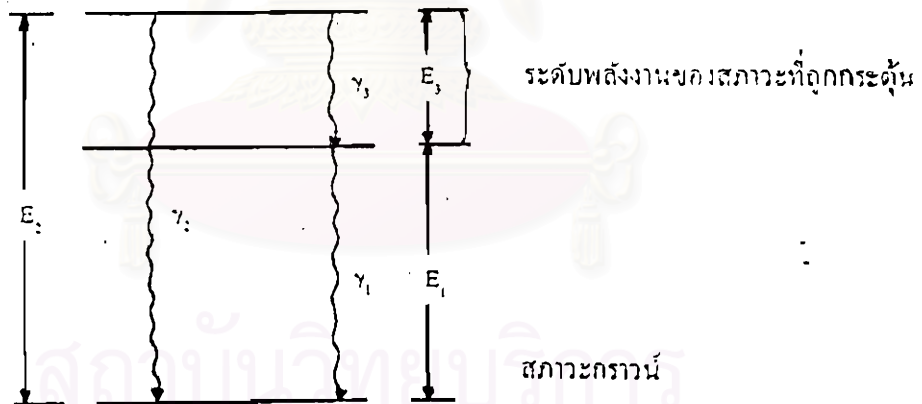


## บทที่ 2

### อันตรกิริยาระหว่างรังสีแกมมากับสสารและ เทคนิคดีฟเฟอเรนเชียลแกมมาเรย์สแกตเตอร์ริงสเปกโตรสโคปี

#### 2.1 รังสีแกมมา

รังสีแกมมาเป็นคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าพลังงานสูง ไม่มีประจุ เกิดจากการเปลี่ยนแปลงระดับพลังงานภายในนิวเคลียส โดยการเปลี่ยนจากระดับพลังงานที่อยู่ในสภาวะถูกกระตุ้น (excited state) มายังสภาวะพื้น (ground state) พลังงานของรังสีแกมมาจะเท่ากับผลต่างของระดับพลังงานที่เปลี่ยนแปลงไป ดังรูปที่ 2.1

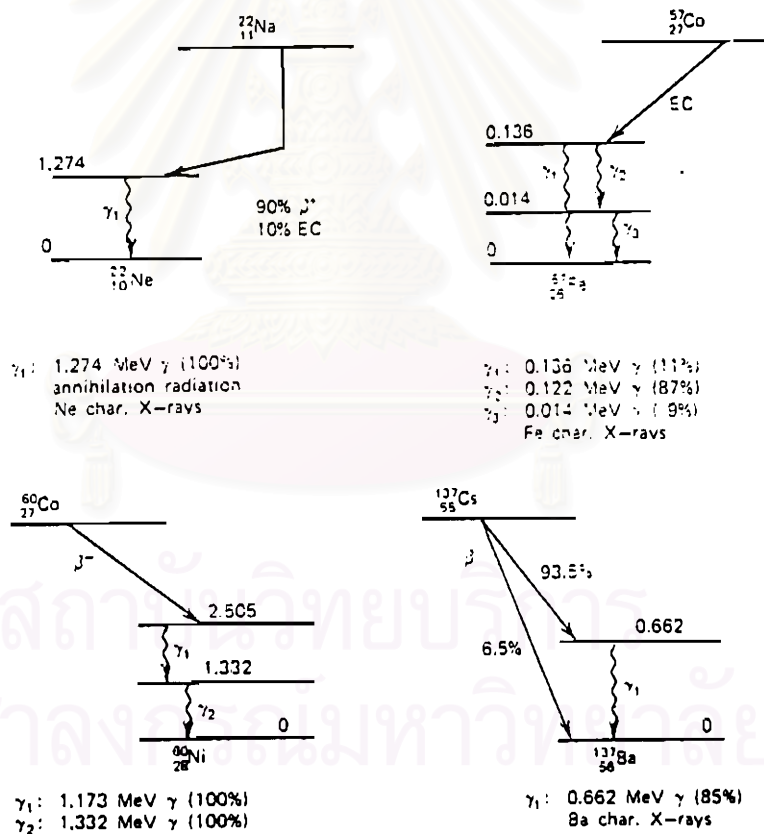


รูปที่ 2.1 แสดงการเปลี่ยนแปลงระดับพลังงานภายในนิวเคลียส

## 2.2 แหล่งกำเนิดรังสีแกมมา

### 2.2.1 รังสีแกมมาที่เกิดเนื่องจากการสลายตัวของสารกัมมันตรังสี

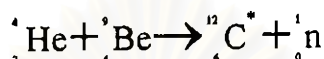
เมื่อสารกัมมันตรังสีสลายตัวปล่อยรังสีบีตา รังสีแอลฟา หรือการจับอิเล็กตรอน นิวไคลด์ลูกที่เกิดขึ้นมักจะอยู่ในสภาวะถูกกระตุ้นและเปลี่ยนระดับพลังงานโดยการเปลี่ยนระดับพลังงานมาสู่สภาวะพื้นโดยการปล่อยรังสีแกมมาออกมา อาจจะมีพลังงานเดียวหรือหลายพลังงานก็ได้ ต้นกำเนิดรังสีแกมมาที่นิยมใช้ในห้องปฏิบัติการทางรังสี เช่น Na-22, Co-57, Co-60, Cs-137 จะมีแผนผังการสลายตัว (decay scheme) ดังรูปที่ 2.2



รูปที่ 2.2 แผนผังการสลายตัวของต้นกำเนิดรังสีแกมมาบางชนิด [5]

## 2.2.2 รังสีแกมมาที่เกิดเนื่องจากปฏิกิริยานิวเคลียร์

การเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์บางปฏิกิริยา ผลิตภัณฑ์ที่ได้จะอยู่ในสภาวะกระตุ้น แล้วปล่อยรังสีแกมมาพลังงานสูงออกมา เช่น



ผลิตภัณฑ์ที่ได้คือ  ${}^{12}_6\text{C}^*$  ในสถานะกระตุ้น จึงปล่อยรังสีแกมมาพลังงาน 4.44 MeV ออกมา

## 2.3 อันตรกิริยาระหว่างรังสีแกมมากับสสาร

### 2.3.1 ปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์ (Photoelectric effect)

ปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์ เกิดจากรังสีแกมมาพลังงานต่ำแต่มากกว่าพลังงานยึดเหนี่ยวของอิเล็กตรอนในวงโคจร (orbital electron) เมื่อโฟตอนวิ่งเข้าชนอะตอมจะถ่ายเทพลังงานทั้งหมดให้กับอิเล็กตรอนในวงโคจร ทำให้อิเล็กตรอนหลุดออกจากอะตอมและพลังงานของอะตอมที่หลุดออกไปจะมีพลังงานคังสมการ (2.1)

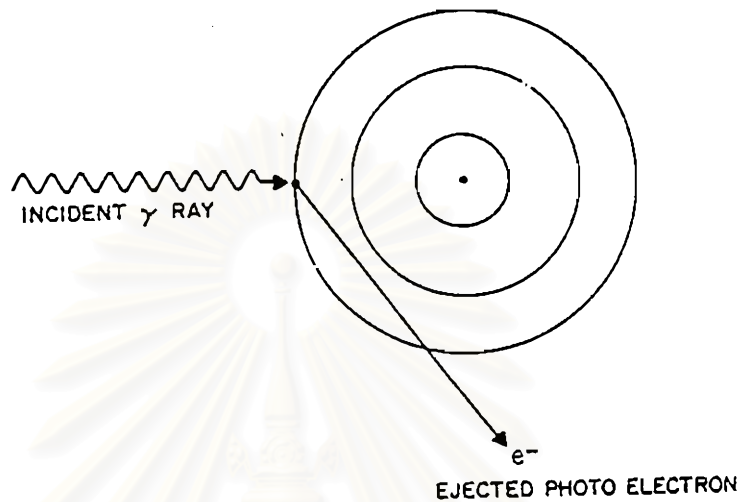
$$E_e = E_\gamma - E_b \quad \text{----- (2.1)}$$

เมื่อ

$E_e$  คือ พลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่หลุดออกจากอะตอม

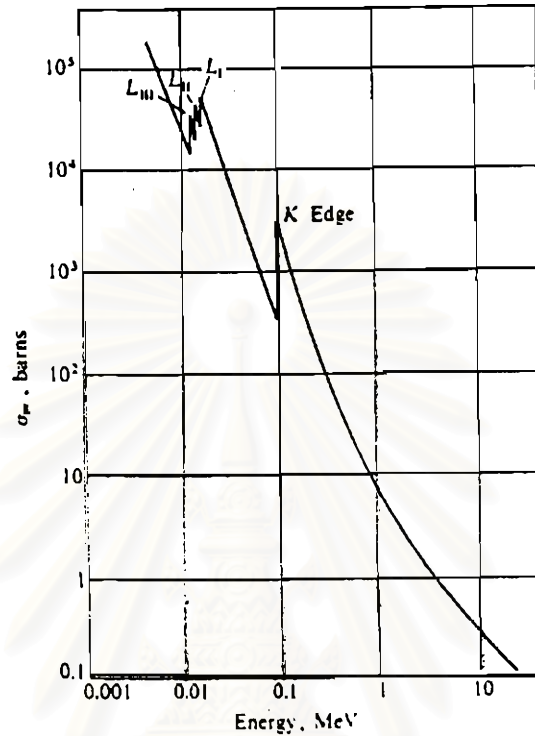
$E_\gamma$  คือ พลังงานของโฟตอนที่วิ่งเข้าชนอะตอม

$E_b$  คือ พลังงานยึดเหนี่ยวของอิเล็กตรอน



รูปที่ 2.3 แสดงการเกิดปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์

อิเล็กตรอนที่ส่งออกมาเรียกว่า โฟโตอิเล็กตรอน(photo electron) กระบวนการนี้โฟตอนจะเสียพลังงานทั้งหมดให้กับอิเล็กตรอนแล้วโฟโตอิเล็กตรอนจะเป็นตัวทำให้เกิดการแตกตัวเมื่อวิ่งผ่านอะตอมของสาร และเมื่อมีโฟโตอิเล็กตรอนหลุดออกจากอะตอมจะทำให้เกิดช่องว่างในอะตอมจะทำให้เกิดช่องว่างในอะตอม อิเล็กตรอนที่อยู่ชั้นนอกจะเลื่อนเข้ามาแทนตำแหน่งเดิมที่ว่างพร้อมกับปล่อยรังสีเอกซ์เฉพาะ (characteristic x-ray) ออกมา และอาจจะชนกับอิเล็กตรอนที่อยู่ในรอบนอกแล้วทำให้เกิดออเจอร์อิเล็กตรอน (Auger electron) ซึ่งมีพลังงานเท่ากับผลต่างระหว่างพลังงานของรังสีเอกซ์เฉพาะกับพลังงานยึดเหนี่ยวอิเล็กตรอนในวงโคจร เมื่อรังสีแกมมาพลังงานสูง โฟโตอิเล็กตรอนจะถูกผลักไปในทิศทางข้างหน้าในแนวเดียวกันกับทิศของรังสีแกมมาที่มาตกกระทบ แต่ถ้ามีพลังงานต่ำมักจะส่งอิเล็กตรอนในแนวทำมุมตั้งฉาก



รูปที่ 2.4 แสดงการดูดกลืนรังสีแกมมาของตะกั่วที่พลังงานต่างกัน [6]

จำนวนของการเกิดปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์ต่อตารางเซนติเมตร-วินาที เป็น  $IN\sigma_{po}$  เมื่อ  $I$  คือความเข้มของรังสีแกมมาที่มากกระทบกับสารที่มีความหนาแน่น  $N$  อะตอมต่อลูกบาศก์เซนติเมตร และ  $\sigma_{po}$  คือค่าภาคตัดขวางของการเกิดปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์ต่ออะตอม ซึ่งจะขึ้นอยู่กับพลังงานของรังสีแกมมา ( $E$ ) และค่าเลขอะตอม ( $Z$ ) ดังรูปที่ 2.4

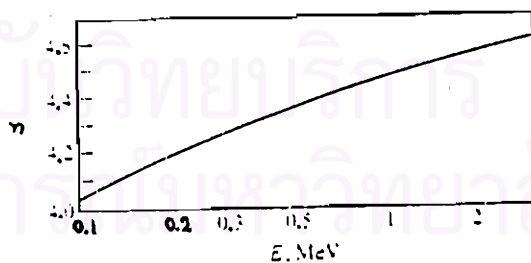
จากรูปที่ 2.4 ค่า  $\sigma_{po}$  ในกราฟมีความไม่ต่อเนื่อง (discontinuities) ในบางพลังงาน แสดงว่ามีการเปลี่ยนแปลงค่า  $\sigma_{po}$  อย่างรวดเร็ว บริเวณรอยหยักนี้เรียกว่า “ แอ็บซอร์พชันเอจ (absorption edge) ” ซึ่งบริเวณนี้จะเป็นบริเวณที่ค่าพลังงานของรังสีแกมมามีค่าเท่ากับพลัง

งานที่ใช้ในการทำให้อิเล็กตรอนหลุดออกจากอะตอมพอดี เนื่องจากอิเล็กตรอนในอะตอมแบ่งกันอยู่เป็นชั้นระดับพลังงานต่างๆ กันหลายชั้น แต่ละชั้นจึงมีค่าแอมพลิจูดของศักย์ต่างกันคือ ชั้น K, L, M, ... เป็นต้น อิเล็กตรอนที่อยู่ในชั้นระดับพลังงานต่ำ ( ใกล้นิวเคลียส ) จะหลุดออกจากอะตอมได้ยากกว่าอิเล็กตรอนที่อยู่ชั้นนอกที่มีระดับพลังงานสูงกว่า ดังนั้นค่าต้นทุนของการดูดกลืนของชั้น K จึงมีพลังงานสูงกว่าชั้น L สำหรับชั้น K มีพลังงานค่าเดียวเนื่องจากในชั้น K มีระดับพลังงานเดียว ส่วนชั้น Lจะมีระดับพลังงานย่อย 3 พลังงานจึงมียอดต้นทุนของการดูดกลืน 3 ค่าพลังงานที่ใกล้เคียงกัน

โอกาสของการเกิดปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์จะมากหรือน้อยขึ้นอยู่กับพลังงานของรังสีแกมมาและอะตอมของธาตุที่ถูกดูดกลืน ซึ่งจะมีค่าประมาณดังสมการ (2.2)

$$\tau_{pe} \cong \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \times \text{ค่าคงที่} \quad \text{----- (2.2)}$$

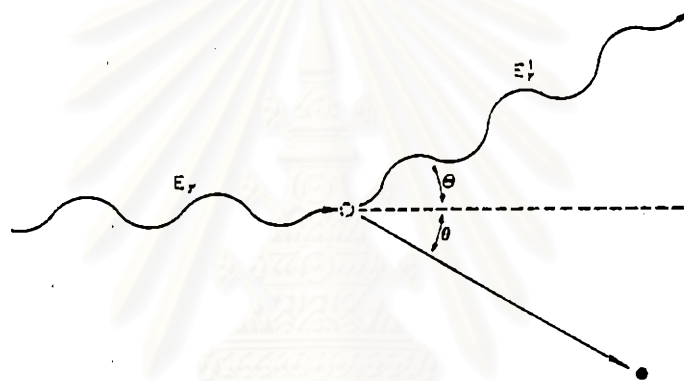
ซึ่ง n จะแปรเปลี่ยนค่าจาก 4 เมื่อรังสีแกมมามีพลังงานต่ำจนถึง 5 เมื่อมีพลังงานสูงขึ้นดังรูปที่ 2.5 จะเห็นได้ว่ากระบวนการเกิดปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์จะเกิดขึ้นได้มากเมื่อเลขอะตอมของตัวดูดกลืนสูงขึ้นแต่พลังงานของรังสีแกมมาลดลง ดังนั้นกระบวนการนี้จึงมีความสำคัญสำหรับรังสีแกมมาที่มีพลังงานน้อยกว่า 1 MeV และตัวดูดกลืนที่มีเลขอะตอมสูง



รูปที่ 2.5 แสดงค่าคงที่ n ที่แปรเปลี่ยนตามค่าพลังงานของรังสีแกมมา [6]

### 2.3.2 ปรากฏการณ์คอมป์ตันเอฟเฟกต์ (Compton effect) หรือการกระเจิงคอมป์ตัน (Compton scattering)

เมื่อรังสีแกมมาเข้าชนอะตอมของสารจะเกิดอันตรกิริยากับอิเล็กตรอนที่อยู่ในวงโคจร โฟตอนจะเสียพลังงานบางส่วนให้กับอิเล็กตรอนแล้วทำให้อิเล็กตรอนหลุดออกจากวงโคจร ส่วนโฟตอนก็จะกระเจิงทำมุม  $\theta$  กับแนวการเคลื่อนที่เดิมดังรูปที่ 2.6



รูปที่ 2.6 แสดงการเกิดปรากฏการณ์คอมป์ตันเอฟเฟกต์

จากรูป รังสีแกมมาที่วิ่งเข้าชนอะตอมจะมีพลังงาน  $h\nu$  และโมเมนตัม  $h\nu/c$  ตกกระทบกับอิเล็กตรอนที่มีมวลนิ่ง  $m_0$  อยู่กับที่ เราแยกการคำนวณออกเป็น 2 ส่วน คือก่อนการชนและภายหลังการชนกันแบบยืดหยุ่น โฟตอนที่กระเจิงออกมาเป็นมุม  $\theta$  มีพลังงาน  $h\nu'$  และโมเมนตัม  $h\nu'/c$  (ความเร็ว  $\nu'$  น้อยกว่า  $\nu$ ) จึงทำให้ความยาวคลื่น  $\lambda'$  มากกว่า  $\lambda$  พลังงานที่ลดลงไป  $(h\nu - h\nu')$  กลายเป็นพลังงานจลน์ ( $E_e$ ) ของอิเล็กตรอน ถ้ามวลของอิเล็กตรอนเคลื่อนที่เท่ากับ  $m$  เราจะได้

$$\begin{aligned}
 E_k &= mc^2 - m_0c^2 \\
 &= m_0c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad \text{---- (2.3)}
 \end{aligned}$$

เมื่อ  $\beta = v/c$  โดยที่  $v$  เป็นความเร็วของอิเล็กตรอน และโมเมนตัมของอิเล็กตรอน ( $p_e$ ) จะมีค่า

$$\begin{aligned}
 p_e &= m\beta c \\
 &= \frac{m_0\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{---- (2.4)}
 \end{aligned}$$

เราแยกโมเมนตัมออกเป็น 2 แนวแกน X และ Y และใช้กฎการคงตัวของโมเมนตัมและพลังงานทำให้ได้

$$\frac{hv}{c} = \frac{hv'}{c} \cos\theta + \frac{m_0\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos\phi \quad \text{---- (2.5)}$$

$$0 = \frac{hv'}{c} \sin\theta - \frac{m_0\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin\phi \quad \text{---- (2.6)}$$

$$hv = hv' + E_k$$

$$= hv' + m_0c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad \text{---- (2.7)}$$

เมื่อให้ค่าของมุม  $\phi$  คงที่ เราหาค่าของสมการได้

$$p_e c \cos\phi = hv - hv' \cos\theta \quad \text{---- (2.8)}$$



$$p_e c \sin \phi = h\nu' \sin \theta \quad \text{---- (2.9)}$$

ยกกำลังสองทั้งสองสมการแล้วนำมารวมกันได้

$$p_e^2 c^2 = (h\nu)^2 - 2(h\nu)(h\nu') \cos \theta + (h\nu')^2 \quad \text{---- (2.10)}$$

พลังงานรวมของอิเล็กตรอนมีค่า

$$E_e = E_k + m_0 c^2 \quad \text{---- (2.11)}$$

และจากทฤษฎีสัมพัทธภาพได้

$$E_e = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} \quad \text{----- (2.12)}$$

แทนค่าสมการ (2.12) ลงในสมการ (2.11) ได้

$$p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4 = (E_k + m_0 c^2)^2 \quad \text{---- (2.13)}$$

และแทนค่า  $E_k = h\nu - h\nu'$  จากสมการ (2.7) ได้

$$p_e^2 c^2 = (h\nu - h\nu')^2 + 2(h\nu - h\nu')m_0 c^2 \quad \text{---- (2.14)}$$

สมการ (2.10) และสมการ (2.14) เท่ากัน เราจะได้ว่า

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad \text{---- (2.15)}$$

เมื่อ  $\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2}$  ซึ่งเท่ากับพลังงานของโฟตอนที่ตกลงบนอิเล็กตรอนที่อยู่ในหน่วยของมวลนิ่งของอิเล็กตรอน ในทำนองเดียวกันเราสามารถหาค่าของพลังงานจลน์ได้

$$E_k = h\nu - h\nu'$$

$$= h\nu \left( 1 - \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)$$

$$= h\nu \left( \frac{\alpha(1 - \cos\theta)}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right) \quad \text{---- (2.16)}$$

$$\cos\theta = 1 - \frac{2}{(1 + \alpha)^2 \tan^2 \phi + 1} \quad \text{---- (2.17)}$$

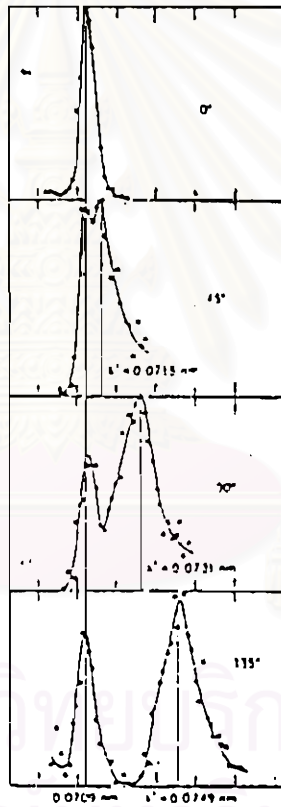
จากสมการ (2.15) เราเปลี่ยนความถี่คลื่นให้อยู่ในรูปความยาวคลื่นกลายเป็น

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\theta) \quad \text{---- (2.18)}$$

โฟตอนที่กระเจิงออกมามีความยาวคลื่นมากกว่าโฟตอนที่ตกกระทบกับอิเล็กตรอนและความยาวคลื่นที่เปลี่ยน ( $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ ) ไม่ขึ้นอยู่กับความยาวคลื่นที่ตกกระทบอิเล็กตรอน แต่จะขึ้นอยู่กับมุมกระเจิง  $\theta$  และมวลของอิเล็กตรอน  $m_0$  สำหรับค่า  $h/m_0c$  มีหน่วยเป็นความยาวเรียกว่า ความยาวคลื่นคอมพ์ตัน (Compton wavelength) เมื่อแทนค่า  $m_0$ ,  $h$  และ  $c$  แล้วจะได้  $h/m_0c = 0.02426 \text{ \AA}$  ดังนั้นจากสมการ (2.18) ได้

$$\Delta\lambda = 0.02426(1 - \cos\theta) \quad \text{A}^\circ \quad \text{---- (2.19)}$$

ที่  $\theta = 0^\circ$  ความยาวคลื่นของรังสีแกมมาไม่เปลี่ยนแปลง ส่วนที่มุม  $\theta = 90^\circ$  ความยาวคลื่นของรังสีแกมมาเปลี่ยนไป  $\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c} = 0.02426 \text{ \AA}$  และที่มุม  $\theta = 180^\circ$  ทำให้ได้  $\Delta\lambda = 2 \times 0.02426 = 0.4852 \text{ \AA}$  ผลการทดลองหาค่าความเข้มรังสีแกมมาที่กระเจิงเป็นฟังก์ชันของความยาวคลื่นนั้นแสดงดังรูปที่ 2.7 จากกราฟจะเห็นว่าความเข้มของรังสีและความยาวคลื่นของรังสีที่เพิ่มขึ้นตามค่ามุมกระเจิง

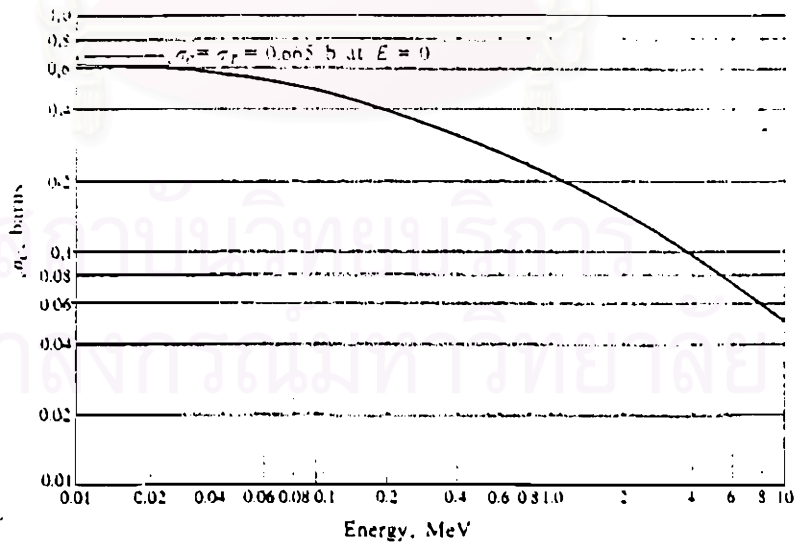


รูปที่ 2.7 แสดงความเข้มของรังสีแกมมาที่เกิดจากการกระเจิงคอมพ์ตัน โดยมีความยาวคลื่นที่เปลี่ยนแปลงไปตามมุมการกระเจิงต่างๆ

เราสามารถคำนวณหาค่าพลังงานของโฟตอนที่ตกกระทบกับอิเล็กตรอนได้ โดยใช้สมการ (2.16) จากการวัดพลังงานของอิเล็กตรอนซึ่งมีค่าสูงสุดที่มุมกระเจิง  $180^\circ$  จาก

$$E_{k(max)} = hv \left( \frac{2\alpha}{1+2\alpha} \right) = hv \frac{2hv/m_0c^2}{1+2hv/m_0c^2} \quad \text{---- (2.20)}$$

เมื่อเราวัดพลังงานของ  $E_{k(max)}$  ได้ เราแทนค่าและคำนวณหาพลังงานของโฟตอนที่ตกบนอิเล็กตรอนได้ เนื่องจากปรากฏการณ์คอมป์ตันเกิดขึ้นเนื่องจากอันตรกิริยาระหว่างโฟตอนกับอิเล็กตรอนในอะตอม ดังนั้นค่าภาคตัดขวางของการเกิดปรากฏการณ์คอมป์ตันจึงเป็นค่าภาคตัดขวางการกระเจิงคอมป์ตันต่ออิเล็กตรอน ( $\sigma_c$ ) และค่าภาคตัดขวางนี้จะลดลงเมื่อพลังงานของโฟตอนเพิ่มขึ้นจากที่สูงสุด 0.665 บาร์น ที่พลังงาน 0 MeV ซึ่งเรียกว่า ภาคตัดขวางทอมป์สัน (Thomson cross section,  $\sigma_T$ ) ดังแสดงในรูป (2.8) จะเห็นว่าที่  $E \gg E_0$  ค่า  $\sigma_c$  จะประมาณ  $E^{-1}$



รูปที่ 2.8 แสดงค่าภาคตัดขวางของการกระเจิงคอมป์ตันที่ขึ้นกับพลังงานรังสีแกมมา [6]

ค่าภาคตัดขวางจุลภาคของการกระเจิงที่กระเจิงเป็นมุมต่างๆ สามารถคำนวณหาได้จากสูตรของ Klein-Nishina ดังสมการ

$$d\sigma/d\Omega = (r_0^2/2)(E^2/E_0^2)(E/E_0 + E_0/E_1 - \sin^2\theta) \quad \text{---- (2.21)}$$

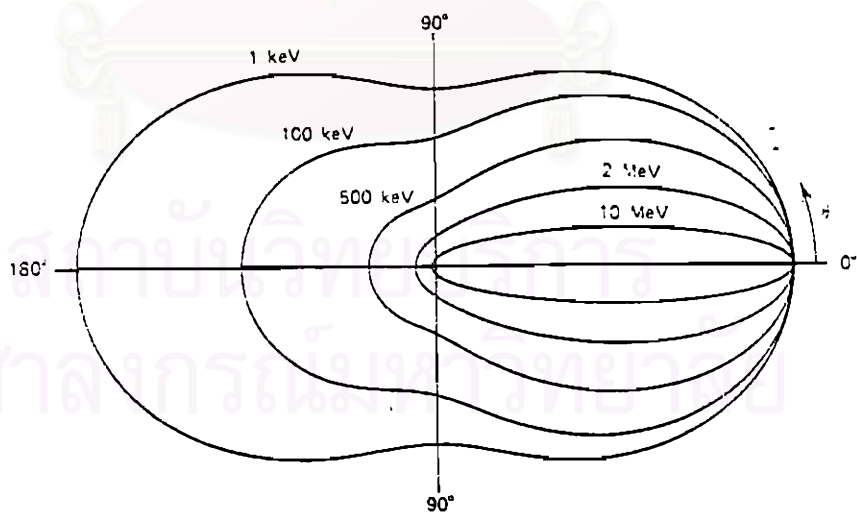
เมื่อ

$$r_0 = \text{classical electron radius} = 2.82 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

$$\alpha = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} = \frac{662 \text{ keV}}{511 \text{ keV}} = 1.29 \quad \text{สำหรับ Cs-137}$$

$\theta$  = มุมกระเจิง

ค่าภาคตัดขวางของการกระเจิงจากโฟตอนระดับพลังงานต่างๆ ได้แสดงดังรูปที่ 2.9 จากสมการของ Klein-Nishina เมื่อพลังงานของรังสีตกกระทบยิ่งสูงมาก การกระเจิงส่วนใหญ่จะเป็นการกระเจิงไปข้างหน้า (forward scattering) และที่พลังงานต่ำๆ  $E \approx E_0$  สมการ (2.21) จะลดรูปเหลือเป็น  $(1 + \cos^2\theta)$  ซึ่งจะสมมาตรที่มุม  $90^\circ$



รูปที่ 2.9 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าภาคตัดขวางของ Klein-Nishina ที่กระเจิงเป็นมุม  $\theta$  จากรังสีแกมมาที่แต่ละพลังงาน [5]

และค่าภาคตัดขวางการกระเจิงคอมพ์ตันต่ออะตอม ( $\sigma_c$ ) จะขึ้นอยู่กับเลขอะตอมของตัวดูดกลืนดังสมการ

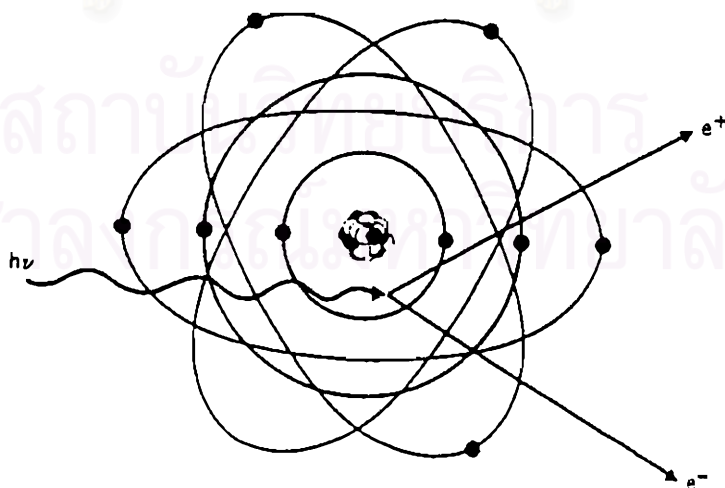
$$\sigma_c = Z_e \sigma_e \quad \text{----- (2.22)}$$

ดังนั้นโอกาสของการเกิดปรากฏการณ์คอมพ์ตันเอฟเฟกต์จึงขึ้นกับจำนวนอิเล็กตรอนที่อยู่ในอะตอมของตัวดูดกลืนและจะเกิดได้ดีกับสารที่มี  $Z$  สูง และจะลดลงเมื่อพลังงานของสูงขึ้น จึงอาจจะประมาณโอกาสของการเกิดปรากฏการณ์คอมพ์ตันเอฟเฟกต์ได้ว่า

$$\tau_c \cong \frac{Z}{E} \quad \text{----- (2.23)}$$

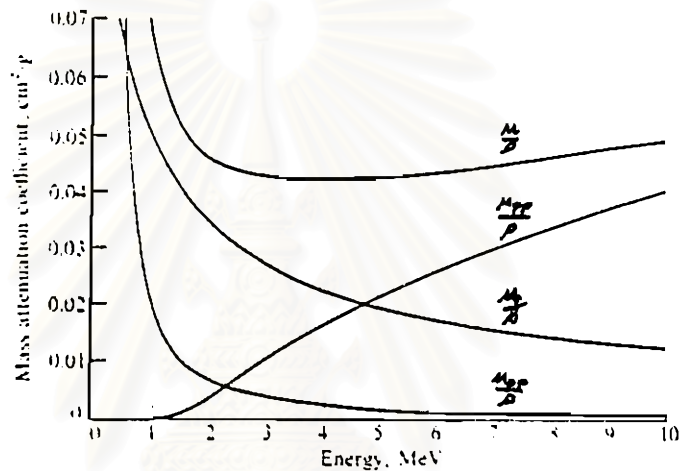
ข้อแตกต่างระหว่างปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์และปรากฏการณ์คอมพ์ตันเอฟเฟกต์ก็คือ ปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์เป็นการดูดกลืนโฟตอนทั้งหมดที่ตกกระทบกับอิเล็กตรอน. แต่ในกระบวนการเกิดปรากฏการณ์คอมพ์ตันเอฟเฟกต์นั้นเพียงแต่ลดขนาดพลังงานเดิมของโฟตอน เกิดโฟตอนใหม่ที่มีพลังงานลดลงและอิเล็กตรอนที่มีพลังงานค่านึง หลังจากการเกิดคอมพ์ตันแล้วโฟตอนที่มีพลังงานต่ำลงก็อาจจะทำอันตรกิริยากับอิเล็กตรอนตัวอื่นทำให้เกิดปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์ได้อีก

### 2.2.3 แพร่โพดำกชัน ( Pair production )



รูปที่ 2.10 แสดงการเกิดแพร่โพดำกชัน

แฟร์ไอโรดักชันเป็นแบบหนึ่งของกระบวนการดูดกลืนโฟตอน เกิดขึ้นเมื่อโฟตอนมีพลังงานอย่างน้อย 1.022 MeV และจะเกิดมากขึ้นเมื่อโฟตอนมีพลังงานสูงขึ้น ดังนั้นสัมประสิทธิ์การลดทอนเชิงมวลของการเกิดแฟร์ไอโรดักชันจะแสดงดังรูปที่ 2.11



รูปที่ 2.11 แสดงค่าสัมประสิทธิ์การลดทอนเชิงมวลของตะกั่ว ที่ขึ้นกับพลังงานของรังสีแกมมา [6]

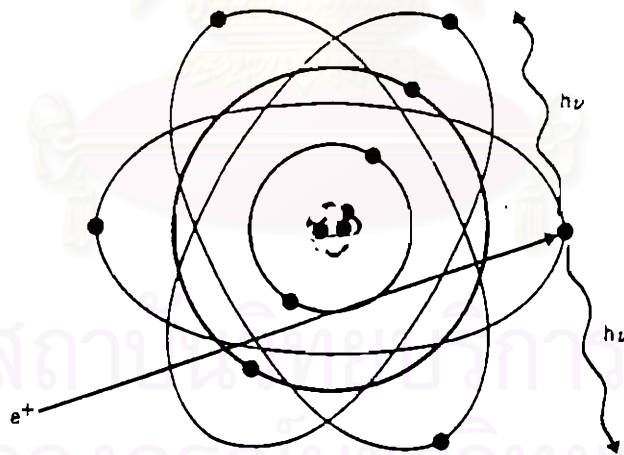
เมื่อโฟตอนซึ่งเข้ามาในสนามไฟฟ้าของอิเล็กตรอนในอะตอม โฟตอนจะหายไปโดยใช้พลังงานไปใช้ในการสร้างโพสิตรอน-อิเล็กตรอนขึ้นมาคู่หนึ่ง เป็นการกระทำระหว่างโฟตอนกับสนามนิวเคลียร์ ถ้าโฟตอนมีพลังงานมากกว่า 1.022 MeV จะกลายเป็นพลังงานของโพสิตรอนและอิเล็กตรอน มีบางส่วนเท่านั้นที่จะให้กับนิวเคลียสดังสมการ

$$h\nu = e^+ + e^- + 2E_k \quad \text{----- (2.24)}$$

เมื่อค่า  $2E_k$  คือพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนและโพสิตรอน ซึ่งจะสูญเสียพลังงานโดยการแตกตัว เมื่อโพสิตรอนมีพลังงานต่ำลงจะรวมตัวกับอิเล็กตรอนเกิดเป็น 2 โฟตอน เรียกว่า ปฏิกิริยาการแอนนิลิลชัน (annihilation )



โฟตอนที่เกิดขึ้นมาจากมวลของโพสิตรอนและอิเล็กตรอน แต่อนุภาคจะมีพลังงาน 0.511 MeV ดังนั้นแต่ละโฟตอนจึงมีพลังงาน 0.511 MeV และวิ่งไปในทิศทางตรงกันข้าม ดังรูปที่ 2.12



รูปที่ 2.12 แสดงการเกิด annihilation เนื่องจากการรวมตัวระหว่างโพสิตรอนและอิเล็กตรอน



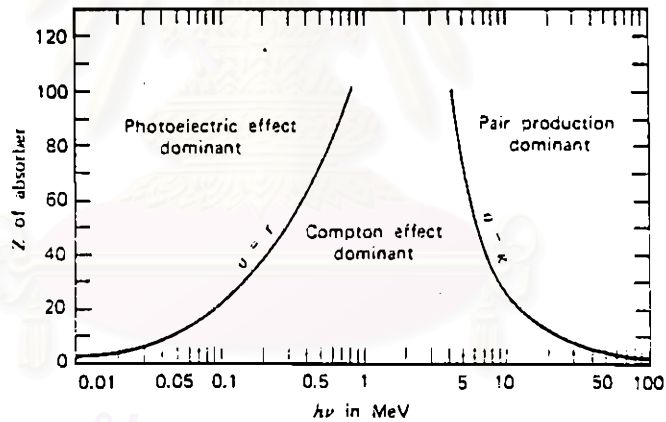
ค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืนเชิงมวลของการเกิดเพอร์โพรดิชันจะเพิ่มขึ้นเมื่อพลังงานของรังสีแกมมาสูงขึ้นและมากกว่า 1.022 MeV ดังรูป (2.11) และจะเกิดขึ้นได้มากเมื่อ  $Z$  มีค่าสูงขึ้น โดย  $\sigma_{pp}$  จะเป็นสัดส่วนกับ  $Z$  คือ

$$\sigma_{pp} \approx Z^2 \quad \text{---- (2.26)}$$

ดังนั้นโอกาสของการเกิดเพอร์โพรดิชันจะประมาณได้ว่า

$$\tau_{pp} \cong Z^2(E - 1.02) \quad \text{----- (2.27)}$$

จะเปรียบเทียบโอกาสของการเกิดอันตรกิริยาทั้ง 3 แบบ เมื่อพลังงานและเลขอะตอมต่างกันดังรูปที่ 2.13



รูปที่ 2.13 แสดงโอกาสของการเกิดอันตรกิริยาของรังสีแกมมา ที่พลังงานต่างกับกับสารที่มีเลขอะตอมต่างๆ [5]

สรุปได้ว่าที่พลังงานต่ำปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์จะมีโอกาสเกิดขึ้นได้มากที่สุดและจะลดลงเมื่อโฟตอนมีพลังงานสูงขึ้น ปรากฏการณ์คอมพ์ตันเอฟเฟกต์จะเกิดขึ้นได้มากเมื่อโฟตอนมีระดับพลังงานปานกลาง และเมื่อโฟตอนมีพลังงานสูงกว่า 1.022 MeV ก็จะเกิดเพอร์โพรดิชันและจะเกิดขึ้นได้มากเมื่อโฟตอนมีพลังงานสูงขึ้น

2.4 การดูดกลืนรังสีแกมมาเมื่อผ่านสาร ( The absorption of gamma-rays by matter )

การดูดกลืนรังสีเมื่อลำรังสีผ่านสาร ทำให้ความเข้มรังสีลดลง ถ้ากำหนดให้ลำรังสีแกมมามีความเข้ม I ตกกระทบบนแผ่นที่มีความหนา x ความเข้มของลำรังสีที่เปลี่ยนแปลงจะเป็นสัดส่วนกับความหนา ความเข้มของลำรังสี และคุณสมบัติของสารที่จะดูดกลืนพลังงานที่พลังงานนั้น จะเขียนได้ว่า

$$\begin{aligned}
 -dI &\propto I \\
 &\propto dI \\
 dI &= -\mu I dx \qquad \text{---- (2.28)}
 \end{aligned}$$

$\mu$  เรียกสัมประสิทธิ์ของการดูดกลืนเชิงเส้น ขึ้นกับค่าพลังงานของลำรังสี และชนิดของตัวดูดกลืน มีหน่วยเป็น  $\text{cm}^{-1}$  เมื่ออินทิเกรตสมการ (2.28) จะได้

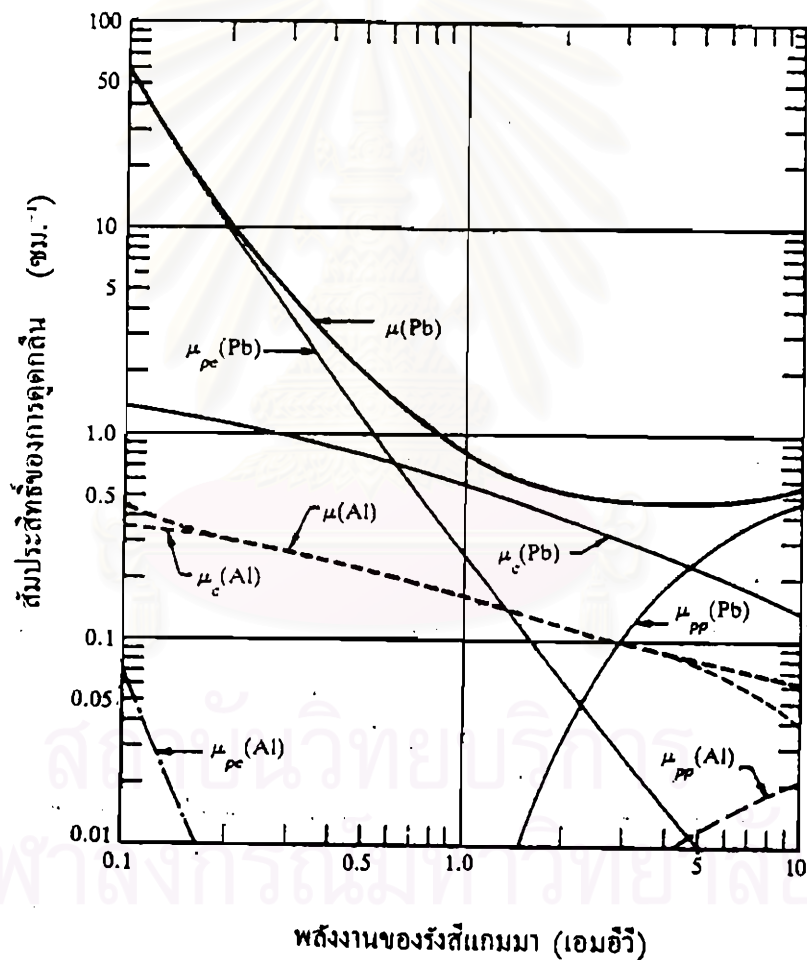
$$\int_{I_0}^I \frac{1}{I} dI = -\mu \int_0^x dx \qquad \text{----- (2.29)}$$

$$I = I_0 e^{-\mu x} \qquad \text{----- (2.30)}$$

จากสมการ (2.30) จะได้ค่า I เป็นค่าความเข้มรังสีที่ผ่านออกมาจากตัวดูดกลืนความหนา x และความเข้มรังสีเดิม  $I_0$  ถ้า  $\phi$  เป็นจำนวนโฟตอนต่อหน่วย l พื้นที่ต่อ l หน่วยเวลา และ hV เป็นพลังงานต่อโฟตอน ดังนั้น  $I_0 = \phi hV$  มีหน่วยเป็น  $\text{MeVcm}^{-1}\text{s}^{-1}$  ค่า  $\mu$  เป็นค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืนเชิงเส้นทั้งหมด (total attenuation coefficient) เนื่องจากอันตรกิริยาทั้ง 3 ชนิดคือ ปฏิกิริยาโฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์ ปฏิกิริยาคอมป์ตันเอฟเฟกต์และแฟร์โพรงค์ชัน ดังนั้นจะได้ว่า

$$\mu = N\sigma = \mu_{pe} + \mu_c + \mu_{pp} \qquad \text{----- (2.31)}$$

เมื่อ  $N$  คือ ความหนาแน่นอะตอม(atom density)  $\sigma$  คือ ภาคตัดขวางทั้งหมดต่ออะตอม  $\mu_{pc}$  คือสัมประสิทธิ์การดูดกลืนโฟโตอิเล็กตริกซึ่งจะมีค่าลดลงเมื่อโฟตอนมีพลังงานสูงขึ้น  $\mu_c$  คือสัมประสิทธิ์การดูดกลืนคอมพตันจะมีค่าลดลงเมื่อโฟตอนมีพลังงานสูงขึ้นเช่นกัน และ  $\mu_{pp}$  คือสัมประสิทธิ์การดูดกลืนแพร์โพรดักชันจะมีค่ามากขึ้นเมื่อโฟตอนมีพลังงานสูงขึ้นซึ่งค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืนเชิงเส้นที่สัมพันธ์กับรังสีแกมมาที่พลังงานต่างๆ กัน แสดงได้ดังรูปที่ 2.14



รูปที่ 2.14 แสดงค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืนเชิงเส้นเมื่อรังสีมีพลังงานต่างกัน [6]

สัมประสิทธิ์ของการดูดกลืนเชิงเส้นทั้งหมดของรังสีแกมมาสำหรับธาตุบางชนิดและคอนกรีตจะแสดงได้ดังตารางที่ 2.1

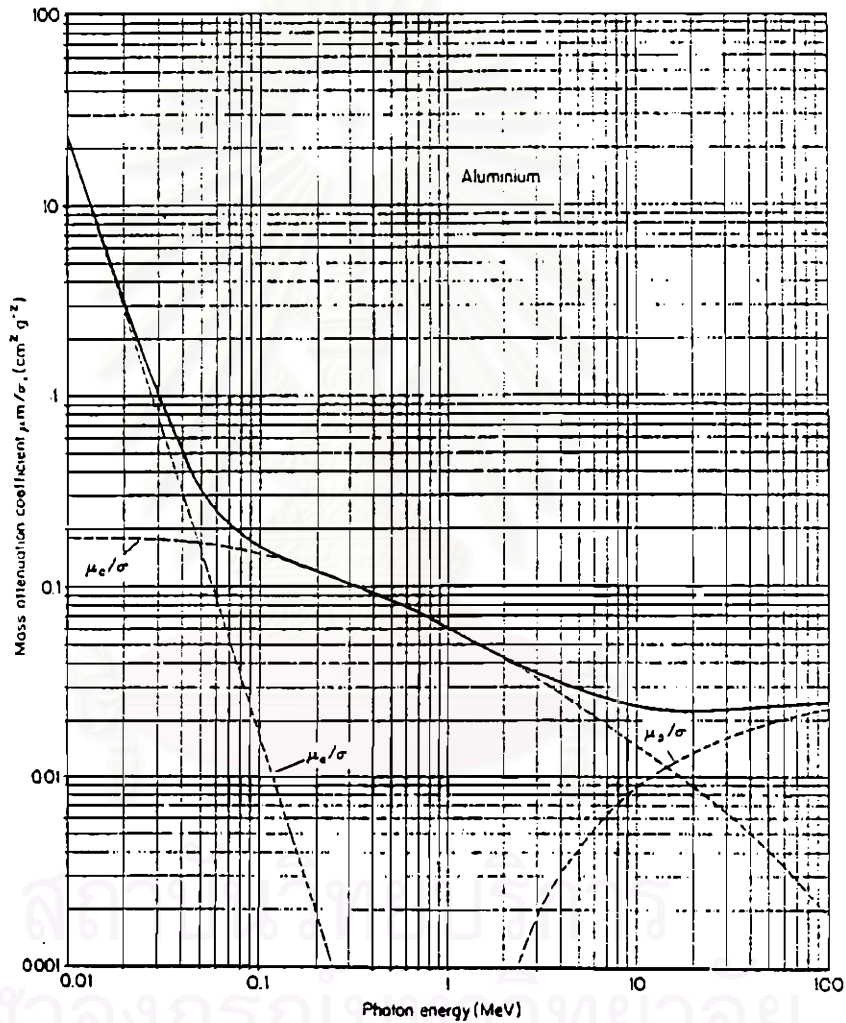
ตารางที่ 2.1 แสดงค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืนเชิงเส้นในหน่วย  $\text{cm}^{-1}$  สำหรับธาตุบางชนิดและคอนกรีต [2]

พลังงาน (MeV)	น้ำ	คอนกรีตความหนาแน่น 2.35 $\text{g/cm}^3$	อะลูมิเนียม	เหล็ก	ตะกั่ว
0.5	0.0966	0.204	0.227	0.651	1.640
1.0	0.0706	0.149	0.166	0.468	0.776
1.5	0.0575	0.121	0.135	0.381	0.581
2.0	0.0493	0.105	0.117	0.333	0.518
3.0	0.0396	0.0853	0.0953	0.284	0.477
4.0	0.0339	0.0745	0.0837	0.259	0.476
5.0	0.0301	0.0674	0.0761	0.246	0.483
8.0	0.0240	0.0571	0.0651	0.232	0.520
10.0	0.0219	0.0538	0.0618	0.231	0.544

ค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืนเชิงมวล  $\mu_m$  (mass attenuation coefficient) คือ อัตราส่วนระหว่างค่าสัมประสิทธิ์เชิงเส้นกับความหนาแน่นของสารที่ใช้ดูดกลืน ซึ่งจะมีหน่วยเป็น  $\text{cm}^2/\text{g}$  และจะเขียนได้ดังสมการ

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu_{pe}}{\rho} + \frac{\mu_c}{\rho} + \frac{\mu_{np}}{\rho} \quad \text{----- (2-32)}$$

ค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืนเชิงมวลในอะลูมิเนียมเมื่อรังสีแกมมามีพลังงานต่างๆ กันจะแสดงได้ดังรูปที่ 2.15 และค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืนที่ขึ้นกับมวล ( $\mu_m$ ) สำหรับธาตุต่างๆ กันในหน่วย  $\text{cm}^2/\text{g}$  จะแสดงได้ดังตารางที่ 2.2



รูปที่ 2.15 แสดงค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืนเชิงมวลของอะลูมิเนียมเมื่อรังสีแกมมามีพลังงานต่างกัน [1]

ตารางที่ 2.2 แสดงค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืนที่ขึ้นกับมวล ( $\mu_m$ ) สำหรับธาตุต่างๆ กันในหน่วย  $\text{cm}^2/\text{g}$  [2]

The mass attenuation coefficient ( $\mu/\rho$ ) for several materials, in  $\text{cm}^2/\text{g}^*\dagger$

Material	Gamma-ray energy, MeV																	
	0.1	0.15	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.8	1.0	1.25	1.5	2	3	4	5	6	8	10
H	.295	.265	.243	.212	.189	.173	.160	.140	.126	.113	.103	.0876	.0691	.0579	.0502	.0446	.0371	.0321
Be	.132	.119	.109	.0945	.0847	.0773	.0715	.0628	.0565	.0504	.0459	.0394	.0313	.0266	.0234	.0211	.0180	.0161
C	.149	.134	.122	.106	.0953	.0870	.0805	.0707	.0636	.0568	.0518	.0444	.0356	.0304	.0270	.0245	.0213	.0194
N	.150	.134	.123	.106	.0955	.0869	.0805	.0707	.0636	.0568	.0517	.0445	.0357	.0306	.0273	.0249	.0218	.0200
O	.151	.134	.123	.107	.0953	.0870	.0806	.0708	.0636	.0568	.0518	.0445	.0359	.0309	.0276	.0254	.0224	.0206
Na	.151	.130	.118	.102	.0912	.0833	.0770	.0676	.0608	.0546	.0496	.0427	.0348	.0303	.0274	.0254	.0229	.0215
Mg	.160	.135	.122	.106	.0944	.0860	.0795	.0699	.0627	.0560	.0512	.0442	.0360	.0315	.0286	.0266	.0242	.0228
Al	.161	.134	.120	.103	.0922	.0840	.0777	.0683	.0614	.0548	.0500	.0432	.0353	.0310	.0282	.0264	.0241	.0229
Si	.172	.139	.125	.107	.0954	.0869	.0802	.0706	.0635	.0567	.0517	.0447	.0367	.0323	.0296	.0277	.0254	.0243
P	.174	.137	.122	.104	.0928	.0846	.0780	.0685	.0617	.0551	.0502	.0436	.0358	.0316	.0290	.0273	.0252	.0242
S	.188	.144	.127	.108	.0958	.0874	.0806	.0707	.0635	.0568	.0519	.0448	.0371	.0328	.0302	.0284	.0266	.0255
Ar	.188	.135	.117	.0977	.0867	.0790	.0730	.0638	.0573	.0512	.0468	.0407	.0338	.0301	.0279	.0266	.0248	.0241
K	.215	.149	.127	.106	.0938	.0852	.0786	.0689	.0618	.0552	.0505	.0438	.0365	.0327	.0305	.0289	.0274	.0267
Ca	.238	.158	.132	.109	.0966	.0876	.0809	.0708	.0634	.0566	.0518	.0461	.0376	.0338	.0316	.0302	.0285	.0280
Fe	.344	.183	.138	.106	.0919	.0828	.0762	.0664	.0595	.0531	.0485	.0424	.0361	.0330	.0313	.0304	.0295	.0294
Cu	.427	.206	.147	.108	.0916	.0820	.0761	.0654	.0585	.0521	.0476	.0418	.0357	.0330	.0316	.0309	.0303	.0305
Mo	1.03	.389	.225	.130	.0998	.0851	.0761	.0648	.0575	.0510	.0467	.0414	.0365	.0349	.0344	.0344	.0349	.0359
Sn	1.58	.563	.303	.153	.109	.0886	.0776	.0647	.0568	.0501	.0459	.0408	.0367	.0355	.0355	.0358	.0368	.0383
I	1.83	.648	.339	.165	.114	.0913	.0792	.0653	.0571	.0502	.0460	.0409	.0370	.0360	.0361	.0365	.0377	.0394
W	4.21	1.44	.708	.293	.174	.125	.101	.0763	.0640	.0544	.0492	.0437	.0405	.0402	.0409	.0418	.0438	.0465
Pt	4.75	1.64	.795	.324	.191	.135	.107	.0800	.0659	.0554	.0501	.0445	.0414	.0411	.0418	.0427	.0448	.0477
Tl	5.16	1.80	.866	.346	.204	.143	.112	.0824	.0676	.0563	.0508	.0452	.0420	.0416	.0423	.0433	.0464	.0484
Pb	5.29	1.84	.896	.356	.208	.145	.114	.0836	.0684	.0569	.0512	.0457	.0421	.0420	.0426	.0436	.0459	.0489
U	10.60	2.42	1.17	.452	.269	.178	.136	.0952	.0757	.0616	.0548	.0484	.0445	.0440	.0446	.0455	.0479	.0511
Air	.161	.134	.123	.106	.0953	.0868	.0804	.0706	.0636	.0567	.0517	.0445	.0357	.0307	.0274	.0250	.0220	.0202
NaI	1.57	.568	.305	.165	.111	.0901	.0789	.0657	.0577	.0508	.0465	.0412	.0367	.0351	.0347	.0354	.0366	
H <sub>2</sub> O	.167	.149	.136	.118	.106	.0966	.0896	.0786	.0706	.0630	.0575	.0493	.0396	.0339	.0301	.0276	.0240	.0219
Concrete	.169	.139	.124	.107	.0954	.0870	.0804	.0706	.0635	.0567	.0517	.0445	.0363	.0317	.0287	.0268	.0243	.0229
Tissue	.163	.144	.132	.115	.100	.0936	.0867	.0761	.0683	.0600	.0556	.0478	.0384	.0329	.0292	.0267	.0233	.0212

\* From L. T. Templin, editor, *Reactor Physics Constants*, ANL-5800, 2nd ed., 1963; based on G. W. Grodzstein National Bureau of Standards circular 583, 1957.

† Nominal densities of the elements are given in Table II.3. For air at 1 atm and 0°C,  $\rho = 1.293 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ ;  $\rho(\text{NaI}) = 3.67 \text{ g/cm}^3$ ,  $\rho(\text{tissue}) = (\text{H}_2\text{O}) = 1 \text{ g/cm}^3$ ;  $\rho(\text{concrete}) = 2.25\text{--}2.40 \text{ g/cm}^3$ .

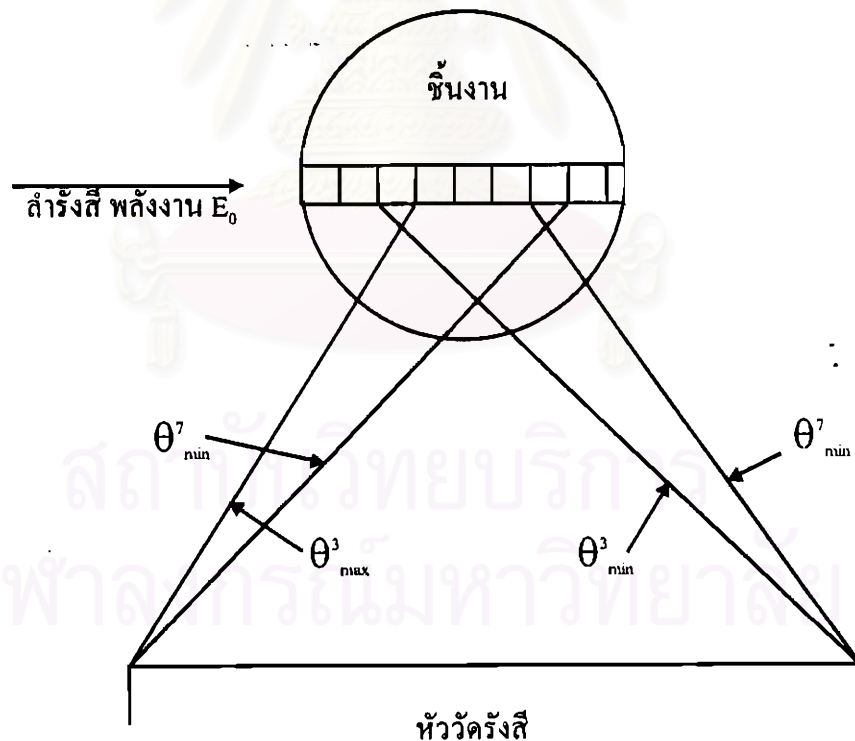
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

## 2.5 เทคนิคดิฟเฟอเรนเชียลเกมมาเรย์สแกตเตอร์ริงสเปกโตรสโคปี [3]

หลักการของเทคนิคดิฟเฟอเรนเชียลเกมมาเรย์สแกตเตอร์ริงสเปกโตรสโคปี อาศัยการวัดการกระจายพลังงานของคอมพ้อมันตันสแกตเตอร์ริงที่กระเจิงจากชิ้นวัสดุเข้าสู่หัววัดรังสี ซึ่งพลังงานที่กระเจิงที่มุม  $\theta$  เมื่อพลังงานของรังสีเกมมาที่มาตกกระทบวัสดุเท่ากับ  $E_0$  จะเป็นดังสมการ

$$E = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{511}(1 - \cos \theta)} \quad \text{----- (2.33)}$$

ถ้าแบ่งภายในชิ้นวัสดุเป็นส่วนเล็กๆ เท่าๆ กันในแนวที่ลำรังสีผ่าน รังสีที่ผ่านเข้ามาตกกระทบแต่ละตำแหน่งในชิ้นวัสดุจะกระเจิงเข้าสู่หัววัดรังสีด้วยมุมที่ไม่เท่ากันตั้งแต่มุม  $\theta$  ต่ำสุดจนถึงมุม  $\theta$  สูงสุด ดังรูปที่ 2.16



รูปที่ 2.16 การกระเจิงของรังสีเกมมาที่ตกกระทบกับแต่ละตำแหน่ง  
ในชิ้นวัสดุแล้วเข้าสู่หัววัดรังสีด้วยมุม  $\theta$  ต่ำสุดจนถึงมุม  $\theta$  สูงสุด



คอมพ์ตันสแกตเตอริงสเปกตรัมที่ได้จากตำแหน่งที่ 3 และตำแหน่งที่ 7 จะแตกต่างกัน เนื่องจากช่วงของมุมที่กระเจิงไม่เท่ากัน ทำให้พลังงานของสเปกตรัมที่ได้ไม่เท่ากัน ดังสมการ (2.33) โดยที่คอมพ์ตันสแกตเตอริงที่ตำแหน่งที่ 3 จะมีพลังงานสูงกว่าตำแหน่งที่ 7 เพราะมีช่วงมุม  $\theta$  ต่ำสุดถึงมุม  $\theta$  สูงสุดต่ำกว่า ถ้ารังสีแกมมาตกกระทบกับวัสดุครั้งแรกแล้ว กระเจิงเข้าสู่หัววัดทันที จำนวนโฟตอนที่กระเจิงเข้าสู่หัววัดรังสีที่มุม  $\theta$  จะเป็นดังสมการ (2.34)

$$N(\theta)d\theta = I_0 A_0 \frac{\rho N_0 Z_n}{M} \sigma(\theta) \sin \theta d\theta \delta\phi dz \quad \text{----- (2.34)}$$

เมื่อ

$I_0$  = จำนวนโฟตอนในลำรังสีที่ตกกระทบบนวัสดุ ( photon/cm-s)

$A_0$  = พื้นที่ลำรังสี (  $\text{cm}^2$  )

$Z_n$  = จำนวนอิเล็กตรอนต่ออะตอมในวัสดุ

$N_0$  = เลขอะโวกาโดร

$M$  = น้ำหนักโมเลกุลของวัสดุ ( g/mol )

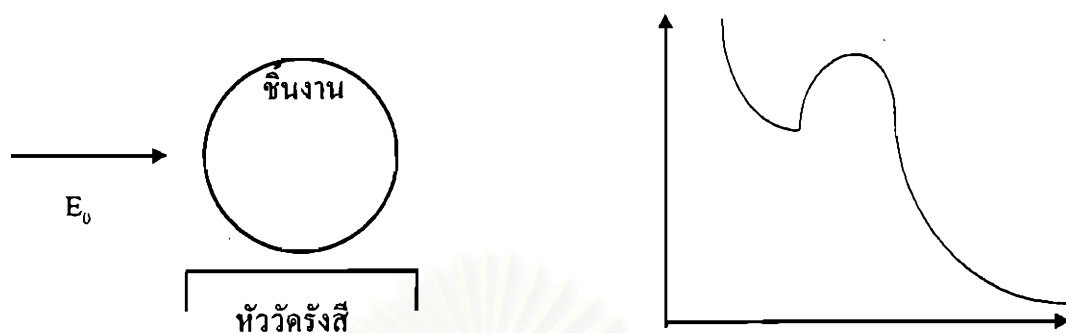
$\rho$  = ความหนาแน่นของวัสดุ (  $\text{g/cm}^3$  )

$\sigma(\theta)$  = ค่าภาคตัดขวางจุลภาคของการกระเจิงรังสีที่มุม  $\theta$  ต่ออิเล็กตรอน (  $\text{cm}^2$  )

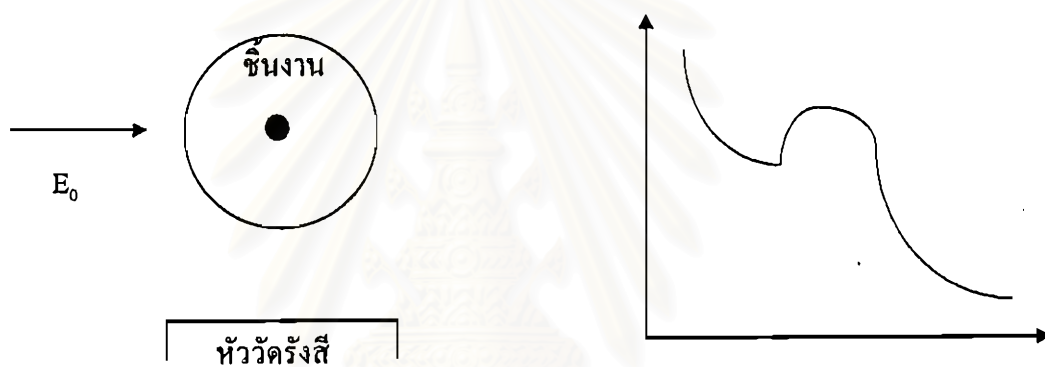
$\delta\phi$  = มุมอะซิมุท

เนื่องจากความหนาแน่นภายในชั้นวัสดุที่มีและไม่มีรอยบกพร่องแตกต่างกัน คอมพ์ตันสแกตเตอริงสเปกตรัมที่วัดได้จึงมีความเข้มรังสีไม่เท่ากัน เมื่อนำคอมพ์ตันสแกตเตอริงสเปกตรัมที่วัดได้จากชั้นวัสดุที่มีรอยบกพร่องภายในมาลบออกจากสเปกตรัมที่ได้จากชั้นวัสดุมาตรฐานที่ไม่มีรอยบกพร่องภายใน ซึ่งชั้นวัสดุมาตรฐานและวัสดุตัวอย่างจะเหมือนกันทุกอย่างยกเว้นรอยบกพร่องภายในชั้นวัสดุ คิฟเฟอร์เรนเชิลสเปกตรัมที่ได้จะเหมือนสเปกตรัมที่ได้จากรังสีแกมมาที่กระเจิงจากรอยบกพร่องภายในชั้นวัสดุเท่านั้นดังรูปที่ 3.17

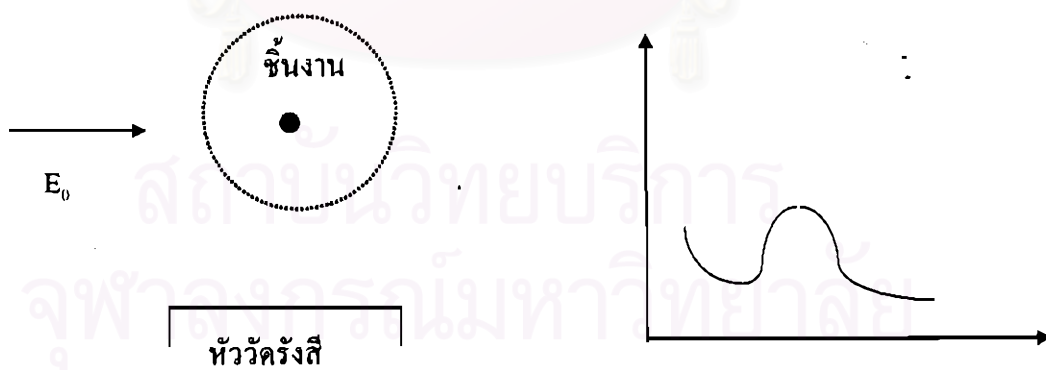




a. คอมพิวเตอร์สแกตเตอร์ริงสเปกตรัมจากชั้นงานที่ไม่มีรอยบกพร่อง



b. คอมพิวเตอร์สแกตเตอร์ริงสเปกตรัมจากชั้นงานที่มีรอยบกพร่อง



c. คีฟเฟอร์เช็ลสเปกตรัม

รูปที่ 2.17 การสร้างคีฟเฟอร์เช็ลแกมมาเรย์สแกตเตอร์ริงสเปกตรัม

ถ้าวัดการกระจายพลังงานของรังสีที่กระเจิงจากชั้นวัสดุมาตรฐานแล้วเข้าสู่หัววัดรังสี โดยที่ความยาวของลำรังสีที่มากกระทบในชั้นวัสดุยาว  $D$  คอมพิวเตอร์สแกนเตอร์สเปกตรัมจะได้จากสมการ (2.35)

$$N_1(\theta)d\theta = \frac{I_0 A_0 Z_n N_0}{M} \int_0^D [\rho_r(z) e^{-\mu z} e^{-\mu' z'} \sigma(\theta) d\Omega] dz \quad \text{----- (2.35)}$$

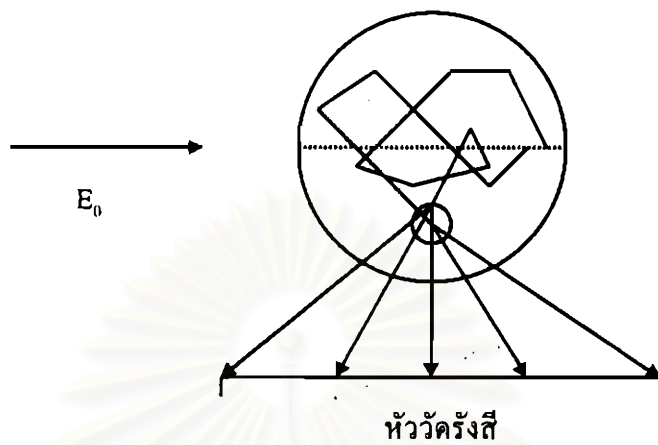
เมื่อ  $\mu$ ,  $z$  และ  $\mu'$ ,  $z'$  คือสัมประสิทธิ์ลดทอนและระยะทางที่รังสีเคลื่อนที่ในตัวกลางก่อนและหลังการกระเจิงตามลำดับ สำหรับคอมพิวเตอร์สเปกตรัมที่วัดได้จากชั้นวัสดุที่มีรอยบกพร่องภายในก็จะได้จากสมการ (2.36)

$$N_2(\theta)d\theta = \frac{I_0 A_0 Z_n N_0}{M} \int_0^D [\rho_k(z) e^{-\mu z} e^{-\mu' z'} \sigma(\theta) d\Omega] dz \quad \text{----- (2.36)}$$

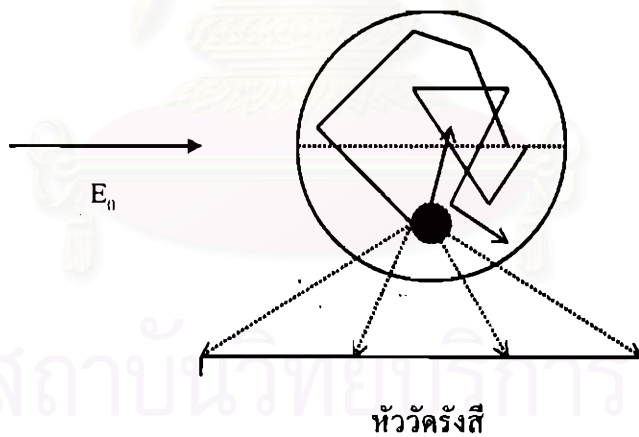
ดิฟเฟอเรนเชียลสเปกตรัมได้จากการนำสมการ (2.35) ลบ สมการ(2.36) ก็จะเป็นดังสมการ (2.37)

$$(N_1 - N_2)(\theta)d\theta = \frac{I_0 A_0 Z_n N_0}{M} [\delta\rho_k(z) e^{-\mu z} e^{-\mu' z'} \sigma(\theta) d\Omega dz] \quad \text{----- (2.37)}$$

ซึ่งดิฟเฟอเรนเชียลสเปกตรัมนี้ก็เปรียบเสมือนเป็นสเปกตรัมที่เกิดขึ้นเนื่องจากการกระเจิงของรังสีแกมมาภายในรอยบกพร่องเท่านั้น เมื่อขนาดและตำแหน่งของรอยบกพร่องแตกต่างกันจะทำให้ดิฟเฟอเรนเชียลสเปกตรัมแตกต่างกันด้วย ในกรณีที่รอยบกพร่องไม่อยู่ในแนวที่รังสีผ่านจะอาศัยการวัดคอมพิวเตอร์สแกนเตอร์สเปกตรัมที่เกิดจากการกระเจิงหลายๆ ครั้งภายในชั้นวัสดุก่อนเข้าสู่ หัววัดรังสี ถ้าพิจารณารอยบกพร่องที่อยู่ระหว่างแนวที่ลำรังสีผ่านกับหัววัดรังสีดังกล่าว (3.4a) และที่ไม่มีรอยบกพร่องดังรูปที่ 2.18



a. มีรอยขบกร่องอยู่ระหว่างแนวลำรังสีกับหัววัดรังสี



b. ไม่มีรอยขบกร่องอยู่ระหว่างแนวลำรังสีกับหัววัดรังสี

รูปที่ 2.18 แสดงการกระเจิงรังสีหลายครั้งก่อนเข้าสู่หัววัดรังสี

เมื่อรังสีแกมมาตกกระทบภายในชิ้นงานจะเกิดการกระเจิงหลายครั้งภายในชิ้นวัสดุ ถ้ามีรอยบกพร่องภายในชิ้นวัสดุจำนวนครั้งของการกระเจิงจะลดน้อยลงที่ตำแหน่งนั้นและถ้ารอยบกพร่องอยู่ในระหว่างแนวที่ลำรังสีผ่านกับหัววัดรังสี โฟตอนพลังงานสูงที่มากกระทบกับรอยบกพร่องจะผ่านเข้าสู่หัววัดรังสีได้โดยไม่เกิดการกระเจิงอีก แต่ในชิ้นวัสดุที่ไม่มีรอยบกพร่องจะเกิดการกระเจิงตรงตำแหน่งนั้นอีก จำนวนโฟตอนที่เข้าสู่หัววัดรังสีจากวัสดุที่มีรอยบกพร่องจะสูงกว่า ดังนั้นดิฟเฟอเรนเชียลสเปกตรัมที่ได้จะมีลักษณะเป็นลบที่พลังงานสูงและเป็นบวกที่พลังงานต่ำ เนื่องจากที่พลังงานสูงโฟตอนเมื่อผ่านรอยบกพร่องแล้วผ่านเข้าสู่หัววัดรังสีทันทีแต่ที่พลังงานต่ำจะเกิดการกระเจิงได้อีก แต่ถ้ามีรอยบกพร่องอยู่ในด้านตรงข้ามกับหัววัดรังสีจะต้องอาศัยการวัดพลังงานจากการกระเจิงหลายๆ ครั้งภายในวัสดุเท่านั้น เมื่อมีรอยบกพร่องจำนวนครั้งของการกระเจิงภายในจะน้อยกว่า ดิฟเฟอเรนเชียลสเปกตรัมที่ได้จะมีค่าเป็นบวกทุกช่วงพลังงาน

ดังนั้นเทคนิคดิฟเฟอเรนเชียลแกมมาเรย์สแกดเดอร์สเปกโตรสโคปี สามารถที่จะนำมาใช้ในการตรวจสอบหารอยบกพร่องภายในชิ้นวัสดุ โดยสามารถบอกขนาดและตำแหน่งของรอยบกพร่องภายในชิ้นวัสดุได้



สถาบันวิทยบริการ  
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย