

บทที่ 2

อนุภาคแอลฟา



2.1 อนุภาคแอลฟา

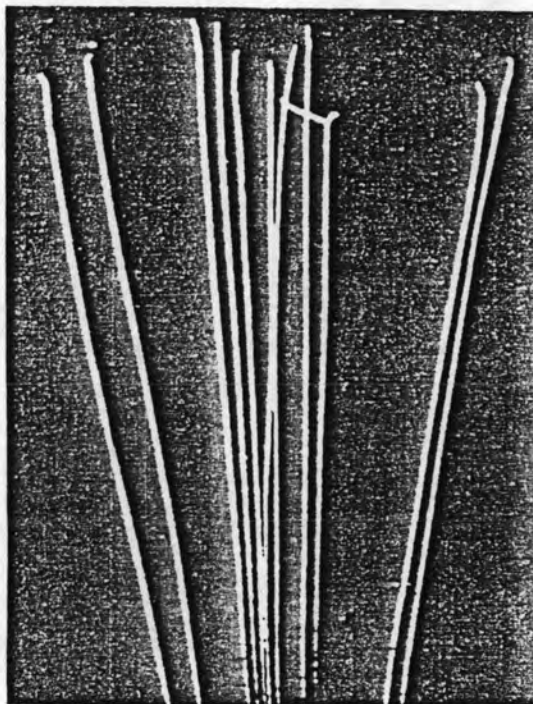
2.1.1 คุณสมบัติของอนุภาคแอลฟา

ในปี ค.ศ. 1896 อังรี เบคเคอเรล (Henri Becquerel) ได้ค้นพบปรากฏการณ์ของกัมมันตภาพรังสีโดยบังเอิญ เมื่อตรวจสอบอย่างละเอียดรอบคอบแล้ว ทำให้ค้นพบรังสีอีกสองชนิดคือ รังสีเบตา (beta ray) และรังสีแอลฟา (alpha ray)

อนุภาคแอลฟาคือนิวเคลียสของฮีเลียมที่มีพลังงานจลน์ต่าง ๆ กัน ตามแต่นิวเคลียสที่ปลดปล่อยอนุภาคแอลฟาออกมา รัทเทอร์ฟอร์ด (Rutherford) และรอยดส์ (Royds) ได้แสดงให้เห็นว่าอนุภาคแอลฟาเป็นนิวเคลียสของฮีเลียม ซึ่งประกอบด้วย นิวตรอนและโปรตอนอย่างละสองตัว โดยการรวบรวมก๊าซเรดอนไว้ในหลอดแก้วที่มีขั้วไฟฟ้า ภายหลังจากที่ปล่อยให้ก๊าซเรดอนสลายตัวแล้ว จึงปล่อยให้กระแสไฟฟ้าแรงสูงเข้าไปที่ขั้วไฟฟ้า ทำให้เกิดการคายประจุ (discharge) ในหลอดแก้วจะได้สเปกตรัมของฮีเลียมเกิดขึ้น

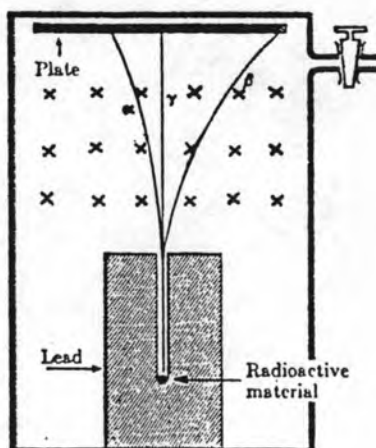
จากการตรวจสอบรูปถ่ายของคลาวด์แชมเบอร์ (Cloud-chamber) จะได้คุณสมบัติของอนุภาคแอลฟาดังนี้

1. อนุภาคแอลฟามีพิสัย (range) เท่ากันทั้งหมดในก๊าซหนึ่ง ๆ
2. อนุภาคแอลฟามีทางเดิน เป็น เส้นตรง
3. อนุภาคแอลฟามางตัวจะมีทางเดินกระจัดกระจายไปตอนใกล้ปลายทาง
4. อนุภาคแอลฟาเป็นส่วนน้อยที่มีทางเดินกระจัดกระจายตรงช่วงใกล้ ๆ กับแหล่งกำเนิด



รูปที่ 2.1⁽⁷⁾ ภาพทางเดินของอนุภาคแอลฟาในคลาวด์แชมเบอร์

อนุภาคแอลฟามีอำนาจในการทะลุทะลวงต่ำ ใช้แผ่นวัสดุบาง ๆ เช่น แผ่นกระดาษก็สามารถกั้นอนุภาคแอลฟาได้ อนุภาคแอลฟาเบี่ยงเบนในสนามแม่เหล็กในทิศตรงกันข้ามกับอนุภาคเบตา แต่มีประจุเป็น 2 เท่าของอิเล็กตรอนคือ $+2e$ หรือ $+3.2 \times 10^{19}$ คูโลมบ์ อนุภาคแอลฟาที่สลายตัวจากธาตุกัมมันตรังสี ส่วนใหญ่มีพลังงานระหว่าง 4-10.5 MeV และมีพิสัยในอากาศ 2.5-11.5 เซนติเมตร



รูปที่ 2.2⁽¹⁷⁾ แสดงการเบี่ยงเบนรังสีแอลฟา รังสีเบตาและรังสีแกมมาในสนามแม่เหล็กที่มีทิศตั้งฉากพุ่งเข้าหากระดาษ

2.1.2 การสลายตัวให้อนุภาคแอลฟา

ในธรรมชาติทั่วไป อนุภาคแอลฟาส่วนใหญ่เกิดจากการสลายตัวของธาตุที่มีเลขอะตอมสูงกว่า 82 ขึ้นไป เช่น โทรอน-220 เรดอน -222 เรเดียม-226 ทอเรียม-232 โพโลเนียม-210 เป็นต้น เมื่อนิวเคลียสแผ่รังสีแอลฟาออกมาแล้วจะเปลี่ยนเป็นนิวเคลียสชนิดใหม่ ซึ่งมีเลขมวลลดลง 4 หน่วย และเลขอะตอมลดลง 2 หน่วย ดังสมการต่อไปนี้



เมื่อ ${}^A_Z P$ = นิวเคลียสที่เกิดการแผ่รังสี มีเลขมวลเท่ากับ A และเลขอะตอมเท่ากับ Z

${}^{A-4}_{Z-2} D$ = นิวเคลียสที่เกิดขึ้นหลังจากการแผ่รังสีแล้ว มีเลขมวลเท่ากับ A-4 และเลขอะตอมเท่ากับ Z-2

${}^4_2 \text{He}$ = อนุภาคแอลฟา

พลังงานที่ปล่อยออกมาจากการสลายตัวเรียกว่า "alpha-disintegration energy"

(Q) หาได้จากสมการ

$$Q = Q_\alpha \left(1 + \frac{m_\alpha}{m_D}\right) \quad (2.2) \quad (7)$$

เมื่อ m_D คือมวลของนิวเคลียสที่เกิดขึ้น

m_α คือมวลของอนุภาคแอลฟา

Q_α คือพลังงานจลน์ของอนุภาคแอลฟา

หรือถ้าทราบค่ามวลของ P, D และอนุภาคแอลฟา เราสามารถหาพลังงานฯ จากสมการ 2.3 ก็ได้

$$Q = (m_p - m_D - m_\alpha) c^2 \quad (2.3) \quad (9)$$

เมื่อ m_p = มวลของนิวเคลียสที่เกิดการสลายตัว

c = ความเร็วแสง

กำหนดให้ M_p = มวลของอะตอมที่เกิดการสลายตัว

$$= m_p + Zm_e$$

M_D = มวลของอะตอมที่เกิดขึ้นหลังการสลายตัวแล้ว

M_{He} = มวลของอะตอมฮีเลียม

$$= m_\alpha + 2m_e$$

$$Q = \left| \{M_p - Zm_e\} - \{M_D - (Z-2)m_e\} - \{M_{He} - 2m_e\} \right| c^2$$

$$= \{M_p - Zm_e - M_D + Zm_e - 2m_e - M_{He} + 2m_e\} c^2$$

$$Q = (M_p - M_D - M_{He}) c^2 \quad (2.4) \quad (9)$$

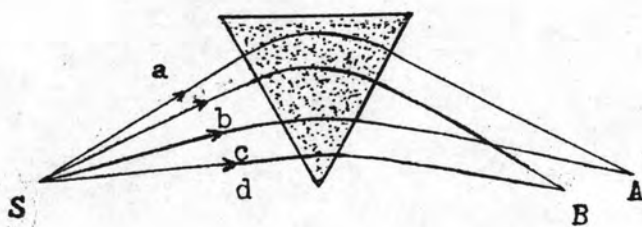
อนุภาคแอลฟาถูกส่งออกมาจากนิวเคลียสด้วยความเร็วสูงมาก ในกรณีของเรเดียม-226 อนุภาคแอลฟาที่ส่งออกมาจากนิวเคลียสของเรเดียม-226 จะมีความเร็ว 1.5×10^9 เซนติเมตรต่อวินาที ซึ่งเมื่อเปรียบเทียบกับโมเลกุลของก๊าซแล้ว ความเร็วของโมเลกุลของก๊าซจะต่ำกว่ามาก ในก๊าซฮีเลียมที่ 0°C จะมีความเร็วเฉลี่ยของโมเลกุลประมาณ $1/10,000$ เท่าของอนุภาคแอลฟา หรือเท่ากับ 1.3×10^5 เซนติเมตรต่อวินาที จากสูตรการหาพลังงานจลน์

$$E = \frac{1}{2} mv^2 \quad (2.5)$$

- เมื่อ E = พลังงานจลน์ของอนุภาคมีหน่วยเป็น เอิร์ก
 m = มวลของอนุภาคมีหน่วยเป็นกรัม
 v = ความเร็วของอนุภาคมีหน่วยเป็น เซ็นติ เมตรต่อวินาที

จะเห็นได้ว่า พลังงานจลน์ของอนุภาคแอลฟามีค่าสูงกว่าของอะตอมของฮีเลียมธรรมดา มาก คืออนุภาคแอลฟาจากเรเดียม-226 จะมีพลังงานจลน์ 7.56×10^{-6} เอิร์ก หรือ 4.777 MeV ($1\text{eV} = 1.6020 \times 10^{-12}$ erg) พลังงานของอนุภาคแอลฟาขึ้นอยู่กับชนิดของธาตุหรือไอโซโทปที่ให้อนุภาคนั้น เช่น อนุภาคแอลฟาจากทอโลเนียม-212 เท่ากับ 8.780 MeV แต่ของทอเรียมเท่ากับ 4.007 MeV เท่านั้น ไอโซโทปจำนวนมากจะให้อนุภาคที่มีพลังงานมากกว่าหนึ่งค่า เช่นประมาณ 77 เปอร์เซ็นต์ของอนุภาคแอลฟาจากยูเรเนียม-238 มีพลังงานจลน์ 4.195 MeV แต่ 23 เปอร์เซ็นต์ มีพลังงานเพียง 4.147 MeV

เมื่อปล่อยให้อนุภาคแอลฟาที่มีพลังงานต่าง ๆ ผ่านสนามแม่เหล็ก มันจะถูกแยกออกให้เห็นได้ เนื่องจากทางเดินของอนุภาคที่มีความเร็วช้าจะโค้งมากกว่าทางเดินของอนุภาคที่มีความเร็วสูง เหมือนกับการแยกแสงออกเป็นสเปกตรัมต่าง ๆ ด้วยปริซึม



รูปที่ 2.3⁽⁶⁾ แสดงการใช้สนามแม่เหล็กแยกอนุภาคพลังงานต่าง ๆ กัน อนุภาค a มีพลังงานสูงกว่าอนุภาค b และหักเหน้อยกว่าอนุภาค b เส้นสนามแม่เหล็กในรูปสามเหลี่ยมมีทิศตั้งฉากพุ่งออกจากหน้ากระดาษ

ภายหลังการสลายตัวให้อนุภาคแอลฟา นิวไคลด์ที่เกิดขึ้นใหม่จะอยู่ในสภาวะเอกซ์ไซเคตสเตท (excited state) ต่าง ๆ จึงมีการส่งรังสีแกมมาออกมาเพื่อกลับสู่กราวด์สเตท

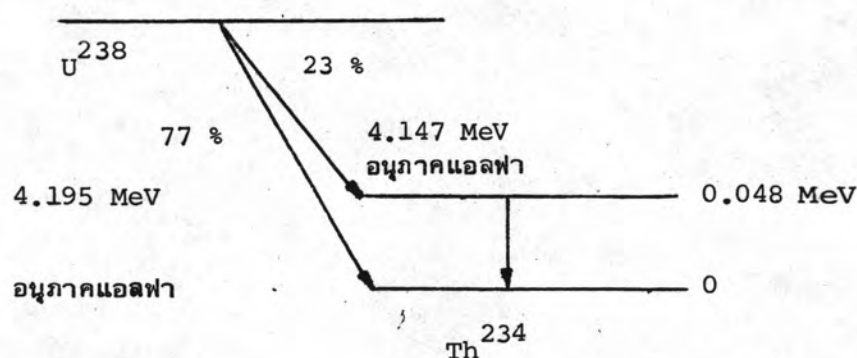
(ground state) นิวเคลียสที่อยู่ในสภาวะเอกซ์ไซเตสเดทเมื่อลดระดับพลังงานลงมาเป็นรูปของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าคือ รังสีแกมมา สามารถคำนวณหาพลังงานของรังสีแกมมาได้จากสมการที่ 2.6 และความยาวคลื่นของรังสีแกมมาได้จากสมการที่ 2.7

$$E = h\nu \quad (2.6)$$

- เมื่อ E คือพลังงานของรังสีแกมมา มีหน่วยเป็น เอิร์ก
 h คือค่าคงที่ของพลังค์ (Plank's constant) มีค่าเท่ากับ 6.62517×10^{-27} เอิร์กวินาที
 ν คือความถี่ของรังสีแกมมา มีหน่วยเป็นไซเคิลต่อวินาที

$$\lambda\nu = c \quad (2.7)$$

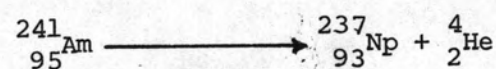
- เมื่อ λ คือความยาวคลื่นของรังสีแกมมา
 c คือความเร็วแสงที่ค่าเท่ากับ 2.997930×10^{10} เซนติ เมตรต่อวินาที



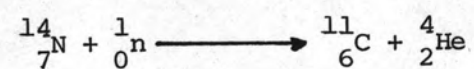
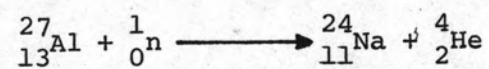
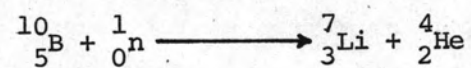
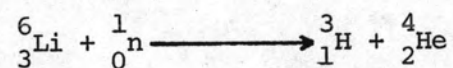
รูปที่ 2.4⁽¹¹⁾ แผนผังการสลายตัวให้อนุภาคแอลฟาของยูเรเนียม-238

ในรูปที่ 2.4 ยูเรเนียม-238 สลายตัวให้อนุภาคแอลฟาพลังงาน 4.147 MeV จะทำให้ทอเรียม-234 อยู่ในสภาวะเอกซ์ไซเตสเดทแล้วปลดปล่อยพลังงานออกมาในรูปรังสีแกมมาพลังงาน 0.048 MeV เป็นผลให้นิวเคลียสของทอเรียม-234 ที่อยู่เอกซ์ไซเตสเดทลงมามีอยู่ในระดับพลังงานต่ำสุดที่เรียกว่า กราวด์สเตท

ตัวอย่างของธาตุกัมมันตรังสีที่มีการสลายตัวให้อนุภาคแอลฟาได้แก่ เรดอน-222
เรเดียม-226 พอลอเนียม-210 และอмериเซียม-241

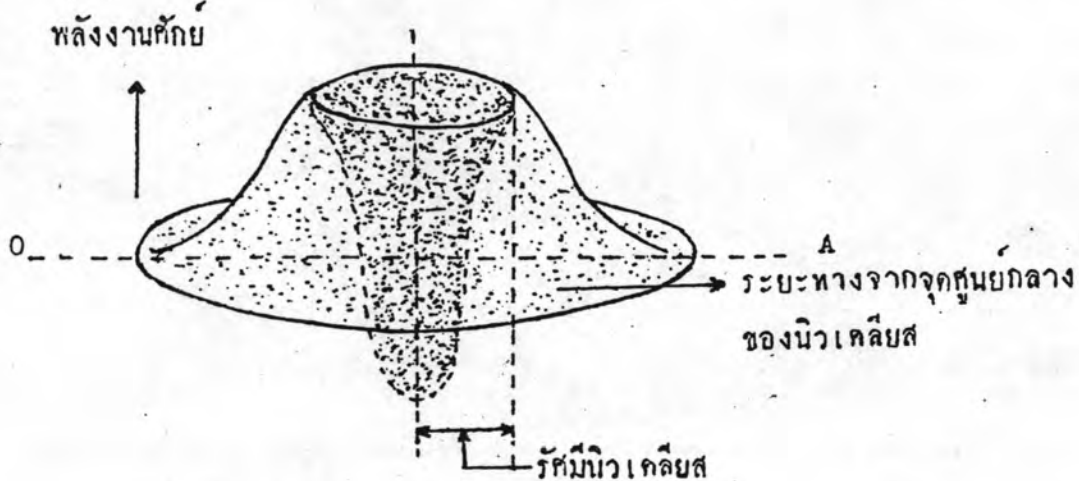


นอกจากนี้อนุภาคแอลฟายังเกิดจากปฏิกิริยานิวเคลียร์อื่น ๆ อีก เช่น ปฏิกิริยา (n,α)
ปฏิกิริยา (p,α) เป็นต้น ตัวอย่างเช่น



2.2 ทฤษฎีการส่งอนุภาคแอลฟา

การสลายตัวของอนุภาคแอลฟาสามารถอธิบายได้โดยทฤษฎีควอนตัมแบบคานิกส์ (Quantum mechanics) ในรูปที่ 2.5 แสดงให้เห็นว่านิวเคลียสทำหน้าที่เป็นบ่อศักดา โดยนิวเคลียสจะทำหน้าที่คล้ายปล่องภูเขาไฟ ซึ่งมีบ่อตรงกลางปล่องลึกลงไปจนถึงระดับพื้น OA ทิศที่ชี้ขึ้นจะแทนพลังงานศักย์ของอนุภาคที่มีประจุบวกที่กำลังเข้าไปใกล้นิวเคลียส เนื่องจากแรงคูลอมบ์ จะทำให้อนุภาคที่เข้ามาใกล้นิวเคลียสมีความเร็วช้าลง เป็นผลให้พลังงานจลน์พลังงานศักย์



รูปที่ 2.5 (6) นิวเคลียสทำหน้าที่เป็นบ่อศักดา

ลดลงแต่พลังงานศักย์เพิ่มขึ้น การที่อนุภาคจะเข้าไปในปล่องได้จะต้องมีพลังงานจลน์มากพอที่จะทำให้อนุภาคมีความสูงอย่างน้อยที่สุดเท่ากับริมปากปล่อง ในทำนองเดียวกันอนุภาคที่อยู่ภายในปล่องก็จะต้องมีพลังงานจลน์ที่ทำให้มันขึ้นไปอยู่พอดีกับขอบบ่อเช่นกัน ที่ขอบบ่อนี้จะเป็นจุดที่อนุภาคมีพลังงานศักย์มากที่สุด แต่มีพลังงานจลน์น้อยที่สุด ขอบบ่อนี้เราเรียกว่า "คูลอมบ์แบร์ริเออร์ (Coulomb barrier)" สำหรับนิวเคลียสจริง ๆ ความสูงของขอบบ่อนี้ขึ้นอยู่กับความแรงของแรงผลัkcูลอมบ์ (Coulomb repulsion) ซึ่งขึ้นอยู่กับประจุของนิวเคลียสและของอนุภาคที่เข้ามา ความสูง B ซึ่งมีหน่วยเป็นเอิร์กจะหาได้จากสมการ

$$B = \frac{Z_1 Z_2}{R} \quad (2,8) \quad (7,11,12,13,14)$$

เมื่อ Z_1 และ Z_2 เป็นประจุของอนุภาคและนิวเคลียสมีหน่วย e.s.u

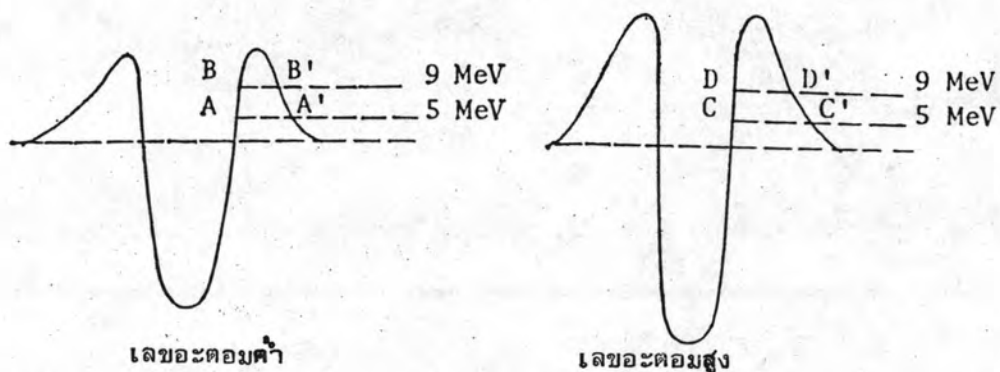
R เป็นรัศมีของนิวเคลียสมีหน่วย เซนติเมตร

สมมติว่าอนุภาคแอลฟานั้นมีอยู่แล้วในนิวเคลียส หรือนิวเคลียสสร้างขึ้นมาในขณะที่เกิดการสลายตัว พิจารณารูปที่ 2.7 ซึ่งแสดงบ่อศักย์และคูโลมบ์แบริเออร์สำหรับอนุภาคแอลฟาของนิวเคลียสยูเรเนียม-238 จากสมการ 2.8 คูโลมบ์แบริเออร์จะมีค่าเท่ากับ 20 MeV เมื่อ Z_1 และ Z_2 เท่ากับ 92 และ 2 โปรตอน ตามลำดับ ส่วนรัศมี R คำนวณได้จาก

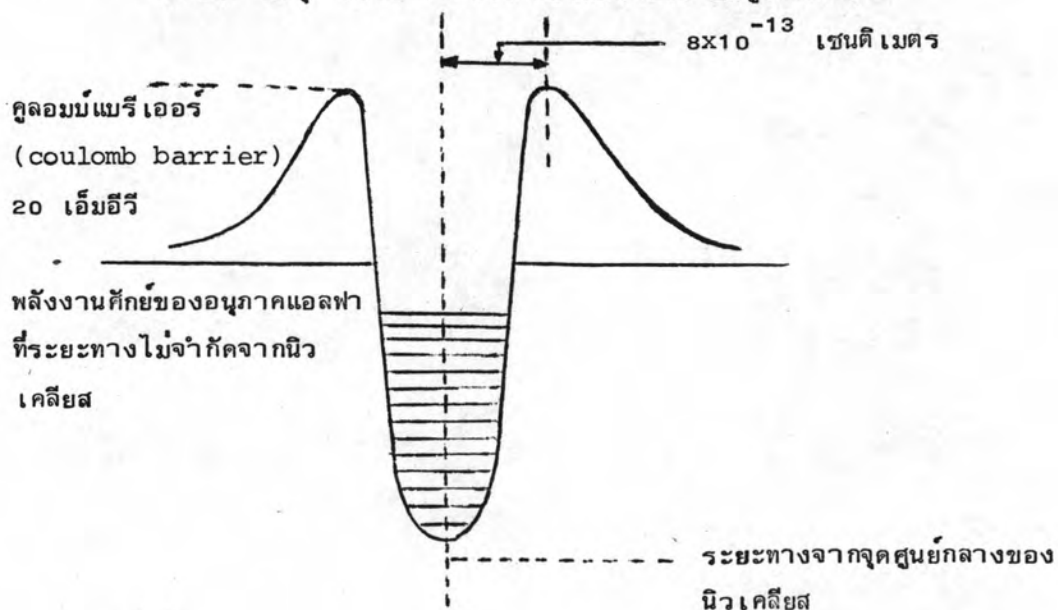
$$R = R_0 A^{1/3} \quad (2.9) \quad (7, 11, 12, 13, 14)$$

เมื่อ R_0 คือค่าคงที่

A คือเลขอะตอมของนิวเคลียส



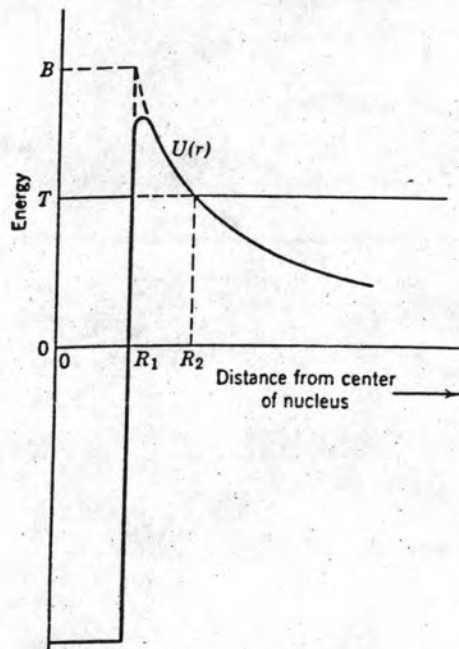
รูปที่ 2.6 แสดงความหนาของ "กำแพงคูโลมบ์" ที่อนุภาคที่มีพลังงาน 5 และ 9 MeV จะต้อง "ทะลุ" ออกมาจากนิวเคลียสที่มีเลขอะตอมสูงและต่ำ



รูปที่ 2.7 (6) บ่อศักย์และคูโลมบ์แบริเออร์สำหรับอนุภาคแอลฟาและยูเรเนียม-238

จะได้รัศมี R ของนิวเคลียสยูเรเนียม-238 ประมาณ 8×10^{-13} เซนติเมตร นำค่า Z_1, Z_2 และ R ไปแทนในสมการ 2.8 ปรากฏว่าได้ค่า B เท่ากับ 20 MeV นั้นหมายความว่าอนุภาคแอลฟาจะต้องมีพลังงานถึง 20 MeV จึงจะหลุดออกมาจากนิวเคลียสของยูเรเนียม-238 ได้ แต่ในความเป็นจริงแล้ว ไม่มีอนุภาคแอลฟาที่พลังงานมาก ๆ เช่นนั้นเลย พลังงานของอนุภาคแอลฟาที่พบส่วนใหญ่อยู่ในช่วง 4-9 MeV ดังนั้น จึงไม่อาจจะใช้ทฤษฎีทางกลศาสตร์ดั้งเดิมมาอธิบายได้ และในที่สุดก็ต้องใช้ทฤษฎีควอนตัมแมคคาณิกส์มาอธิบายข้อขัดข้องดังกล่าวข้างต้น

จากรูปที่ 2.8 แสดงพลังงานศักย์สำหรับนิวเคลียสและอนุภาคแอลฟา R_1 และ R_2 เป็นรัศมีจากนิวเคลียส $U(r)$ เป็นพลังงานศักย์ที่มีค่ามากกว่าพลังงานจลน์ทั้งหมด T เท่ากับพลังงานจลน์ของอนุภาคแอลฟาและรีคอยล์นิวเคลียส (recoil nucleus) จากสมการคลื่นชโรดิงเงอร์ ทำให้สามารถหาความน่าจะเป็น P สำหรับอนุภาคแอลฟามวล M_α ที่จะทะลุผ่านกำแพงศักย์ออกมาได้



รูปที่ 2.8⁽¹¹⁾ แสดงพลังงานศักย์สำหรับนิวเคลียส-อนุภาคแอลฟา

ซึ่งมีค่าเป็นไปได้น้อยมาก แต่ไม่เป็นศูนย์ โอกาสในการทะลุผ่านกำแพงศักย์นั้น จะมีค่าเพิ่มขึ้นหรือลดลงตามความสูงและความหนาของกำแพงศักย์ การที่อนุภาคแอลฟาสามารถทะลุผ่านกำแพงศักย์ออกมาได้ เราเรียกว่า ทันเนลเอฟเฟกต์ (tunnel effect) ค่าความน่าจะเป็นหาได้จากสมการที่ 2.10

$$P = \exp\left(-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2\mu} \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{U(r)-T} dr\right) \quad (2.10) \quad (11)$$

$$\text{เมื่อ } \mu = \frac{M_\alpha M_R}{M_\alpha + M_R}$$

ค่า λ (decay constant) หาได้จากความน่าจะเป็น P เมื่อ f คือความถี่ของอนุภาคแอลฟาชนกับกำแพงตุลอมบ์

$\frac{h}{\mu v}$ เป็นความยาวคลื่นเดอบอยล์ของอนุภาคแอลฟาที่มีความเร็ว v และโมเมนตัม μv ที่อยู่ในนิวเคลียสซึ่งมีค่าใกล้เคียงกับ R_1 ดังนั้น

$$\frac{h}{\mu v} \approx R_1 \quad \text{หรือ} \quad v \approx \frac{h}{\mu R_1}$$

$$f = \frac{v}{2R_1} \quad \text{หรือ} \quad f \approx \frac{h}{2\mu R_1^2}$$

จะได้ค่า decay constant ดังสมการ

$$\lambda \approx \frac{h}{2\mu R_1^2} \exp\left[-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2\mu} \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{U(r)-T} dr\right] \quad (2.11) \quad (11)$$

ในการนำอนุภาคแอลฟาประจุ Z เข้ามายังนิวเคลียสรัศมี R_1 จะใช้พลังงาน $U(r) = \frac{Zze^2}{r}$ เมื่อ $r > R_1$ แทนค่าใน 2.11 ทำการอินทิเกรตเทอม $\int_{R_1}^{R_2} \sqrt{U(r)-T} dr$

$$\text{Int.} = \int_{R_1}^{R_2} (Zze^2 - Tr)^{\frac{1}{2}} \frac{dr}{r^2} \quad (2.12)$$

แทนค่า $x = r^{\frac{1}{2}}$ และ $a^2 = Zze^2/T$ ลงในสมการ 2.12 จะได้เทอมอินทิเกรต
 อยู่ในรูป $2\sqrt{T} \int_{\sqrt{R_1}}^{\sqrt{R_2}} \frac{\sqrt{R_2}}{\sqrt{a^2 - x^2}} dx$ ซึ่งจะได้ว่า

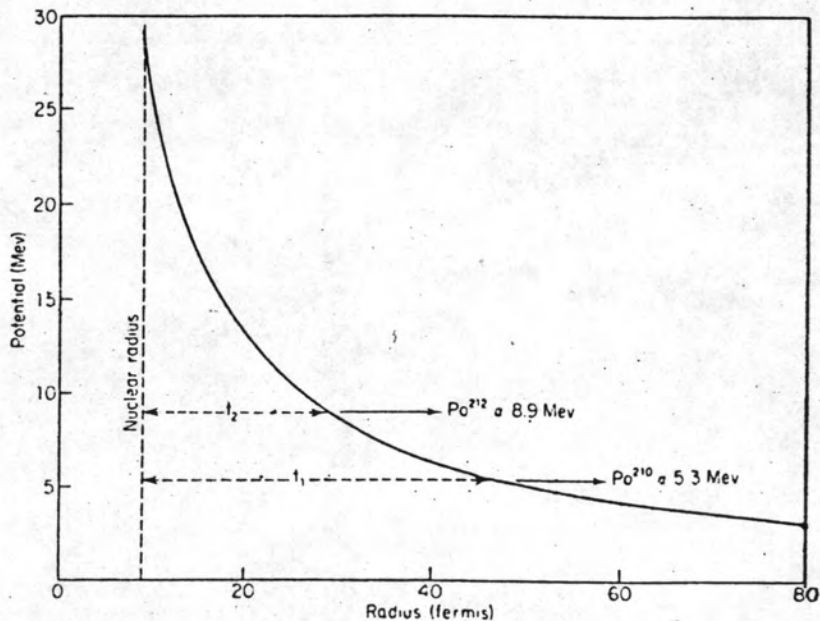
$$\text{Int.} = \sqrt{T} \left[x(a^2 - x^2)^{\frac{1}{2}} + a^2 \arcsin \frac{x}{a} \right]_{\sqrt{R_1}}^{\sqrt{R_2}} \quad (2.13)$$

จากรูป 2.4 จะได้ $T = \frac{Zze^2}{R_2}$ และ $B = \frac{Zze^2}{R_1}$ แทนค่าลิมิตอินทิเกรต $\sqrt{R_1}$ และ $\sqrt{R_2}$ ในสมการ 2.13 จะได้คำตอบดังสมการ 2.14

$$\text{Int.} = \frac{Zze^2}{\sqrt{T}} \left| \arccos \left(\frac{T}{B} \right)^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{T}{B} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{T}{B} \right)^{\frac{1}{2}} \right| \quad (2.14)$$

แทนค่าสมการ 2.14 ลงในสมการ 2.11 และ $T = \frac{1}{2} Mv^2$ ในที่สุดจะได้ว่า

$$\lambda \approx \frac{h}{2\mu R_1^2} \exp \left[- \frac{8 Zze^2}{hv} \left\{ \arccos \left(\frac{T}{B} \right)^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{T}{B} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{T}{B} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \right] \quad (2.15) \quad (11)$$



รูปที่ 2.9⁽¹⁶⁾ แสดง Potential diagram สำหรับธาตุพอลอเนียม

ตารางที่ 2.1⁽¹¹⁾ เปรียบเทียบ decay constant จากการคำนวณในสมการ 2.15
กับที่ได้จากการทดลอง

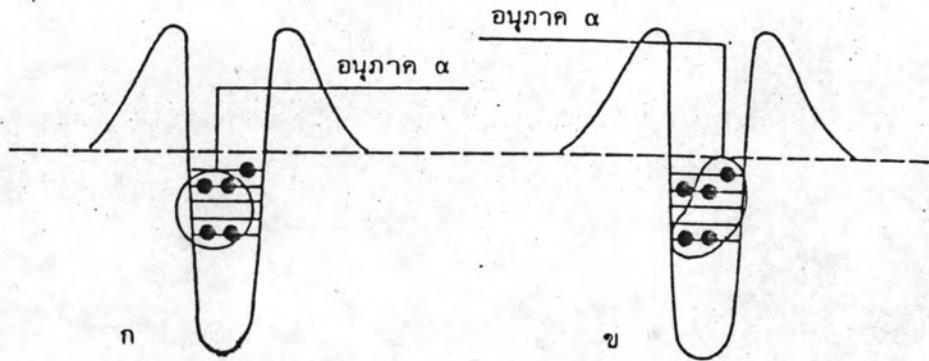
Alpha Emitter	T (MeV)	$R_1 \times 10^{13} \text{ cm}^a$	$\lambda_{\text{calc}} \text{ (s}^{-1}\text{)}$	$\lambda_{\text{exp}}^b \text{ (s}^{-1}\text{)}$
¹⁴⁴ Nd	1.9	7.950	2.7×10^{-24}	1.0×10^{-23}
¹⁴⁸ Gd	3.27	8.014	2.6×10^{-10}	2.2×10^{-10}
²¹⁰ Po	5.408	8.878	1.0×10^{-6}	5.80×10^{-8}
²¹⁴ Po	7.835	8.927	4.9×10^3	4.23×10^3
²²⁶ Th	6.448	9.072	2.6×10^{-4}	2.95×10^{-4}
²²⁸ Th	5.521	9.095	8.0×10^{-9}	8.35×10^{-9}
²³⁰ Th	4.767	9.118	1.7×10^{-13}	2.09×10^{-13}
²³² Th	4.080	9.142	7.8×10^{-19}	1.20×10^{-18}
²⁵⁴ Fm	7.310	9.390	1.3×10^{-4}	5.1×10^{-5}

^a Radii were calculated from the formula $R_1 = (1.30A^{1/3} + 1.20) \times 10^{-13} \text{ cm}$ (see text).

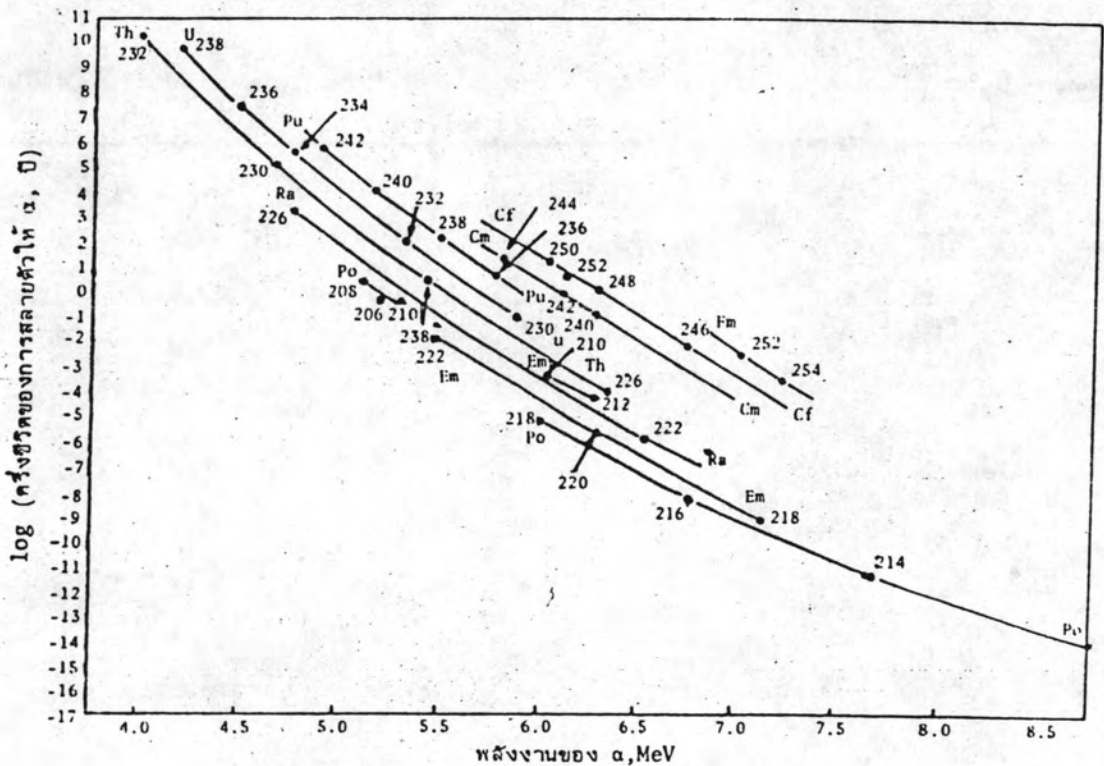
^b The λ values listed are *partial decay constants* for the ground-state α transitions only.

สมการการทำ decay constant เกิดขึ้นหลังจากที่ไซริงเจอร์ได้พบสมการคลื่นแล้วและการอธิบายทฤษฎีการส่งอนุภาคแอลฟาสำเร็จลงโดยใช้วิธีของกาโมว์ เกิร์นีย์ และคอนดอน (Gamor, Gurney and Condon) โดยอาศัยรูปที่ 2.8 เป็นหลัก ในตารางที่ 2.1 แสดงผลการคำนวณหา λ จากการคำนวณและทดลอง

โอกาสของการที่อนุภาคแอลฟาจะทะลุออกกำแพงคูลอมบ์ออกมานั้นขึ้นอยู่กับพลังงานของอนุภาคแอลฟา นั่นก็คืออนุภาคแอลฟาจะต้องมีพลังงานสูงที่สุดเท่าที่จะเป็นไปได้ เพื่อให้ได้นิวเคลียสใหม่ที่เกิดขึ้นอยู่ในสภาวะ กราวนด์สเตต ข้อสันนิษฐานนี้ใช้ได้กับกรณีนิวเคลียสคู่-คู่ เช่น ยูเรเนียม-238 อนุภาคแอลฟา พลังงาน 4.195 MeV จะมีโอกาสทะลุกำแพงคูลอมบ์มากกว่าอนุภาคแอลฟาพลังงาน 4.147 MeV แต่ถ้าหากเป็นประเภทที่มีเลขมวลเป็นเลขคี่ก็มีประเด็นที่น่าสนใจ กล่าวคือหากการรวมตัวนั้นไม่ได้อ่อนเอานิวคลีออนเดี่ยว เข้าไปด้วยแล้วจะทำให้นิวเคลียสที่เหลืออยู่มีพลังงานสูง คืออยู่ในภาวะเอกซ์ไซเตดสเตตและอนุภาคแอลฟาที่เกิดขึ้นจะมีพลังงานต่ำ จึงทำให้หลุดพ้นจากนิวเคลียสได้ยาก แต่ถ้าเป็นการรวมตัวระหว่างโปรตอนกับนิวตรอนและในจำนวนนี้รวมนิวคลีออนเดี่ยวไว้ด้วย (ดังแสดงในรูปที่ 2.10 ข) อนุภาคแอลฟาจะมีพลังงานสูง

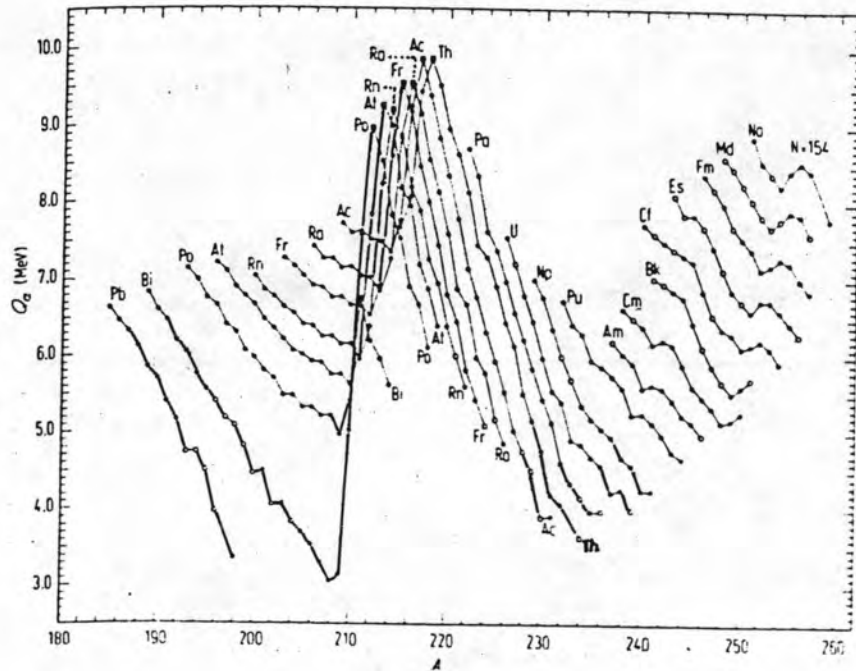


รูปที่ 2.10 (6,15) แสดงภาพในจินตนาการของการสลายตัวให้อนุภาคแอลฟาของนิวเคลียส ที่มี A เป็นเลขคี่



รูปที่ 2.11 (7,8,11) แสดงความสัมพันธ์ระหว่างพลังงานของอนุภาคแอลฟาและครึ่งชีวิตของการสลายตัวให้อนุภาคแอลฟา (สำหรับนิวเคลียส คู่-คู่ และเป็น การสลายตัวที่ให้นิวไคลด์ลูกที่สภาวะกราวด์สเตท)

และสามารถหลุดออกไปนอกนิวเคลียสได้ง่ายกว่ากรณีแรก อย่างไรก็ตามโอกาสที่จะเกิดการรวมตัวของนิวคลีออนที่รวมเอานิวคลีออนเดี่ยวไว้ด้วยนั้นมีน้อย ด้วยเหตุนี้เองนิวเคลียสที่สลายตัวด้วยการให้อนุภาคแอลฟาและมีเลขมวลเป็นเลขคู่ จึงมีครึ่งชีวิตยาวกว่าที่ประเมินได้ตามทฤษฎี เช่น ยูเรเนียม-235 มีพลังงานสำหรับการส่งอนุภาคแอลฟาอยู่ 4.56 MeV ถ้าอ่านจากเส้นยูเรเนียม (uraniumline) ในกราฟจะพบว่า ยูเรเนียม-235 มีครึ่งชีวิตอยู่ระหว่าง $10^7 - 10^8$ ปี แต่ความจริงแล้ว ยูเรเนียม-235 มีครึ่งชีวิต 7×10^8 ปี ซึ่งยาวกว่าที่ประมาณจากทฤษฎีพอสมควร



รูปที่ 2.12⁽¹¹⁾ แสดงค่า Q_α กับเลขมวลสำหรับการส่งอนุภาคแอลฟาจากตะกั่วถึง โนเบเลียม

2.3 พลังงาน พิสัย การกระเจิงและอันตรกริยาของอนุภาคแอลฟา

2.3.1 ความสัมพันธ์ระหว่างพลังงานและค่าครึ่งชีวิต

อนุภาคแอลฟาที่ส่งออกมาจากนิวเคลียสจะมีพลังงานอยู่ในช่วง 1.8 MeV (^{144}Nd) ถึง 11.7 MeV ($^{212}\text{Po m}$) ในปี ค.ศ. 1906 รัทเทอร์ฟอร์ดได้สังเกตพบว่า อนุภาคแอลฟาที่มีพลังงานสูงมักจะถูกส่งออกมาจากนิวเคลียสที่มีค่าครึ่งชีวิตสั้น เช่น พอลอเนียม-212 มีค่าครึ่งชีวิต 3×10^{-7} วินาที ส่งอนุภาคแอลฟา พลังงาน 8.95 MeV แต่อนุภาคแอลฟาที่ส่งออกมาจากทอเรียม-232 ที่มีค่าครึ่งชีวิต 1.4×10^{10} ปี มีพลังงานเพียง 4.0 MeV เท่านั้น

ยิ่ง ^{144}Nd ด้วยแล้วจะพบว่ามีความถี่ชีวิตที่ยาวนานออกไปมากกว่าทอเรียม-232 อีกคือ
 มีความถี่ชีวิตถึง 2.4×10^{15} ปี เมื่อคิดถึงความถี่ชีวิตที่สั้นที่สุดคือ 3×10^{-7} วินาที (^{212}Po)
 ถึง 2.4×10^{15} ปี (^{144}Nd) จะมีความถี่ชีวิตขนาด 10^{15} ปี นับว่าเป็นระยะที่ยาวนานเมื่อเทียบกับ
 พลังงานที่เปลี่ยนไปเพียง 7 Mev เท่านั้น

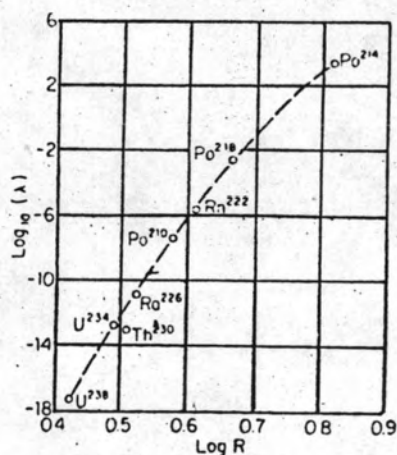
ในปี 1911 Geiger และ Nuttall ได้ตั้งสมการสำหรับหาความสัมพันธ์ที่สลับของ
 อนุภาคแอลฟาและความถี่ชีวิตขึ้นเรียกว่า Geiger-Nuttall rule

$$\log R = A + B \log \lambda \quad (2.16)^{(16)}$$

เมื่อ R เป็นพิสัยของอนุภาคแอลฟาในอากาศ

λ เป็น decay constant หรือ disintegration ของนิวไคลด์
 ที่ส่งอนุภาคแอลฟา

A, B เป็นค่า empirical constant

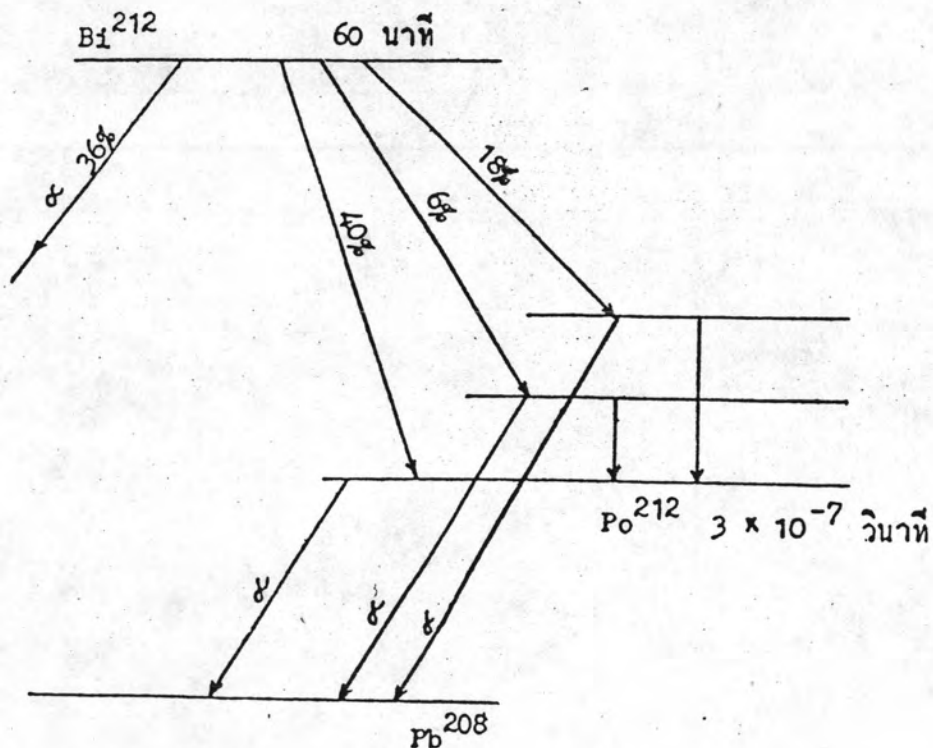


รูปที่ 2.13⁽¹⁶⁾ กราฟที่ Geiger-Nuttall สร้างขึ้นแสดงการส่งอนุภาคแอลฟา
 ของอนุกรมยูเรเนียม

2.3.2 อนุภาคแอลฟาที่มีพิสัยยาว (Long-range alpha particle)

การส่งอนุภาคแอลฟา จากนิวไคลด์ของสารกัมมันตรังสีส่วนมากมักจะมีพลังงานเหมือน ๆ กัน แต่พบว่าเมื่ออนุภาคแอลฟาอีกพวกหนึ่งที่มีพลังงานแตกต่างไปจากอนุภาคแอลฟากลุ่มใหญ่ โดยมีพิสัยยาวกว่า (พลังงานสูงกว่า) จึงเรียกว่า "Long range alpha particle" มักจะเกิดขึ้นกับนิวเคลียสที่มีค่าครึ่งชีวิตสั้น ๆ

รูปที่ 2.14 เป็นการแสดงการสลายตัวของสารกัมมันตรังสี จาก ^{212}Bi และ ^{212}Po ^{212}Bi จะสลายตัวโดยการส่งอนุภาคเบตาไปยังกราวด์สเตทหรือเอกซ์ไซเตดสเตทของ ^{212}Po โดยปกติแล้ว ^{212}Po ที่อยู่ในภาวะเอกซ์ไซเตดสเตทจะส่งรังสีแกมมาออกมาเพื่อทำให้ตัวของมันอยู่ในภาวะกราวด์สเตท



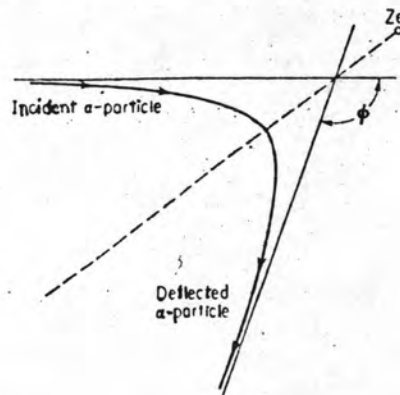
รูปที่ 2.14 (10) แสดงแผนผังการสลายตัวของ ^{212}Bi และ ^{212}Po

จากการศึกษาการสั่นอนุภาคแอลฟาจากสารกัมมันตรังสี อาจเกิดขึ้นได้ 3 แบบคือ

1. สเปกตรัมที่เกิดจากอนุภาคกลุ่มที่มีพลังงานเดียว เรียก "Line spectra"
เช่น ${}_{86}^{222}\text{Rn}$, ${}_{84}^{218}\text{Po}$, ${}_{84}^{210}\text{Po}$
2. สเปกตรัมที่เกิดจากอนุภาคแอลฟา 2 กลุ่มหรือมากกว่าที่มีพลังงานใกล้เคียงกัน เรียก "discrete spectra" เช่น ${}_{83}^{212}\text{Bi}$, ${}_{91}^{231}\text{Bi}$, ${}_{89}^{227}\text{Ac}$
3. สเปกตรัมที่เกิดจากอนุภาคส่วนหนึ่ง มีพลังงานสูงกว่ากลุ่มส่วนใหญ่ แม้จะจำนวนน้อยประมาณ 10^{-4} ถึง 10^{-7} ของกลุ่มส่วนใหญ่ สเปกตรัมชนิดนี้จะเกิดกับนิวเคลียสที่มีค่าครึ่งชีวิตสั้น เช่น ${}_{84}^{214}\text{Po}$, ${}_{84}^{212}\text{Po}$

2.3.3 การกระเจิงของอนุภาคแอลฟา

รัทเทอร์ฟอร์ดได้ทดลองยิงอนุภาคแอลฟาเข้าไปในนิวเคลียสหนัก ๆ โดยมีฉากสังกะสีซัลไฟด์ (ZnS) ที่หมุนได้ โดยรอบเป็นมุมต่าง ๆ จากแนวการเคลื่อนที่ของอนุภาคแอลฟาที่วิ่งเข้ามา โดยมีไมโครสโคปติดไว้เพื่อสังเกตแสงวาบที่เกิดขึ้น เมื่ออนุภาคแอลฟากระทบกับฉาก ปรากฏว่าความเข้มที่วัดได้จะลดลงอย่างรวดเร็วเมื่อมุมเพิ่มขึ้น



รูปที่ 2.15⁽¹⁶⁾ แสดงการกระเจิงของอนุภาคแอลฟาเมื่อชนกับนิวเคลียสหนักประจุ Ze

เมื่ออนุภาคแอลฟาความเร็ว v วิ่งเฉียดเข้าไปใกล้กับนิวเคลียสจะทำให้เกิดแรงคูลอมบ์กระทำระหว่างประจุ $2e$ ของอนุภาคแอลฟา กับประจุ Ze ของนิวเคลียสเป็นผลให้

อนุภาคแอลฟาเบี่ยงเบนออกไปจากแนวการเคลื่อนที่เดิมเป็นมุม θ ผลจากการวัดจำนวนอนุภาคแอลฟาในแนวทำมุม θ กับทิศทางการเคลื่อนที่เดิมจะสามารถเขียนเป็นสมการได้ ดังสมการที่ 2.17

$$n_\theta = n_0 N \left(\frac{Zze^2}{2mv} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (2.17) \quad (11,16)$$

เมื่อ n_θ คือจำนวนอนุภาคที่เคลื่อนที่ต่อ 1 หน่วยเวลาต่อ 1 หน่วยมุมทรงตัน (solid angle)

n_0 คืออนุภาคตกกระทบต่อ 1 หน่วยเวลา

N จำนวนอะตอมต่อตารางเซนติเมตรของธาตุที่เป็นตัวสะท้อน

Z คือเลขอะตอม (atomic number) ของตัวสะท้อน

z คือเลขอะตอมของอนุภาคที่ตกกระทบ

m คือมวลของอนุภาคที่ตกกระทบ

v คือความเร็วของอนุภาค

จากการทดลองผลปรากฏว่า จำนวนอนุภาคแอลฟาที่วัดได้ตามมุม θ จะเป็นส่วนกลับ v^4 แต่เป็นสัดส่วนตรงกับ Z^2 , $\csc^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)$ และความหนาของ foil โดยรัทเทอร์ฟอร์ดได้ทำการทดลองกับธาตุต่าง ๆ ประมาณ 4 ธาตุจากคาร์บอนจนถึงทอง จึงตั้งข้อสรุปว่า อะตอมประกอบไปด้วยแกนกลางที่มีอนุภาคยึดกันอยู่อย่างหนาแน่นโดยมีประจุเท่ากับ Ze

เนื่องจากมีแรงดึงดูดกระทำต่ออนุภาคแอลฟาเป็นผลทำให้พลังงานจลน์เดิมของอนุภาคแอลฟาเปลี่ยนไปเป็นพลังงานศักย์ในสนามไฟฟ้าของนิวเคลียส จะได้ว่า

$$\frac{1}{2} mv^2 = \frac{Ze \times 2e}{d_{\min}} \quad (2.18) \quad (16)$$

เมื่อ d_{\min} คือระยะที่อนุภาคแอลฟาเข้าใกล้นิวเคลียสได้มากที่สุด จากสมการ 2.18 จะได้

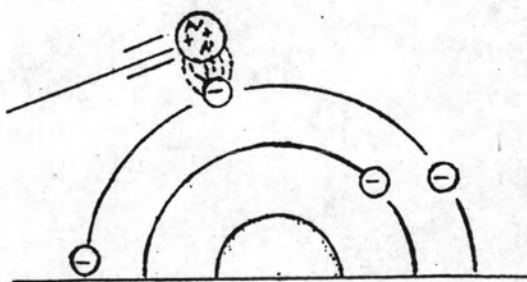
$$d_{\min} = \frac{4Ze^2}{mv} = \frac{2Ze^2}{E} \quad (2.19) \quad (16)$$

2.3.4 อันตรกิริยาของอนุภาคแอลฟา กับสสาร (Interaction of alpha particle with matter)

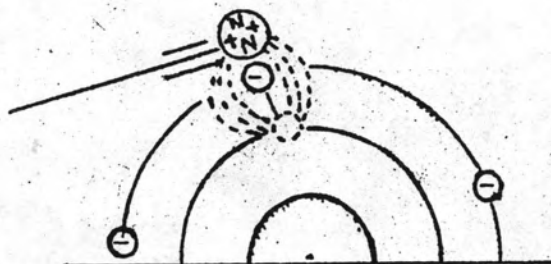
เมื่ออนุภาคแอลฟาวิ่งผ่านตัวกลางใด ๆ จะเกิดการสูญเสียพลังงานไปในการชนกับอิเล็กตรอน ของตัวกลาง โดยส่วนใหญ่ทำให้เกิดการแตกตัว เป็นไอออนเกิดขึ้น

การเกิดไอออนใน เซชันเกิดขึ้นได้ 2 กระบวนการคือ

1. เป็นการชนโดยตรงกับอิเล็กตรอน ในวงโคจรของอะตอม
2. เป็นปฏิกิริยาระหว่างอนุภาคแอลฟา กับสนามไฟฟ้าของอิเล็กตรอนในวงโคจรของวัตถุที่มีประจุเข้าไปชนดังรูปที่ 2.16



รูปที่ 2.16⁽¹⁶⁾ แสดงปฏิกิริยาระหว่างสนามไฟฟ้าของอิเล็กตรอนกับอนุภาคแอลฟา



รูปที่ 2.17 แสดงการเกิดเอกซ์ไซเคชัน

การเอกซ์ไซเคชันจะเกิดขึ้นเมื่อพลังงานที่ถ่ายเทให้แก่อิเล็กตรอนไม่เพียงพอที่จะดึงอิเล็กตรอนให้หลุดออกจากอะตอมได้ดังรูปที่ 2.17

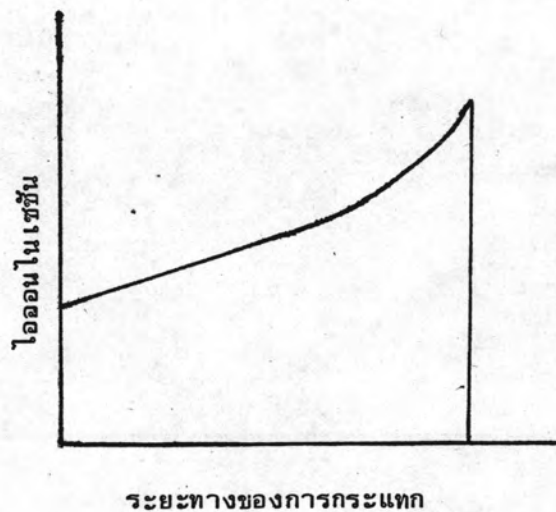
ความจริงแล้วโดยทั่ว ๆ ไป พลังงานที่อนุภาคแอลฟาจะต้องใช้เพื่อให้เกิดไอออนในสารจะมากกว่าพลังงานไอออนในเซชันของตัวกลาง

2.3.4.1 ค่าไอออนในเซชันจำเพาะ (Specific Ionization)

ค่าไอออนในเซชันจำเพาะ หมายถึงจำนวนของไอออนที่เกิดขึ้นต่อหนึ่งเซนติเมตรของทางเดิน ค่าจริง ๆ ของไอออนในเซชันจำเพาะของอนุภาคแอลฟาไม่คงที่ ขึ้นอยู่กับความเร็วของอนุภาคแอลฟา อะตอมมิกนัมเบอร์และศักดาไอออนในเซชันเฉลี่ย

ของวัตถุที่เป็นตัวดูดกลืนพลังงาน ช่วงไอออนไนเซชันจำเพาะในอากาศจะมีขนาดตั้งแต่ประมาณ 10,000 ถึง 70,000 คู่อิออนต่อเซนติเมตร

ถ้าให้ W เป็นพลังงานเฉลี่ยที่ต้องการทำให้เกิดคู่อิออนของไอออนขึ้นในสสาร ค่านี้ของอนุภาคแอลฟาจะแตกต่างกันในก๊าซแต่ละชนิด เริ่มตั้งแต่ 22 eV ในฮีลอนจนถึง 46 eV คู่อิออนไนอีเลียมบริสุทธิ์ สำหรับอากาศค่า W ของอนุภาคแอลฟามีค่าเท่ากับ 35 eV คู่อิออน



รูปที่ 2.18⁽⁶⁾ แสดงไอออนไนเซชันเพิ่มขึ้นในขณะที่ความเร็วของอนุภาคแอลฟา ลดลงตามความลึกของการกระแทก

จากรูปที่ 2.18 แสดงการไอออนไนเซชันมาจนถึงค่าสูงสุดในที่สุดจะตกไปที่ศูนย์ ณ จุดนี้อนุภาคแอลฟาจะเสียพลังงานทั้งหมดไปในวัตถุและจะจับกับอีเล็กตรอนกลายเป็นอะตอมฮีเลียมในที่สุด

ไอออนไนเซชันจำเพาะ (Sp. I) หาได้จากสมการ 2.20

$$\text{Sp. I} = \frac{dE/dx}{W} \quad (2.20)^{(6)}$$

เมื่อ dE/dx เป็นลิเนียร์สตอปปีงเพาเวอร์ (linear stopping power) ของตัวกลาง (eV/cm.)

ค่าเฉลี่ยของไอออนในเซชันจำเพาะ หาได้จากสมการ 2.21

$$\overline{\text{Sp.I}} = \frac{\text{จำนวนของคู่ไอออนที่เกิดขึ้น}}{\text{ระยะทางเป็นเซนติเมตร}}$$

$$\overline{\text{Sp.I}} = \frac{E}{WR} \cdot \frac{\text{คู่ไอออน}}{\text{เซนติเมตร}} \quad (2.21) \quad (6)$$

เมื่อ E_α เป็นพลังงานของอนุภาคแอลฟา (eV)

R เป็นพิสัยของอนุภาคแอลฟาเป็นเซนติเมตรของวัตถุ

2.3.4.2 พิสัยของอนุภาค

พิสัยของอนุภาคแอลฟาหาได้จากการทดลอง ดังแสดงในรูปที่ 2.19g โดยการใช้ไอออนไนเซชันแชมเบอร์ (ionization chamber) เมื่ออนุภาคแอลฟารั้งเข้าชนสารเรืองแสง (phosphor) จะเกิดแสงวาบและเกิดโฟโตอิเล็กตรอน (photoelectron) ขึ้น โฟโตอิเล็กตรอนจะผ่านคาโทดและโฟโตมัลติพลายเออร์ทิวบ์ (photomultiplier tube) ทำให้เกิดกระแส I แล้วสร้างกราฟขึ้นดังรูปที่ 2.19ข. จะได้เอกซ์ตราโปลเลเทค เรนจ์ (extrapolated range) ส่วนพิสัยเฉลี่ยหาได้จากระยะทางที่ความเข้มลดลงเหลือ 1/2 ของค่าสูงสุด ซึ่งจะมีค่าน้อยกว่าเอกซ์ตราโปลเลเทค เรนจ์ เพียงเล็กน้อย (2-3 เซนติเมตร)

ส่วนท้ายที่เบนออกเรียกว่า "Stragglings" เกิดจากการชนระหว่างอนุภาคแอลฟากับอะตอม เป็นแบบทางสถิติ ทั้งจำนวนอะตอมที่ถูกชนและพลังงานที่อนุภาคสูญเสียไป ทำให้จำนวนคู่ไอออนที่เกิดขึ้นไม่ลดลงจนเป็นศูนย์เลยทีเดียว

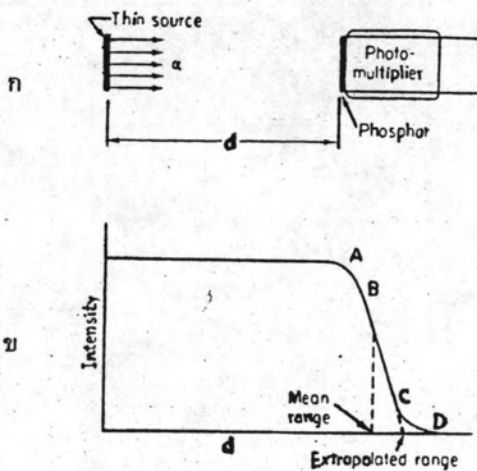
เบเท (Bethe) และบลอช (Bloch) ได้ให้สมการอัตราการสูญเสียพลังงานของอนุภาคมีประจุหนัก (heavy charged particles) ไว้ดังสมการที่ 2.1

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi e^4 Z^2 N Z}{m_0 v^2} \ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \quad (2.22) \quad (3,18)$$

- เมื่อ $\frac{dE}{dX} =$ อัตราการสูญเสียพลังงานของอนุภาคแอลฟา
- $e =$ ประจุของอิเล็กตรอน
- $z =$ ขนาดประจุของอนุภาค
- $m_0 =$ มวลพัก (rest mass) ของอิเล็กตรอน
- $N =$ ความหนาแน่นอะตอมของตัวกลาง
- $Z =$ เลขอะตอมของตัวกลาง
- $V =$ ความเร็วของอนุภาค
- $c =$ ความเร็วของแสงในสุญญากาศ
- $I =$ ค่า mean excitation potential ของตัวกลาง
- $\beta = \frac{V}{c}$

สำหรับอนุภาคแอลฟา พลังงานจลน์ E MeV จะทำอัตราการสูญเสียพลังงานในหน่วย MeV/cm ได้จาก

$$-\frac{dE}{dX} = 3.79 \times 10^{-21} \frac{NZ}{E} \left| \ln \left(\frac{2m_0 V^2}{I} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right) \right| \quad (2.23) \quad (3,18)$$



รูปที่ 2.19^(16,17) (ก) แสดงการวัดพิสัยของอนุภาคแอลฟา
 (ข) แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความเข้มกับพิสัยของอนุภาคแอลฟา

ถ้า $S(E)$ คือพลังงานที่อนุภาคต้องสูญเสียไป เมื่อวิ่งผ่านสาร เป็นระยะหนึ่งหน่วย
จะได้ว่า

$$S(E) = - \frac{dE}{dx} \tag{2.24}^{(7)}$$

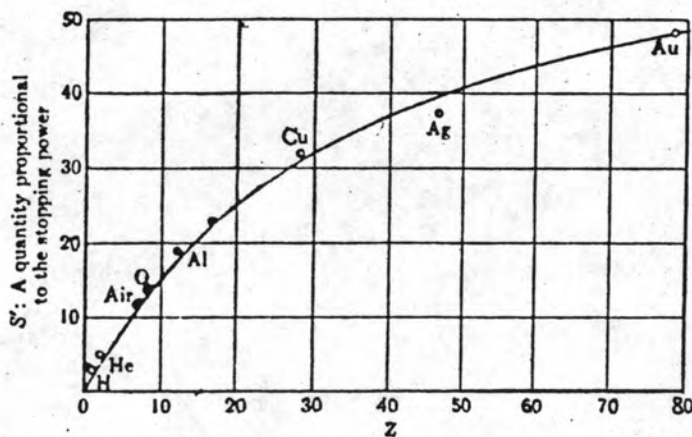
ค่า $S(E)$ นี้เรียกได้อีกอย่างหนึ่งว่า สดอปบิงเพาเวอร์ (stopping power) ซึ่ง
จะเปลี่ยนไปตามระดับพลังงานของอนุภาคและความสัมพันธ์กับฟิลล์ ดังสมการ 2.25

$$R = \int_0^R dx = \int_0^{E_0} \frac{dE}{S(E)} \tag{2.25}^{(7)}$$

เมื่อ E_0 คือพลังงานจลน์เดิม

การหาค่าสดอปบิงเพาเวอร์ของอนุภาคแอลฟาทำได้โดยการทดลองหาความสัมพันธ์ระหว่าง
อะตอมมิกสดอปบิงเพาเวอร์ (atomic stopping power) กับพลังงานของอนุภาคแอลฟา (MeV)
เมื่อกำหนดให้ค่าสดอปบิงเพาเวอร์ของอากาศเท่ากับ 1 แล้วจะได้กราฟดังรูปที่ 2.20 และสามารถ
หาค่ารีเลทีฟสดอปบิงเพาเวอร์ (relative stopping power) ของอนุภาคแอลฟาได้ดังสมการ
2.26

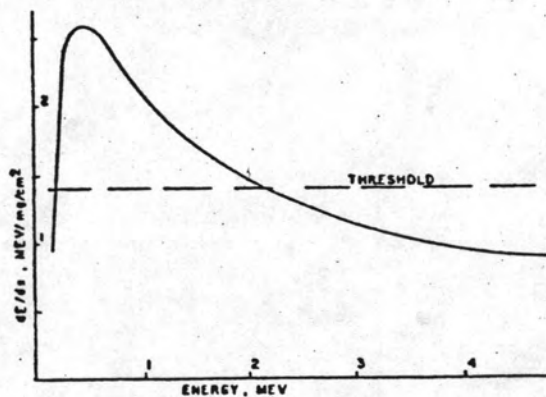
$$\text{รีเลทีฟสดอปบิงเพาเวอร์ของอนุภาคแอลฟา} = \frac{\text{ฟิลล์ของอนุภาคแอลฟาในอากาศ}}{\text{ฟิลล์ของอนุภาคแอลฟาในสารนั้น}} \tag{2.26}^{(7)}$$



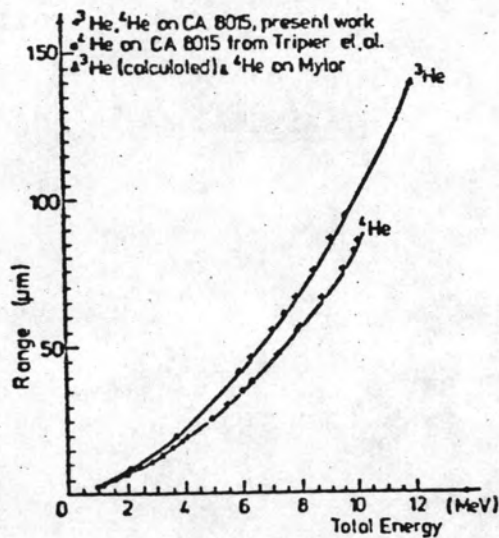
รูปที่ 2.20 (7) แสดงการแปรเปลี่ยนของค่าสดอปบิงเพาเวอร์กับเลขอะตอม

ตารางที่ 2.2⁽⁷⁾ ค่า mean excitation potential ของก๊าซบางชนิด

Gas	\bar{Z}	I (eV)	I/\bar{Z}
He	2	36.0	18.0
Ne	10	125	12.5
A	18	198	11.0
Kr	36	396	11.0
Xe	54	529	9.8
air	7.22	30.1	11.1
H ₂	1	16.5	16.5
N ₂	7	81.2	11.6
O ₂	8	91.2	11.4
CO	7	81.2	11.6
CO ₂	7.35	118	16.0
CH ₄	2	41.6	20.8
C ₆ H ₆	2.25	45.9	20.6
C ₃ H ₈	2.36	48.0	20.3
C ₄ H ₁₀	2.43	45.5	18.7



รูปที่ 2.21⁽¹⁹⁾ อัตราการสูญเสียพลังงานของอนุภาคแอลฟาในเซลล์โลสโนเดรท



รูปที่ 2.22 (2,20) พิสัยของ ^3He และ ^4He ในเซลลูโลสไนเตรท CA 80-15 และมายลาร์ (mylar)

2.3.5 การคำนวณพิสัยของอนุภาคแอลฟา

พิสัยหรือระยะสิ้นสุดความเร็วของอนุภาคแอลฟาหมายถึง ระยะทางที่อนุภาคแอลฟาสามารถเคลื่อนที่ไปได้ไกลที่สุดในตัวกลาง และจะแปรผันตรงกับระดับพลังงานจลน์ของอนุภาคแอลฟา ความสัมพันธ์ระหว่างพิสัยของอนุภาคแอลฟาในตัวกลางใด ๆ ในอากาศแห้งที่อุณหภูมิ 15 องศาเซลเซียส ความดัน 1 บรรยากาศ เป็นไปตามสมการ 2.27

$$R = 3.20 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{A}}{\rho} R_a \quad (2.27) \quad (3,21)$$

เมื่อ R = พิสัยของอนุภาคแอลฟาในตัวกลางใด ๆ ที่มีความหนาแน่น ρ เลขมวล A
 R_a = พิสัยของอนุภาคแอลฟาในอากาศแห้งที่อุณหภูมิ 15 องศาเซลเซียส ความดัน 1 บรรยากาศ ซึ่งอ่านได้จากรูปที่ 2.23

ในกรณีที่ตัวกลางเป็นของผสม ต้องใช้ค่า \sqrt{A}_{eff} แทนค่า \sqrt{A} โดยที่

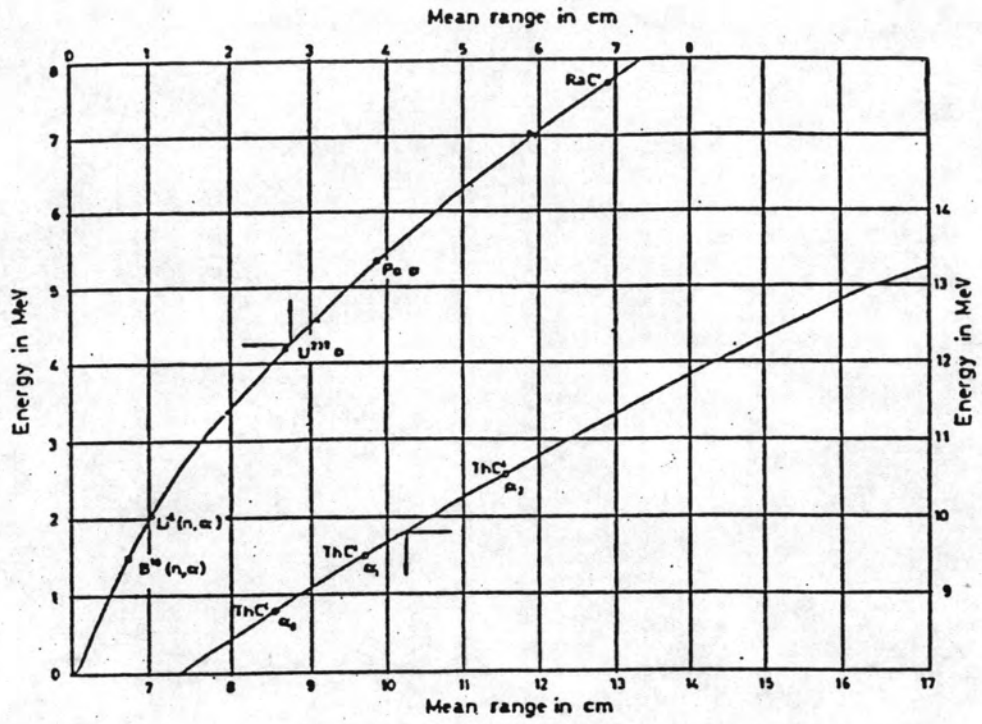
$$\sqrt{A}_{\text{eff}} = \frac{n_1 A_1 + n_2 A_2 + \dots}{n_1 \sqrt{A_1} + n_2 \sqrt{A_2} + \dots} \quad (2.28) \quad (3,21)$$

เมื่อ \sqrt{A}_{eff} = ค่า effective mass number

n_1, n_2, \dots = ค่า atomic fraction ของธาตุที่มีเลขมวล A_1, A_2, \dots
ในของผสม

ตารางที่ 2.3⁽¹⁶⁾ แสดงพิสัยของอนุภาคแอลฟาในอากาศ

พลังงาน (MeV.)	พิสัย	
	ซม.	นิ้ว
4.0	2.5	1.0
4.2	2.7	1.06
4.4 และ 4.6	2.9 และ 3.1	1.15 และ 1.2
4.8	3.8	1.3
5.1	3.6	1.4



รูปที่ 2.23^(3,21) ความสัมพันธ์ระหว่างพลังงานของอนุภาคแอลฟา กับพิสัยในอากาศแห้ง
ที่อุณหภูมิ 15 องศาเซลเซียส ความดัน 1 บรรยากาศ