5.45) ถึง

(5.48) ใหม่ได้เป็น

$$AJ_o(1R_1) + C I_o(mR_1) + G \left[\frac{K_o(\mu_s R_2)}{I_o(\mu_s R_2)} I_o(\mu_s R_1) - K_o(\mu_s R_1) \right] \\ + M \left[\frac{K_o(\mu_f R_2)}{I_o(\mu_f R_2)} I_o(\mu_f R_1) - K_o(\mu_f R_1) \right] = 0 \quad (5.63)$$

$$AS_1 J_o(1R_1) + CS_1 I_o(mR_1) + S_2 M \left[\frac{K_o(\mu_f R_2)}{I_o(\mu_f R_2)} I_o(\mu_f R_1) - K_o(\mu_f R_1) \right] = 0 \quad (5.64)$$

$$D_{1s} A I J_1(1R_1) - D_{1s} C m I_1(mR_1) - D_{2s} \mu_s G \left[\frac{K_o(\mu_s R_2)}{I_o(\mu_s R_2)} I_1(\mu_s R_1) + K_1(\mu_s R_1) \right] \\ - D_{2s} \mu_f M \left[\frac{K_o(\mu_f R_2)}{I_o(\mu_f R_2)} I_1(\mu_f R_1) + K_1(\mu_f R_1) \right] = 0 \quad (5.65)$$

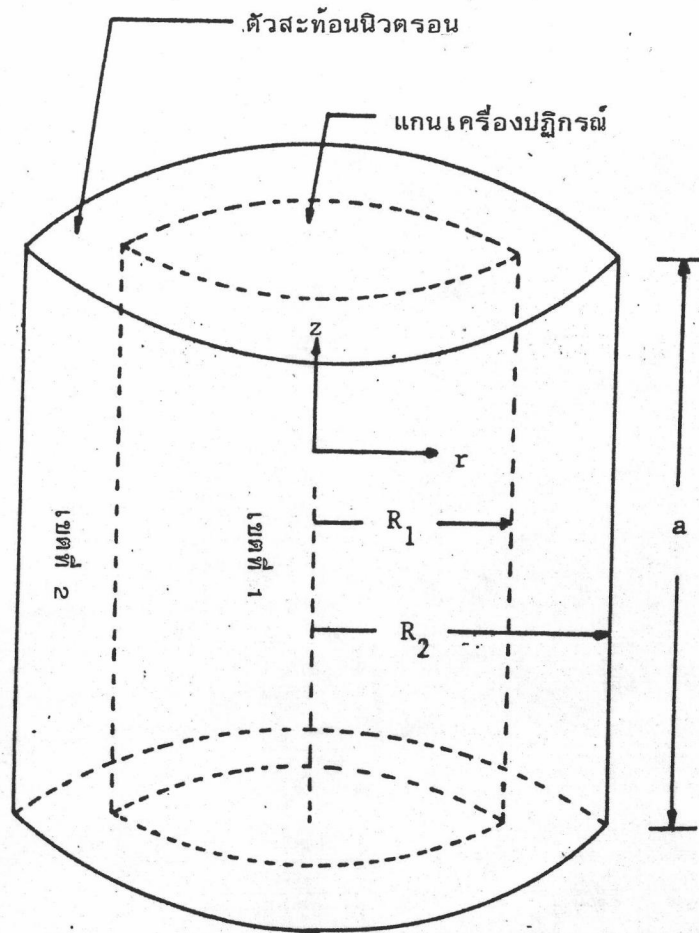
$$D_{1f} AS_1 I J_1(1R_1) - D_{1f} CS_1 m I_1(mR_1) \\ - S_2 D_{2f} \mu_f M \left[\frac{K_o(\mu_f R_2)}{I_o(\mu_f R_2)} I_1(\mu_f R_1) + K_1(\mu_f R_1) \right] = 0 \quad (5.66)$$

ในทางคณิตศาสตร์สมการที่ (5.63) ถึง (5.66) สามารถเขียนอยู่ในรูปดีเทอร์มิแนนต์ (determinant); D ได้ โดยค่า D เป็นศูนย์ซึ่งแสดงว่าเป็นเงื่อนไขที่ทำให้เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์เกิดกรณีวิกฤต ซึ่งค่าเบสเสลนั้นสามารถหาได้จากตารางในภาคผนวก ง.

$$\begin{array}{l}
D = \begin{array}{l}
J_{1O} (IR_1) \quad I_{1O} (mR_1) \quad \frac{K_{1O} (\mu_{fR_2})}{I_{1O} (\mu_{fR_1})} I_{1O} (\mu_{fR_1}) - K_{1O} (\mu_{fR_1}) \\
S_{1O}^J (IR_1) \quad S_{1O}^I (mR_1) \quad 0 \quad S_{1O}^S \left[\frac{K_{1O} (\mu_{fR_2})}{I_{1O} (\mu_{fR_1})} I_{1O} (\mu_{fR_1}) - K_{1O} (\mu_{fR_1}) \right] \\
D_{1s}^J (IR_1) \quad -D_{1s}^{mI} (mR_1) \quad -D_{2s}^{\mu s} \left[\frac{K_{1O} (\mu_{R_2})}{I_{1O} (\mu_{R_2})} I_{1O} (\mu_{R_1}) + K_{1O} (\mu_{R_1}) \right] - D_{2s}^{\mu f} \left[\frac{K_{1O} (\mu_{fR_2})}{I_{1O} (\mu_{fR_2})} I_{1O} (\mu_{fR_1}) + K_{1O} (\mu_{fR_1}) \right] \\
D_{1f}^S (IR_1) \quad -D_{1f}^{S'mI} (mR_1) \quad 0 \quad -S_{2f}^D \left[\frac{K_{1O} (\mu_{fR_2})}{I_{1O} (\mu_{fR_2})} I_{1O} (\mu_{fR_1}) + K_{1O} (\mu_{fR_1}) \right]
\end{array}
\end{array}$$

(2)

(5.67)



รูปที่ 5.3 (2) แสดง เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์รูปทรงกระบอก
ที่มีตัวสะท้อนนิวตรอนหุ้มด้านข้าง

ในทางปฏิบัติการที่จะคำนวณค่า D ให้ได้เป็นศูนย์นั้นทำได้ยากมาก เพราะจะต้องมีการประมาณค่า k_{∞} เพื่อที่จะให้ D มีค่าเข้าใกล้ศูนย์ที่สุด จึงทำได้โดยวิธีเขียนกราฟระหว่าง k_{∞} กับ D ซึ่งจะกำหนดค่า k_{∞} สองหรือสามค่าแล้วคำนวณค่า D จากนั้นก็เขียนเส้นกราฟตัดแกน D ที่ค่า D เป็นศูนย์ แล้วอ่านค่า k_{∞} ซึ่งค่า k_{∞} นี้จะเป็นค่าที่ทำให้เครื่องปฏิกรณ์เกิดวิกฤต เสื่อมกับเป็นค่า k_{∞} ตอนที่ยังไม่มีตัวสะท้อนนิวตรอนหุ้ม

ตามที่กล่าวมาแล้วนั้น เป็นกรณีในตัวสะท้อนนิวตรอนหุ้มอยู่ข้างแกน เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ ต่อไปจะเป็นกรณีที่ตัวสะท้อนนิวตรอนอยู่ทั้งบนและล่างของแกน เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ ดังรูปที่ 5.4⁽²⁾

ในทำนองเดียวกันกับสมการ (5.35) ฟลักซ์ของนิวตรอนเร็วและเทอร์มัลนิวตรอนทั้งหมดตามแนวแกนตั้งเป็น

$$\phi_s = J_0(2.405r/R) F_s(z) \quad (5.68)$$

$$\phi_f = J_0(2.405r/R) F_f(z) \quad (5.69)$$

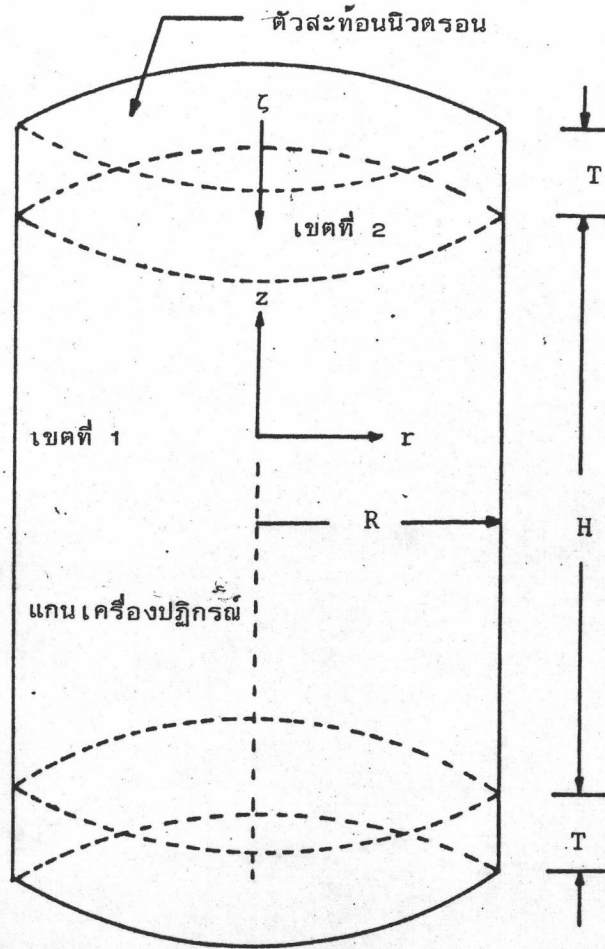
เมื่อ F_s และ F_f ได้จากสมการ

$$\frac{d^2 F}{dz^2} + \left[B^2 - (2.405/R)^2 \right] F = 0 \quad (5.70)$$

และฟลักซ์ภายในตัวสะท้อนก็มีอยู่สี่ค่าเช่นกัน

$$\begin{aligned} F_{1s} &= A \cos lz + C \cosh mz \\ F_{1f} &= S_1 A \cos lz + S_1' C \cosh mz \\ F_{2s} &= E \cosh \mu_s \zeta + G \cosh \mu_f \zeta \\ F_{2f} &= S_2' G \cosh \mu_f \zeta \end{aligned} \quad (5.71)$$

$$\begin{aligned} \text{เมื่อ } 1^2 &= B_1^2 - (2.405/R)^2 \\ -m^2 &= B_1'^2 - (2.405/R)^2 \\ -\mu_f^2 &= -k_{2f}^2 - (2.405/R)^2 \\ -\mu_s^2 &= -k_{2s}^2 - (2.405/R)^2 \end{aligned} \quad (5.72)$$



รูปที่ 5.4 (2) แสดงเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์รูปทรงกระบอก
ที่มีตัวสะท้อนนิวตรอนหุ้มทั้งบนและล่าง

และจากเงื่อนไขขอบเขต

$$A' \cos \frac{1H}{2} + C \cosh \frac{mH}{2} - E \cosh \mu_s T - G \cosh \mu_f T = 0$$

$$S_1 A \cos \frac{1H}{2} + S_1' C \cosh \frac{mH}{2} - S_2' G \cosh \mu_f T = 0$$

$$-1D_{1s} A \sin \frac{1H}{2} + mD_{1s} C \sinh \frac{mH}{2} + \mu_s D_{2s} E \sinh \mu_s T + \mu_f D_{2s} G \sinh \mu_f T = 0$$

$$-1D_{1f} S_1 A \sin \frac{1H}{2} + mD_{1f} S_1' C \sinh \frac{mH}{2} + \mu_f D_{2f} S_2' G \sinh \mu_f T = 0$$

5.5 รีแอกติวิตี (reactivity)

รีแอกติวิตี ใช้สัญลักษณ์ แทนด้วย " ρ " ซึ่งอธิบายได้ด้วยสมการ ต่อไปนี้

$$\rho = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}}$$

$$\rho = \frac{\Delta k_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}}} = \frac{\Delta k_{\infty}}{k_{\infty}} = \frac{k_{\infty}(\text{actual}) - k_{\infty}(\text{critical})}{k_{\infty}(\text{actual})} \quad (2) \quad (5.73)$$

เป็นค่าที่บอกถึงขีดความสามารถของเครื่องปฏิกรณ์ และระดับของการควบคุมการทำงาน ถ้าค่า ρ เป็นลบก็แสดงว่าเกิดกรณีต่ำกว่าวิกฤต ถ้า ρ เป็นศูนย์แสดงว่าเกิดกรณีวิกฤต และถ้าค่า ρ เป็นบวกก็แสดงว่าเกิดกรณีสูงกว่าวิกฤต ซึ่งในแง่ของการควบคุมจะต้องระวังมาก