



ทฤษฎีของอันตรกิริยาระหว่างนิวตรอนและแกมมาในตัวกลาง

2.1 อันตรกิริยาระหว่างนิวตรอนและนิวไคลด์ของตัวกลาง

ก่อนที่จะคำนวณหรือศึกษาสิ่งต่างๆ ต้องพิจารณารายละเอียดของนิวตรอนไม่ว่าจะเป็นพลังงาน อันตรกิริยาที่เกิดขึ้น การศึกษาโอกาสที่เกิดเหตุการณ์ต่างๆ ของนิวตรอน มักได้จากการทดลองมากกว่าจากทฤษฎี

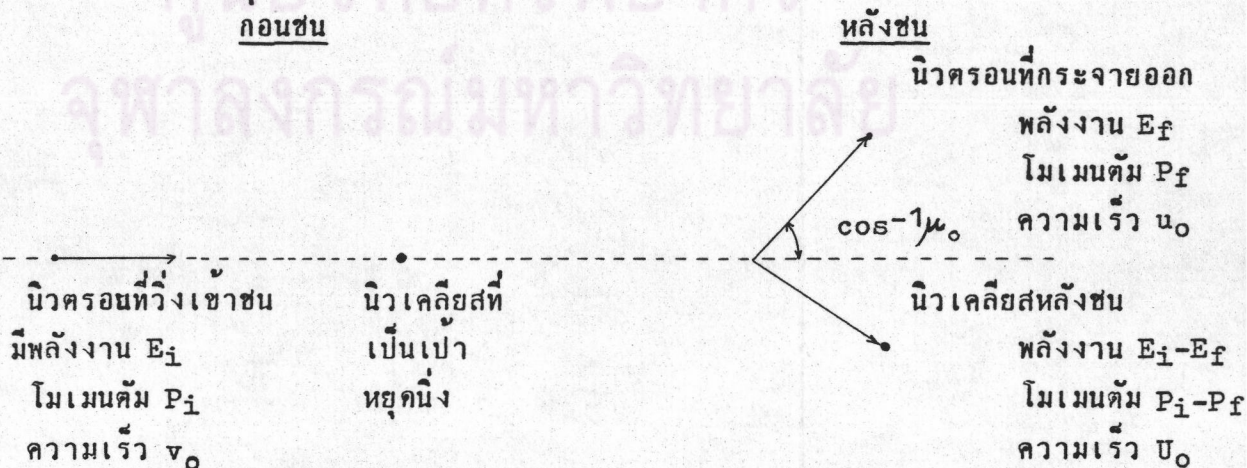
เมื่อนิวตรอนผ่านไปในตัวกลาง อาจเกิดอันตรกิริยาได้หลายลักษณะตามคุณสมบัติของตัวกลางและพลังงานของนิวตรอน โอกาสต่างๆ ที่เกิดขึ้นเปลี่ยนแปลงตามพลังงานอย่างรวดเร็ว ไม่สามารถทราบจำนวนอันตรกิริยาที่เกิดขึ้นอย่างแท้จริง การพิจารณานิวตรอนจึงเป็นไปตามหลักการสุ่มหรือใช้วิธีการทางสถิติ

ชนิดของอันตรกิริยาระหว่างนิวตรอนและนิวไคลด์ของตัวกลาง

2.1.1 การกระจัดกระจายของนิวตรอนเนื่องจากการชนกับตัวกลาง

( neutron scattering )

ก. เมื่อนิวตรอนชนกับนิวเคลียสของตัวกลาง นิวตรอนจะกระจัด - กระจายออกไป นิวตรอนถ่ายเทพลังงานให้บางส่วน ถ้ามุมที่เบี่ยงเบนไปกว้างและเกิดกับนิวไคลด์ของธาตุเบา จะถ่ายเทพลังงานให้มาก พลังงานและโมเมนตัมของระบบคงเดิม ซึ่งเรียกว่า elastic scattering



รูปที่ 2.1 เหตุการณ์การเกิด elastic scattering

ข. เมื่อนิวตรอนชนกับนิวเคลียสนั้นจะถ่ายพลังงานจลน์ให้นิวเคลียส  
จนอยู่ในระดับพลังงานสูงกว่าพลังงานปกติ (excited state) นิวเคลียสจะสลาย  
ตัวให้โฟตอน 1-2 ตัว เพื่อลดระดับพลังงานลงให้เท่าเดิม (เกิดเมื่อนิวตรอนตกกระทบ  
 มีพลังงานมากกว่าเอ็กซ์เซตัสเตระดับแรกของนิวเคลียสที่ถูกชน) เป็นอันตรกิริยาที่  
 ทำให้นิวตรอนเร็วสูญเสียพลังงานได้คือ พลังงานและโมเมนตัมของระบบไม่คงเดิมซึ่ง  
 เรียกว่า inelastic scattering



รูปที่ 2.2 เหตุการณ์การเกิด inelastic scattering

ค. เมื่อนิวตรอนผ่านใกล้นิวเคลียส จะเปลี่ยนทิศทางการเคลื่อนที่  
คล้ายกับการสะท้อนของคลื่นนิวตรอน แต่นิวตรอนไม่ผ่านไปในนิวเคลียส เรียกว่า  
 potential scattering

2.1.2 การดูดจับนิวตรอน (neutron absorption) เมื่อนิวตรอนชนกับ  
 นิวเคลียส นิวเคลียสจะจับนิวตรอนไว้เป็นนิวเคลียสประกอบ (compound nucleus)  
 นิวตรอนจะถ่ายพลังงานให้ นิวเคลียสจะถ่ายเทพลังงานบางส่วนที่ได้รับเพิ่มนั้นในรูปของ  
 รังสีแกมมา หรือสลายตัวให้แอลฟา

ก. หลังจากเกิดการดูดจับนิวตรอนแล้ว นิวเคลียสให้รังสีแกมมา  
 เรียกว่า radiative capture หรือ  $(n, \gamma)$  ก่อให้เกิดแหล่งกำเนิดแกมมาที่

สำคัญเพิ่มขึ้น เกิดกับนิวเคลียสของธาตุหนัก เกิดขึ้นได้ดีเมื่อนิวตรอนมีพลังงานอยู่ในระดับเทอร์มัลนิวตรอน (thermal neutron)

ข. หลังจากเกิดการกักจับนิวตรอนแล้ว นิวเคลียสให้อนุภาคแอลฟา เป็นการกักจับนิวตรอนที่ตีมาก คือไม่ก่อให้เกิดรังสีที่เป็นปัญหาในการป้องกันอีก และสามารถหยุดรังสีแกมมาได้ด้วย เรียกว่า  $(n,\alpha)$  เกิดกับนิวเคลียสของธาตุเบา เช่น โบรอน ซึ่งมีค่าโอกาสการเกิดสูง

2.1.3  $(n,2n)$  เมื่อนิวตรอนที่มีพลังงานสูงพอชนนิวเคลียส เกิดเป็นนิวเคลียสประกอบ พลังงานนั้นสูงพอที่จะให้นิวตรอน 2 ตัวหรือมากกว่า พลังงานต่ำสุดที่จะเกิดอันตรกิริยาเช่นนี้ มีค่าเท่ากับ  $(A+1)/A$  คูณกับค่าพลังงานยึดเหนี่ยวของนิวตรอนในนิวเคลียส เมื่อ  $A$  เป็นค่าน้ำหนักอะตอมของธาตุ ถ้าเกิดในธาตุเบา อันตรกิริยานี้เกิดในลักษณะของ elastic scattering และให้อนุภาคที่มีประจุไฟฟ้า สำหรับธาตุหนักจะเกิด inelastic scattering ถ้าพลังงานของนิวตรอนมีค่ามากขึ้น อาจเกิด  $(n,3n)$  หรือ  $(n,2n+p)$  ได้

ในกรณี เมื่อพิจารณา  $(n,2n)$  และเกิด inelastic scattering หลังจากให้นิวตรอนตัวแรกแล้ว นิวเคลียส (daughter nucleus) ยังอยู่ในเอ็กไซเทสเทต ซึ่งอาจจะสลายตัวให้นิวตรอนหรือแกมมาอีก ถ้าพลังงานนั้นมากกว่า 20 - 30 กิโลอิเล็กตรอนโวลต์ของพลังงานยึดเหนี่ยวเป็นอย่างน้อย นิวเคลียสจะให้ นิวตรอนตัวที่สอง ดังนั้นจึงเกิด inelastic scattering แทน

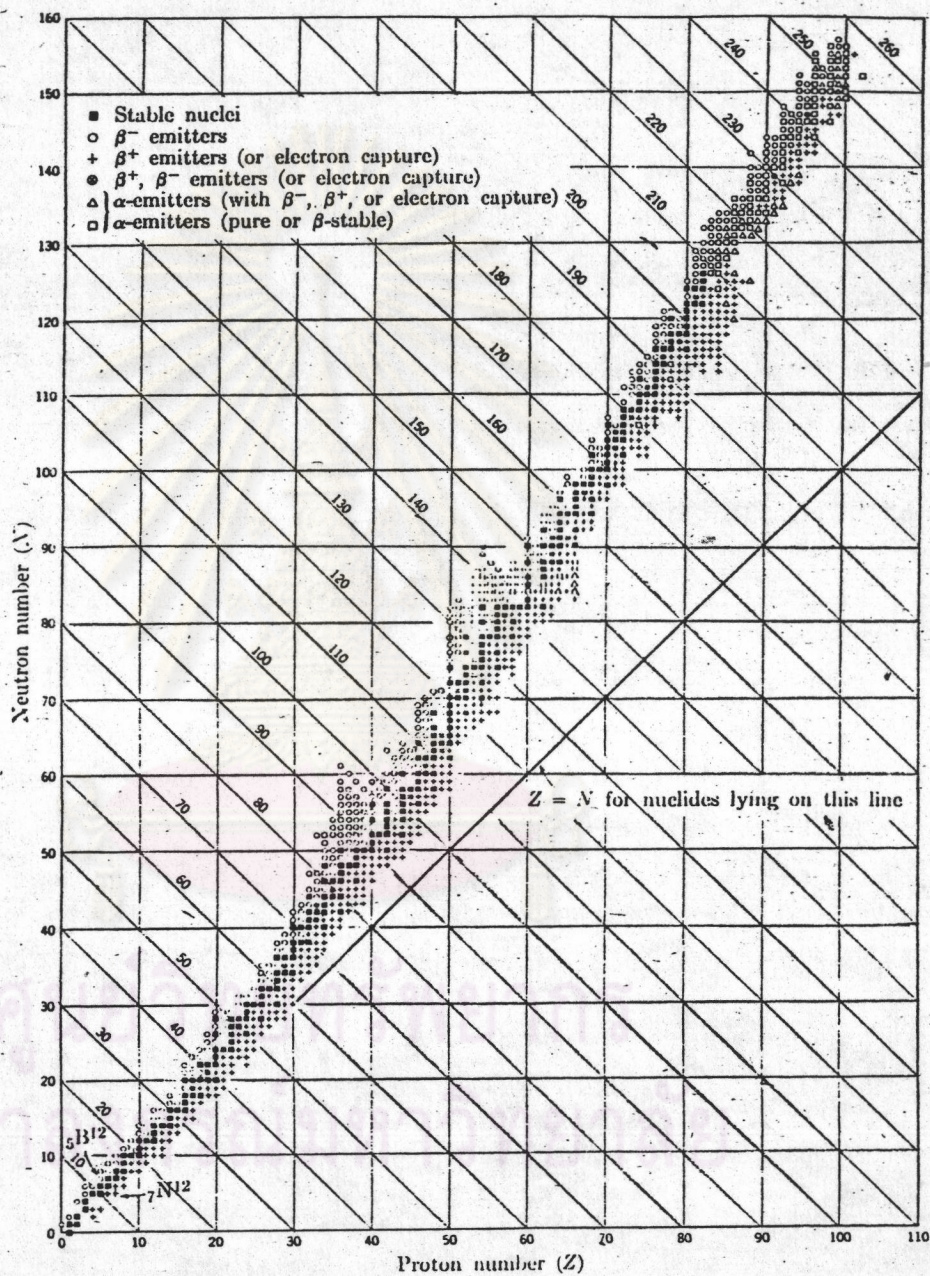
2.1.4 อันตรกิริยาที่ให้อนุภาคที่มีประจุไฟฟ้า หลังจากให้นิวเคลียสจับนิวตรอนเข้าแล้ว จะให้พลังงานจำนวนหนึ่ง พลังงาน  $Q$  ที่ได้จากอันตรกิริยานี้ สามารถคำนวณได้จาก

$$Q = 931 \left[ M_{(z,A)} + m_n - M_{(z-1,A)} - m_p - m_e \right] \quad (2.1.1)$$

เมื่อ  $M_{(z,A)}$  เป็นมวลของไอโซโทป  $Z$  มีหน่วยเป็นมวลอะตอม

$m_n, m_p, m_e$  เป็นมวลของนิวตรอน, โปรตอนและอิเล็กตรอน ตามลำดับ

ส่วนใหญ่ลักษณะเช่นนี้เกิดขึ้นกับธาตุเบา อันตรกิริยานี้เกิดเมื่อนิวตรอนมีค่าพลังงานสูง เช่น ปฏิกิริยา  ${}^4_7N(n,p){}^4_6C$  เป็นต้น

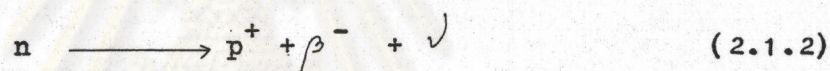


รูปที่ 2.3 คุณสมบัติของนิวไคลด์ต่างๆ

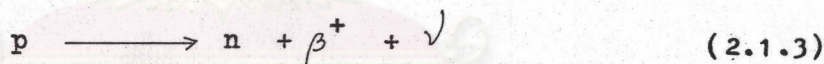
เป็นนิวตรอนที่มีความเร็วปานกลาง (intermediate neutron) หรือนิวตรอนเร็ว (fast neutron) จะเกิดอันตรกิริยานี้ได้ ต้องอาศัยพลังงานจากภายนอก ทำให้ค่าพลังงาน  $Q$  เป็นลบ และโอกาสที่เกิดก็ลดลง โดยมากจะเกิดอันตรกิริยาในข้อ 2.1.3

2.1.5 อันตรกิริยาที่ก่อให้เกิดสารรังสี เมื่อนิวเคลียสของตัวกลางได้รับ ฟลักซ์นิวตรอน จะเปลี่ยนสภาพเป็นสารรังสี โดยปกติในธรรมชาติ อัตราส่วนระหว่าง โปรตอนและนิวตรอนมีค่าประมาณ 1 เป็นนิวเคลียสคงตัว (stable nucleus) เมื่อค่าอัตราส่วนนี้เปลี่ยนไปจากการเกิดอันตรกิริยาต่างๆ ทำให้นิวเคลียสไม่คงตัว เพื่อรักษาการคงตัวนั้นไว้ จึงสลายตัวให้อนุภาคต่างๆ ตามชนิดและครึ่งชีวิตของไอโซโทป นั้น เช่น

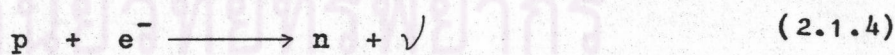
ก. สลายตัวให้อนุภาคเบตา ในกรณีที่นิวตรอนในนิวเคลียสมากไป นิวตรอนเปลี่ยนเป็นโปรตอน ให้อนุภาคเบตา เพื่อเพิ่มประจุ ดังสมการ



ข. สลายตัวให้อนุภาคโพสิตรอน เกิดจากมีโปรตอนมากไป และ ต้องการลดประจุ



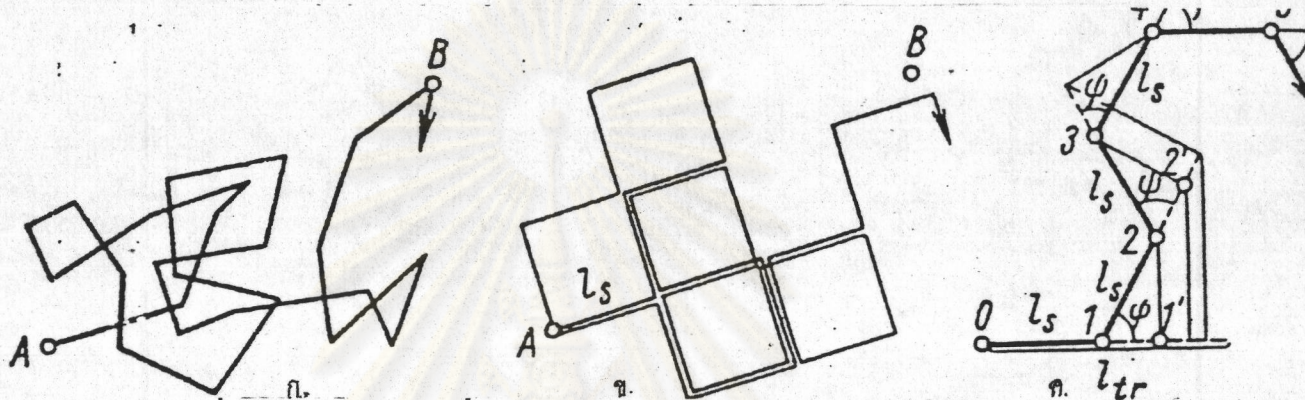
ค. อิเล็กตรอนเคปเจอร์ เกิดจากการมีโปรตอนมากไปเช่นกัน แต่นิวเคลียสจับอิเล็กตรอนวงโคจรในสุด เป็นการลดประจุ



## 2.2 ทฤษฎีการแพร่กระจายของนิวตรอน

เมื่อนิวตรอนหลุดเป็นอิสระ เนื่องจากการเปลี่ยนเฟสทางนิวเคลียร์ ชนกับ นิวไคลด์ของตัวกลางอีกเรื่อยๆ จนในที่สุดจะถูกกูดจับไป ในการชนแต่ละครั้งนั้นนิวตรอน ที่ชนจะกระจัดกระจายไป โดยทำมุมต่างๆ กันตามพลังงานและลักษณะการชน เป็นเช่นนี้ เรื่อยไป ดังนั้นเมื่อนิวตรอนผ่านไปในตัวกลาง จึงมีทางเดินต่างๆ ที่ไม่สามารถทราบ

ได้แน่นอน จึงไม่สามารถบอกทิศทางเคลื่อนที่ของนิวตรอนแต่ละตัวที่ตรงกับความเป็นจริงได้ ดังนั้นการศึกษาการแพร่กระจายของนิวตรอนจึงต้องพิจารณาเป็นส่วนรวม โดยเมื่อทราบแหล่งกำเนิดของนิวตรอน หากการแพร่กระจายของจำนวนนิวตรอนเฉลี่ยในหน่วยปริมาตร ขึ้นกับพลังงานของนิวตรอน ทิศทางการเคลื่อนที่ในแต่ละหน่วยปริมาตรนั้น และเวลา จะเห็นได้ว่า ถ้าโอกาสการชนของนิวตรอนมีค่าน้อย ระยะทางที่เคลื่อนที่ในแต่ละครั้งจะมีความมาก



รูปที่ 2.4 ก. การแพร่กระจายของนิวตรอนในแนวระนาบที่เป็นจริง

ข. การแพร่กระจายของนิวตรอนในแนวระนาบโดยเฉลี่ย

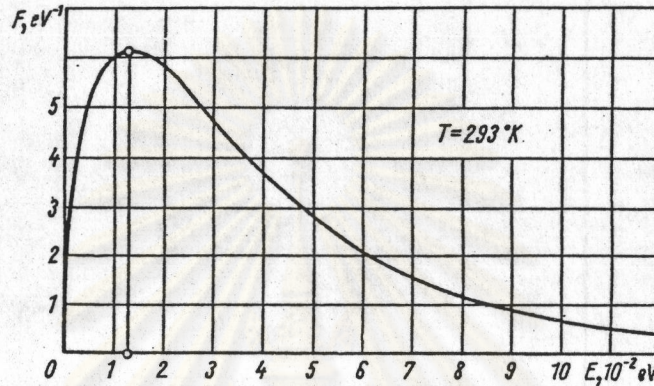
ค. ลักษณะการกระจัดกระจายของนิวตรอนหลังชนอย่างสม่ำเสมอเชิงมุม

ในตัวกลางที่เป็นเนื้อเดียวกันและมีคุณสมบัติในการดูดจับน้อย จะเกิด isotropic diffusion ซึ่งที่จุดใดๆ ในปริมาตร โอกาสที่นิวตรอนแพร่กระจายในทิศทางต่างๆ มีค่าเท่ากันทุกทิศทาง ไม่ขึ้นกับทิศทางและความเร็วของนิวตรอนเดิม ส่วนที่ใกล้ๆ ขอบของตัวกลางหรือใกล้แหล่งกำเนิดของนิวตรอนและตัวกลางที่มีอำนาจการดูดจับสูง นิวตรอนจะแพร่กระจายเป็น nonisotropic diffusion เนื่องจากจำนวนนิวตรอนเคลื่อนที่ไปในทิศทางที่เป็นแหล่งกำเนิดและตัวดูดกลืนมากกว่าทิศทางอื่น

เมื่อพิจารณานิวตรอนในตัวกลางขนาดใหญ่และมีอำนาจการดูดจับน้อยหรือไม่มี นั่นคือ นิวตรอนจะอยู่ในสภาวะสมดุลเชิงความร้อน thermal equilibrium กับตัวกลางนั้น การกระจายของเทอร์มัลนิวตรอนขึ้นกับพลังงานและเป็นไปตามสมการของแมกซ์เวลล์

$$n(E)dE = \frac{2 n_{th}}{\sqrt{\pi} kT} \sqrt{\frac{E}{kT}} e^{-E/kT} dE \quad (2.2.1)$$

เมื่อ  $n_{th}$  เป็นความหนาแน่นของเทอร์มัลไลซ์นิวตรอนทั้งหมด  
 $k$  เป็นค่าคงที่โบลทซ์มานน์ (Boltzmann's constant) มีค่าเท่ากับ  $1.38 \times 10^{-23}$  จูลต่อองศาเคลวิน หรือ  $8.62 \times 10^{-5}$  อิเล็กตรอนโวลต์ต่อองศาเคลวิน

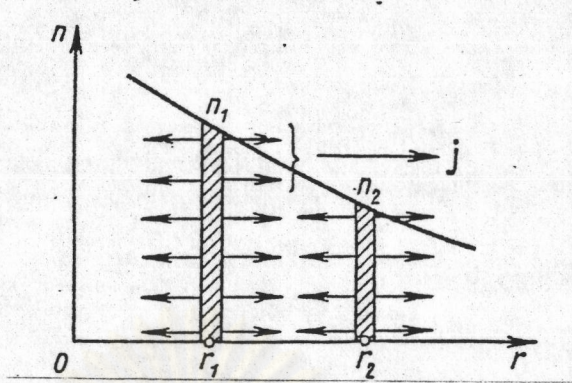


รูปที่ 2.5 การกระจายของนิวตรอนตามสมการของแมกซ์เวล

พิจารณาในหน่วยปริมาตรใดๆ นิวตรอนมีความหนาแน่นไม่คงที่ มีการเคลื่อนที่ของนิวตรอนจากบริเวณที่มีนิวตรอนมากกว่าไปยังที่ๆ มีน้อยกว่า ดังรูป นิวตรอนที่ระยะ  $x$  หนาแน่นกว่าที่  $x + \Delta x$  ผลต่างของความหนาแน่นของนิวตรอนคือ กระแสของการแพร่กระจาย diffusion current ( $j$ ) ในกรณีของ isotropic diffusion จำนวนนิวตรอนที่กระจายผ่านหน่วยพื้นที่ในหนึ่งหน่วยเวลา เป็นสัดส่วนกับความหนาแน่นของนิวตรอนต่อหน่วยระยะทาง (density gradient) และนิวตรอนที่พิจารณาเป็นนิวตรอนพลังงานเดียวกันตลอด

$$j = -D_0 \text{grad } n \tag{2.2.2}$$

เมื่อ  $j$  เป็นจำนวนนิวตรอนสุทธิที่ผ่านหนึ่งหน่วยพื้นที่ในหนึ่งหน่วยเวลา มีทิศทางตั้งฉากกับพื้นที่นั้น  
 $D_0$  เป็นค่าสัมประสิทธิ์ของการกระจาย



รูปที่ 2.6 กระแสของการแพร่กระจายของนิวตรอน

ถ้าพิจารณาในรูปของฟลักซ์นิวตรอน

$$j = -D \text{ grad } \phi \tag{2.2.3}$$

- เมื่อ  $D$  เป็นค่าคงที่การกระจายของฟลักซ์นิวตรอน มีค่าเท่ากับ  $1/3(\Sigma_t - \Sigma_s \bar{\mu}_0)$
- $\Sigma_t$  เป็น โอกาสที่เกิดอันตรกิริยาทั้งหมดของตัวกลางกับนิวตรอน
- $\Sigma_s$  เป็น โอกาสที่เกิดอันตรกิริยาแบบที่ทำให้นิวตรอนกระจัดกระจายไป
- $\bar{\mu}_0$  เป็นค่าโคซายส์เฉลี่ยของมุมที่นิวตรอนเบี่ยงเบนไปต่อการชน 1 ครั้ง

ในหน่วยปริมาตร นิวตรอนในระบบนั้นเกิดจากแหล่งกำเนิด บางส่วนถูกระบบดูดจับ เนื่องจากการเกิดอันตรกิริยาแบบต่างๆ ที่ไม่ก่อให้เกิดนิวตรอนใหม่ หรืออาจไหลผ่านระบบ ดังนั้นเมื่อต้องการรู้จำนวนนิวตรอนในระบบ ต้องพิจารณาจากสมการการสมดุลของนิวตรอน

$$\left( \begin{array}{l} \text{อัตราการเปลี่ยนแปลงจำนวน} \\ \text{นิวตรอนสุทธิต่อหน่วยปริมาตร} \end{array} \right) = \left( \begin{array}{l} \text{อัตราการผลิตนิวตรอน} \\ \text{ใหม่จากแหล่งกำเนิด} \\ \text{ต่อหน่วยปริมาตร} \end{array} \right) - \left( \begin{array}{l} \text{อัตราสูญเสียนิวตรอน} \\ \text{ต่อหน่วยปริมาตร} \\ \text{จากการไหลจาก} \\ \text{ระบบและถูกดูดจับ} \end{array} \right)$$

นั่นคือ  $\frac{dn}{dt} = \text{production} - \text{leakage} - \text{absorption}$

เมื่อระบบอยู่ในสภาวะคงที่ (steady state)  $\therefore \frac{dn}{dt} = 0$



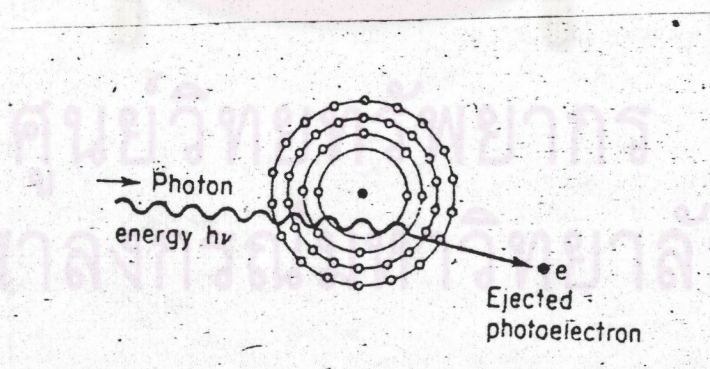
$$\begin{aligned} \text{การไหลผ่านของนิวตรอนต่อหน่วยปริมาตรต่อวินาที} &= -D \nabla^2 \phi \\ \text{ดังนั้น} \quad \frac{dn}{dt} &= S + D \nabla^2 \phi - \sum_a \phi \\ \frac{dn}{dt} &= D \nabla^2 \phi - \sum_a \phi + S \quad (2.2.4) \end{aligned}$$

เป็นสมการการกระจายของนิวตรอนที่นำไปเป็นหลักในการคำนวณต่อไป

### 2.3 อันตรกิริยาระหว่างรังสีแกมมาและนิวไคลด์ของตัวกลาง

รังสีแกมมาเป็นรังสีคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดมาจากนิวเคลียส ซึ่งมีผลโดยตรงกับสนามไฟฟ้าของอิเล็กตรอนและนิวเคลียส อันตรกิริยาระหว่างโฟตอนและนิวไคลด์ที่สำคัญมี 3 ชนิด

2.3.1 Photo-electric Effect เป็นอันตรกิริยาระหว่างโฟตอนและอิเล็กตรอนของอะตอม โดยโฟตอนชนกับอิเล็กตรอนนั้น ถ่ายเทพลังงานให้ทำให้อิเล็กตรอนมีพลังงานสูงขึ้นจนหลุดจากวงออกมาภายนอก เรียกว่า photoelectron โฟตอนจะสูญเสียพลังงานให้ทั้งหมด ดังนั้นอิเล็กตรอนนั้นจะมีพลังงานเท่ากับพลังงานของโฟตอนลบจากพลังงานยึดเหนี่ยวระหว่างอิเล็กตรอนกับอะตอม จะเกิดขึ้นได้ดีเมื่อโฟตอนมีพลังงานต่ำ แต่มีพลังงานมากกว่าพลังงานยึดเหนี่ยว



รูปที่ 2.7 การเกิด photo-electric effect

ถ้าโฟตอนหรือแกมมาที่ตกกระทบมีพลังงานสูง อิเล็กตรอนที่ให้อะตอมจะเคลื่อนที่จากอะตอมในแนวทิศเดียวกับทิศของโฟตอน ถ้าพลังงานต่ำจะเคลื่อนที่ในแนวตั้งฉากกับทิศทางของโฟตอน หลังจากให้อิเล็กตรอนดังกล่าวหลุดออกไป จะเกิดการแทนที่ของอิเล็กตรอนใน

ชั้นรอบอะตอม ทำให้เกิดรังสีเอ็กซ์ชนิด characteristic X-ray ขึ้น แต่มีพลังงานไม่สูงและอาจไปชนอิเล็กตรอนวงนอกให้หลุดออกไป เรียกว่า Auger effect

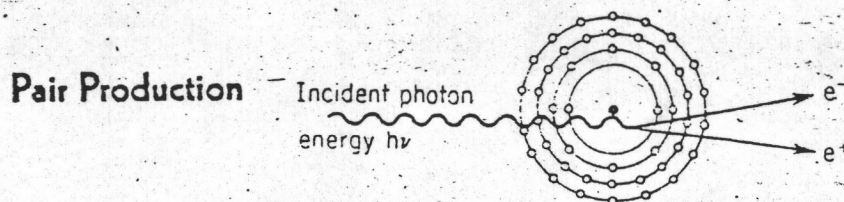
ค่าโอกาสของการเกิดอันตรกิริยาชนิดนี้ต่ออะตอม ขึ้นกับพลังงานตกกระทบของโฟตอนและเลขอะตอมของธาตุ (เปลี่ยนตามกำลัง 4 ของเลขอะตอม) และมีค่าลดลงอย่างรวดเร็วเมื่อพลังงานเพิ่มขึ้น ที่พลังงานค่าประมาณ 1 เมกะอิเล็กตรอนโวลต์ จะได้ค่า  $\sigma_p$  สูง<sup>(2)</sup>

$$\sigma_p = \text{const.} \frac{Z^4}{E^3} \quad \text{barn/atom} \quad (2.3.1)$$

ดังนั้น โฟตอนช่วงพลังงานนี้ผ่านไปในเนื้อวัสดุได้ไม่มากนัก และถ้าพลังงานตรงกับบริเวณ edge อะตอมจะดูดกลืนพลังงานดี ให้รังสีเอ็กซ์ของชั้นนั้นซึ่งจะไปเกิดอันตรกิริยาต่อไป มีพลังงานเท่ากับ พลังงานของโฟตอนลบพลังงานยึดเหนี่ยวของอิเล็กตรอนในวงโคจรนั้น เนื่องจากพลังงานของรังสีเอ็กซ์ไม่สูง จึงเกิดอันตรกิริยาต่อไปในบริเวณใกล้เคียง ไม่เป็นปัญหาในการพิจารณาโดสเรท (dose rate) เท่าใดนัก (เพิ่มประมาณ 1-2 เปอร์เซ็นต์)

### 2.3.2 Pair Production อันตรกิริยาจะเกิดเมื่อโฟตอนมีพลังงาน

อย่างน้อยเท่ากับมวลหยุดนิ่งของอิเล็กตรอน 1 คู่ ( $2mc^2 = 1.022$  เมกะอิเล็กตรอนโวลต์) โฟตอนถูกสนามไฟฟ้าดูดกลืนทั้งหมด โดยเมื่อโฟตอนผ่านไปในสนามไฟฟ้าของอิเล็กตรอนของอะตอม เกิดอันตรกิริยาให้อิเล็กตรอนและโพสิตรอน 1 คู่ จะเกิดได้มากในธาตุหนักและโฟตอนมีพลังงานสูง จากทฤษฎีของ Heitler, Sauter และ Bethe ค่าโอกาสที่เกิดขึ้นแปรตามเลขอะตอมยกกำลังสอง และเพิ่มอย่างรวดเร็วจนในที่สุดมีค่าคงที่ที่พลังงานสูง<sup>(3)</sup>



รูปที่ 2.8 การเกิด pair production

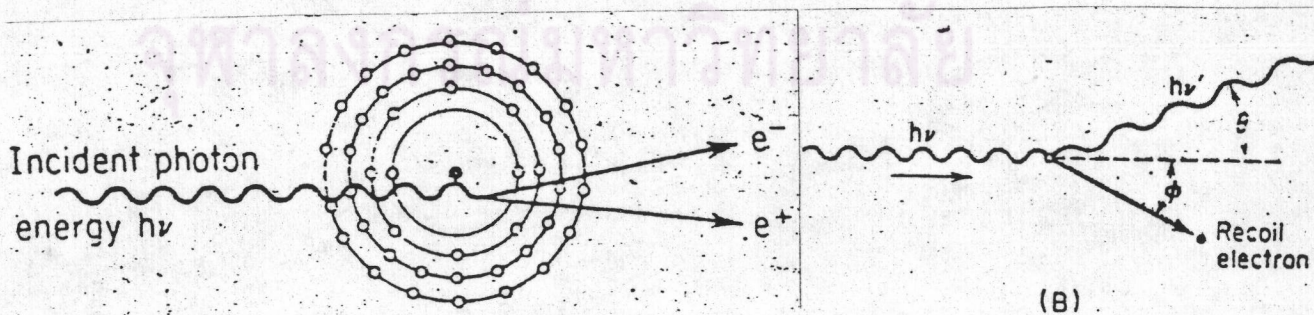
อิเล็กตรอนอิสระที่เป็นผลจากอันตรกิริยาที่อยู่ในตัวกลางจะอยู่ในสภาพไม่คงตัว โดยรวมกับโพสิตรอนอื่นอย่างรวดเร็ว เรียกว่าเกิด annihilation ให้รังสีแกมมา 2 ตัว มีพลังงานตัวละ 0.511 เมกกะอิเล็กตรอนโวลต์ โดยเป็นไปตามกฎการคงตัวของพลังงานและโมเมนตัม เป็นการลดพลังงานของแกมมาตกกระทบได้อย่างมาก รังสีแกมมาที่เกิดจากการรวมตัวนี้เพิ่มค่าโคสเรทบ้างแต่ไม่มากนัก

โอกาสของการเกิดอันตรกิริยาเช่นนี้ แปรตามเลขอะตอมของตัวกลาง ( $Z$ ) และพลังงานของแกมมา ( $E_\gamma$ )

$$\Delta_{pp} = CZ^2 \ln E_\gamma \quad (2.3.2)$$

ถ้าโฟตอนตกกระทบมีพลังงานอย่างน้อย 4 เท่าของมวลอิเล็กตรอนหยุดนิ่ง คือ 2.044 เมกกะอิเล็กตรอนโวลต์ เกิดอันตรกิริยากับอิเล็กตรอนของอะตอมในสนามไฟฟ้าให้อิเล็กตรอนและโพสิตรอน 2 คู่ เรียกว่าเกิด triplet production

2.3.3 Scattering เมื่อโฟตอนชนกับอิเล็กตรอนของอะตอม เป็นการเปลี่ยนทิศทางการเคลื่อนที่ของโฟตอนที่ตกกระทบ โดยโฟตอนถ่ายเทพลังงานให้อิเล็กตรอน อิเล็กตรอนนั้นหลุดจากวงรอบอะตอม มีพลังงานจลน์เท่ากับพลังงานของโฟตอนตกกระทบ ลบผลรวมของพลังงานของโฟตอนหลังชนและพลังงานยึดเหนี่ยวของอิเล็กตรอนในอะตอม เรียกว่า compton electron พลังงานที่สูญเสียไปแปรตามมุมของการเบี่ยงเบนแต่มีการคงตัวของพลังงานและโมเมนตัมในการชน



รูปที่ 2.9 การเกิด incoherent (compton) scattering

Type of Interaction	Absorption (a)	Scattering		Multi-photon effect (d)
Interaction with		Elastic (Coherent) (b)	Inelastic (Incoherent) (b)	
1. Atomic Electrons	Photoelectric Effect $\begin{cases} \sim z^4 & \text{(low energy)} \\ \sim z^5 & \text{(high energy)} \end{cases}$ $\kappa_{pe}$	Rayleigh Scat. $\Delta_R \sim z^2$ (low energy limit)	Compton Scat. $\Delta_c \sim z$	Two-photon Compton Scat. $\Delta \sim z$
2. Nucleon	Photo nuclear reaction $(\gamma, n), (\gamma, p),$ photo fission etc. $\Delta \sim z$ $(E \gg 10\text{MeV})$	Elastic nuclear $(\gamma, \gamma) \sim z^2$	Inelastic nuclear $(\gamma, \gamma')$	
3. Electric Field - surrounding charged - particle	1). Electron - positron pair production in field of nucleus $\Delta \sim z^2$ $(E \geq 1.022\text{MeV})$ 2). Electron - positron pair production in electric field $\Delta \sim z$ $(E \geq 2.044\text{MeV})$			

ตารางที่ 2.1 ชนิดและคุณสมบัติการเกิดอันตรกิริยา (4)

พิจารณาโฟตอนหรือแกมมาพลังงาน  $E$  ชนกับอิเล็กตรอน แล้วเกิดการกระจัดกระจาย เนื่องจากการชนดังรูปที่ 9

$$E' = \frac{EE_e}{E(1 - \cos \theta) + E_e} \quad (2.3.3)$$

โอกาสเกิดอันตรกิริยานี้ ขึ้นกับเลขอะตอม และพลังงานของโฟตอน

$$\Delta_e = \frac{C Z}{E} \quad (2.3.4)$$

ความยาวคลื่นโฟตอนที่เปลี่ยนไป ขึ้นกับมุมที่โฟตอนกระจัดกระจายแต่ไม่ขึ้นกับความยาวคลื่นเดิม

$$\Delta \lambda = 0.0242 (1 - \cos \theta) \lambda^2 \quad (2.3.5)$$

ในกรณีที่โฟตอนชนกับอิเล็กตรอนที่อยู่ล้อมรอบอะตอมแล้วกระจัดกระจายไป โดยอะตอมนั้นไม่เกิดการไอออนไนซ์หรืออยู่ในระดับพลังงานสูงกว่าปกติ เรียกว่าเกิด coherent (Rayleigh) scattering

2.3.4 Photonuclear Absorption เกิดจากการดูดกลืนโฟตอนตกกระทบ แล้วให้นิวตรอน อนุภาคที่มีประจุไฟฟ้า แกมมาหรือนิวตรอนมากกว่า 1 ตัว เช่น  $(\gamma, n)$   $(\gamma, p)$  เป็นต้น โดยพลังงานโฟตอนต้องมากกว่าพลังงานยึดเหนี่ยวของอนุภาคนั้นๆ กับนิวเคลียส สำหรับ  $(\gamma, n)$  เป็นแหล่งกำเนิดนิวตรอนในตัวกลางที่สำคัญเช่นกัน

#### 2.4 บิลอัพแฟกเตอร์ (Build-up Factor)

เมื่อรังสีแกมมาผ่านตัวกลางใดๆ จะถูกตัวกลางนั้นกั้นจำนวนรังสีและพลังงานบางส่วนไปเนื่องจากอันตรกิริยาต่างๆ ดังกล่าวในหัวข้อที่แล้วมา จะกั้นได้มากหรือน้อย ขึ้นกับคุณสมบัติและความหนาของตัวกลาง สำหรับการลดลงของรังสีแกมมาเนื่องจากความหนานั้นเป็นไปตามกฎของเอ็กโพเนนเชียล

พิจารณาแกมมาตกตั้งฉากบนตัวกลางด้วยฟลักซ์  $\phi_0$  โฟตอนต่อพื้นที่ต่อวินาที ตัวกลางนั้นประกอบด้วย  $N$  อะตอมต่อปริมาตร เมื่อ  $\phi$  เป็นฟลักซ์ที่ระยะ  $x$  เซนติเมตร โดยไม่ชนหรือเกิดอันตรกิริยา (uncollided flux) และโอกาสที่เกิดอันตรกิริยาทั้งหมด

มีค่าเท่ากับ  $\Delta_i$  ในกรณีของรังสีแกมมาเป็นลำแคบ (narrow beam) และมีพลังงาน  
เดียวเท่านั้น

$$\phi(x) = \phi_0 e^{-N\Delta_i x} \quad (2.4.1)$$

$$\phi(x) = \phi_0 e^{-\mu x} \quad (2.4.2)$$

เมื่อ  $\Delta_i$  เป็นผลรวมของโอกาสที่เกิดอันตรกิริยาทุกกรณีดังกล่าว  
 $\mu$  เป็นสัมประสิทธิ์การดูดซับเชิงเส้น linear absorption coefficient  
แกมมาพลังงานต่ำจะมีการกระจายออกจากลำแคบเดิมเนื่องจาก photoelectric  
effect ซึ่งในตัวกลางที่มีเลขอะตอมสูงจะเกิดได้มาก ส่วนที่พลังงานสูงและในตัวกลาง  
ที่มีเลขอะตอมสูงจะเกิด pair production ส่วนพลังงานระหว่างนั้นจะเกิด compton  
scattering สูง

สำหรับลำรังสีแกมมาขนาดกว้าง จากการทดลองวัดฟลักซ์หลังตัวกลางมีค่า  
มากกว่าที่พิจารณาจากสมการข้างบน ความแตกต่างระหว่างที่วัดได้จริงจากลำแกมมา  
ขนาดแคบและกว้างนี้ คือ บิลอับแฟคเตอร์ รังสีแกมมาส่วนที่เพิ่มขึ้นมาจากอันตรกิริยา  
ต่างๆ ที่เกิดภายในตัวกลาง

การคำนวณค่าบิลอับแฟคเตอร์นั้นมีวิธีการโดยทั่วไปคือ วัดโดสที่จุดใดจุดหนึ่ง  
ห่างจากแหล่งกำเนิดที่มีและไม่มีตัวกลาง ( $D_x, D_0$ ) ตามลำดับ ซึ่งตัวกลางนั้นอาจจะ  
ประกอบด้วยวัสดุ  $n$  ชั้น แล้วนำมาปรับปรุงใช้ในการคำนวณ

$$B = \frac{D_x}{D_0} e^{\sum_{i=1}^n \mu_{oi} x_i} \quad (2.4.3)$$

เมื่อ B เป็นค่าบิลอับแฟคเตอร์

การพิจารณาค่าบิลอับแฟคเตอร์นี้ขึ้นอยู่กับเงื่อนไขหลายประการ เช่น ชนิดของ  
ตัวกลาง รูปทรงของแหล่งกำเนิด ส่วนประกอบภายในตัวกลาง พลังงานของแกมมา  
ระยะห่าง เป็นต้น

สำหรับแหล่งกำเนิดที่เป็นลักษณะจุดที่ให้รังสีเท่ากันทุกทิศทาง (point  
isotropic source) ก็มีสมการในการคำนวณหลายสมการ (15)

ก. จากการประมาณเชิงเส้นให้ขึ้นอยู่กับ 1 พารามิเตอร์

$$B(E_0, Z, r) = 1 + \alpha \mu_0 r \quad (2.4.4)$$

เมื่อ  $\mu_0$  เป็นสัมประสิทธิ์การลด (attenuation coefficient)

$\mu_e$  เป็นสัมประสิทธิ์การดูดซับพลังงานของอากาศ (energy absorption coefficient)

$$\alpha = (\mu_0 - \mu_e) / \mu_e \quad (2.4.5)$$

ข. เป็นการคำนวณที่ขึ้นอยู่กับ 2 พารามิเตอร์

$$B(E_0, Z, r) = 1 + \mu_{0r} e^{b\mu_{0r}} \quad (2.4.6)$$

ค. เป็นการคำนวณที่ขึ้นอยู่กับ 1 หรือ 3 พารามิเตอร์

$$B(E_0, Z, r) = e^{\mu_{0r} (br + 1)} \quad (2.4.7)$$

สำหรับความหนาแน่น

$$B(E_0, Z, r) = e^{\mu_{0r} (ar^2 + br + C)} \quad (2.4.8)$$

เมื่อ Z เป็นเลขอะตอมของตัวกลาง

r เป็นระยะระหว่างเครื่องตรวจวัดและแหล่งกำเนิด

$E_0$  เป็นพลังงานของโฟตอนของแหล่งกำเนิด

b เป็นค่าสัมประสิทธิ์ของโพลิโนเมียล

นอกจากนี้ยังมีวิธีคำนวณอีกหลายวิธีตามความเหมาะสมกับเงื่อนไขของปัญหา