

บทที่ 2

ทฤษฎี



2.1 คุณสมบัติของการแผ่รังสีทางนิวเคลียร์ (8)

2.1.1 ชนิดของการแผ่รังสี

การทดลองที่ง่ายที่สุดวิธีหนึ่งในการที่จะสังเกตปรากฏการณ์ของกัมมันตภาพรังสี คือ การศึกษาอินเตอร์แอคชัน (interaction) ระหว่างการแผ่รังสีที่ค้นพบใหม่กับสสารในสถานะที่เป็นของแข็ง การแผ่รังสีนิวเคลียร์จึงสามารถแบ่งประเภทออกเป็นชนิดต่าง ๆ ตามลักษณะการเกิดอินเตอร์แอคชันระหว่างการแผ่รังสีนั้นกับของแข็ง ในปี 1899 Rutherford พบว่าแผ่นโลหะบางสามารถดูดกลืนรังสีส่วนหนึ่ง ในขณะที่รังสีส่วนอื่น ๆ ที่มีกำลังสูงกว่าสามารถทะลุผ่านไปได้ รังสีที่ถูกดูดกลืนและทะลุผ่านนี้เรียกว่ารังสีอัลฟา และ รังสีเบต้าตามลำดับ หลังจากนั้นไม่นาน Villard ได้ค้นพบรังสีแกมมาที่มีอำนาจทะลุทะลวงสูงกว่า วิธีการดูดกลืนรังสีเหล่านี้ขึ้นอยู่กับปัจจัยที่แตกต่างกัน จึงเป็นความสะดวกที่จะแยกรังสีเหล่านี้ออกจากกัน ผลการดูดกลืนที่แตกต่างกันในแผ่นโลหะบางถูกนำมาใช้ในการพิจารณาลักษณะสมบัติของการแผ่รังสีในตัววัตถุที่เป็นของแข็ง

รังสีอัลฟา ได้แก่ charged nuclei ของฮีเลียม ซึ่งรวมถึง charged nuclei ของโปรตอน (proton) ไปจนถึง fission fragments อนุภาคเหล่านี้โดยทั่วไปเรียกว่าอ็อนและมีค่าประจุอยู่ระหว่าง e และ Ze เมื่อ Z หมายถึงเลขอะตอม (atomic number) ของอนุภาคและ e หมายถึงค่าประจุไฟฟ้า อนุภาคอัลฟาถูกปลดปล่อยมาจากธาตุหนักหลายชนิดโดยวิธีสลายตัวตามธรรมชาติของสารกัมมันตภาพรังสี สำหรับอ็อนเบาอื่น ๆ สามารถเกิดขึ้นได้เนื่องจากสนามไฟฟ้าและอุณหภูมิ และอ็อนเหล่านี้สามารถถูกเร่งด้วยเครื่องเร่งอนุภาค ส่วนอ็อนชนิดอื่น ๆ อาจจะเป็นผลเนื่องมาจากการวิ่งชนเป้าของการแผ่รังสีนิวเคลียร์ ระยะทางของอ็อนที่เคลื่อนที่ไปในของแข็งโดยทั่วไปมีค่าน้อยมาก ยกตัวอย่างเช่น อนุภาคอัลฟาพลังงาน 5 MeV สามารถเคลื่อนที่ในซิลิกอนได้เพียงประมาณ 0.001 นิ้ว ซึ่งเป็นระยะทางที่น้อยกว่าเมื่ออนุภาคนั้นเคลื่อนที่ในอากาศที่ความดันบรรยากาศประมาณ 1000 เท่า

รังสีเบต้าคือ อิเล็กตรอนที่พลังงานสูง (fast electron) ซึ่งอาจจะถูกปลดปล่อยออกมาตามธรรมชาติจากสารกัมมันตภาพรังสี หรือถูกเหนี่ยวนำเนื่องมาจากการเปลี่ยนรูปลักษณะทางนิวเคลียร์ของการแผ่รังสี นิวเคลียร์แบบอื่น ๆ นอกจากนี้ยังเกิดขึ้นได้โดยการเร่งสนามไฟฟ้าให้กับอิเล็กตรอนที่ถูกปลดปล่อยมาจากลวดที่ได้รับความร้อน ในประเภทนี้รวมถึงโพสิตรอน (positron) ซึ่งเป็นอนุภาคที่มีน้ำหนัก และขนาดเท่ากับอิเล็กตรอนแต่เป็นประจุบวก โพสิตรอนเกิดขึ้นเนื่องจากการสลายตัวของสารกัมมันตภาพรังสี เป็นไปได้ทั้งแบบที่เกิดขึ้นเองตามธรรมชาติและจากการถูกเหนี่ยวนำ และคำว่า "beta decay" ครอบคลุมไปถึงการปลดปล่อยทั้งอิเล็กตรอนและโพสิตรอนด้วย ทั้งสองตัวเกิดขึ้นในช่วงเวลาเดียวกันขณะที่เกิดอินเตอร์แอคชันระหว่างรังสีแกมมาที่พลังงานสูงกับสาร อิเล็กตรอนแตกต่างจากอนุภาคนิวตรอนที่เส้นทางการเคลื่อนที่ในของแข็งไม่เป็นเส้นตรง และระยะไม่แน่นอน เป็นเพราะว่าน้ำหนักของอิเล็กตรอนชนิดนี้เท่ากับของอิเล็กตรอนในตัวกลางดูดกลืน ดังนั้นพลังงานครึ่งหนึ่งอาจสูญเสียไปในการชนเพียงครั้งเดียว ทำให้เกิดการหักเหและการกระจายของระยะทางในทางสถิติอย่างมาก

รังสีแกมมาและรังสีเอ็กซ์เป็นการแผ่รังสีแบบสนามแม่เหล็กไฟฟ้า มีข้อแตกต่างกันตรงที่ว่ารังสีแกมมาเกิดขึ้นจากกรรมวิธีทางนิวเคลียร์ ในขณะที่รังสีเอ็กซ์เป็นผลมาจากการเปลี่ยนระดับพลังงานของอิเล็กตรอนในวงโคจร โดยทั่วไปรังสีแกมมามีพลังงานและอำนาจทะลุทะลวงสูงกว่า

นอกจากรังสีทั้ง 3 ชนิดนี้อาจมีชนิดที่ 4 คือ flux of neutrons นิวตรอนเป็นอนุภาคที่ไม่มีประจุไฟฟ้า และมีน้ำหนักมากกว่าโปรตอนเล็กน้อย ถูกค้นพบโดย Chadwich ในปี 1932 เนื่องจากนิวตรอน ไม่มีประจุ ดังนั้นจึงไม่สามารถทำให้เกิดอไอออไนเซชัน (ionization) ได้โดยตรงและอินเตอร์แอคชันที่มีต่อสสารเป็นกรรมวิธีทางนิวเคลียร์เกือบทั้งหมด ระยะทางที่นิวตรอนเคลื่อนที่ได้ในสสารบางชนิดอาจยาวมาก และในที่สุดอนุภาคจะอยู่ในสมดุลย์อุณหภูมิจึงจะวิ่งชนกับอะตอมของตัวกลางดูดกลืนมากเพียงพอ slow neutrons ซึ่งมีพลังงานอยู่ในช่วง 1 eV หรือน้อยกว่านี้ เรียกว่า "thermal neutron" ซึ่งมีลักษณะสมบัติตรงข้ามกับพลังงานของอนุภาคที่ถูกปลดปล่อยจากปฏิกิริยาทางนิวเคลียร์ ส่วน fast neutrons เกิดจากการแตกตัวของปรมาณู (Fission) ในการตรวจวัดนิวตรอนเกือบทั้งหมดนั้น เราจำเป็นต้องเปลี่ยนพลังงานนิวตรอนบางส่วน หรือ ทั้งหมดไปเป็นอนุภาคที่มีประจุ จึงจะสามารถตรวจวัดได้โดยดูจากการเกิดอไอออไนเซชัน ในการที่จะใช้ตัววัดฯ แยกรังสีที่แตกต่างกันเหล่านี้จำเป็นต้องพิจารณาลักษณะสมบัติของสารตัวกลางชนิดต่าง ๆ ให้เหมาะสม

2.1.2 การสูญเสียพลังงานของอนุภาคนิวเคลียร์ในสสาร

ก. อีออน

การสูญเสียพลังงานของอนุภาคนิวเคลียร์ในสสารก่อให้เกิดอีออนไอเซชันและการกระตุ้นอิเล็กตรอน (electron excitation) ของอะตอมที่ดูดกลืนพลังงาน ถ้าหากว่าอนุภาคที่ตกกระทบมีน้ำหนัก M และมีพลังงาน E_p วิ่งชนกับอิเล็กตรอนที่มีน้ำหนัก m พลังงานที่อิเล็กตรอนได้รับ (โดยพลังงานจลน์พื้นฐาน) มีค่าดังนี้ (8)

$$W_{\max} = \left\{ \frac{4mM}{(m+M)^2} \right\} \cdot E_p \quad (2.1)$$

หรือประมาณว่า $W_{\max} \approx 4mE_p/M$ เมื่อ $M \gg m$ สำหรับอนุภาคที่มีน้ำหนักเบาหลาย ๆ MeV W_{\max} จะมีค่าอยู่ในช่วง 10 keV ดังนั้นจึงสามารถละทิ้งเทอมพลังงานแห่งการยึดเหนี่ยวทางไฟฟ้า (electronic binding energy) ไปได้ และพิจารณาการชนกับอิเล็กตรอนอิสระ ในที่นี้ไม่ได้รวมถึงอนุภาคที่มีพลังงานต่ำ

การเปลี่ยนระดับพลังงานในการชนแต่ละครั้งโดยทั่วไปแล้วเป็นอัตราส่วนน้อย ๆ อยู่ในช่วง 10^{-3} เท่าของพลังงานของแต่ละอนุภาค ดังนั้นการหักเหออกจากทิศทางเคลื่อนที่เป็นเส้นตรงจึงมีโอกาสดังขึ้นน้อยมาก ทำให้การหาแนวทางการเคลื่อนที่เป็นไปอย่างถูกต้อง การคำนวณหาพลังงานที่สูญเสียไปต่อหนึ่งหน่วยระยะทางการเคลื่อนที่ โดย Livingstone และ Bethe เป็นไปตามสมการ

$$-\frac{dE_p}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 ZN \cdot B}{mv^2} \quad (2.2)$$

$$B = \log_e(2mv^2/I) - \log_e(1 - v^2/c^2) - v^2/c^2 \quad (2.3)$$

ในที่นี้

e คือ ประจุของอิเล็กตรอน

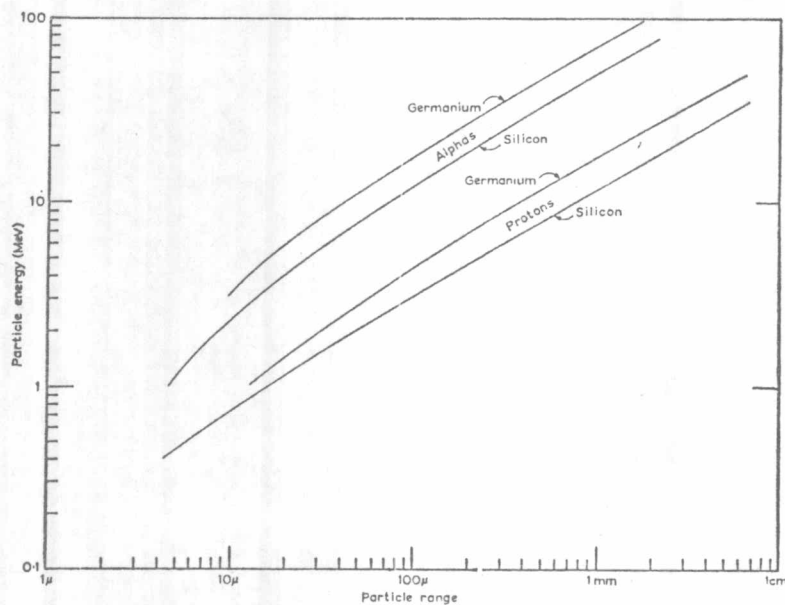
m คือ น้ำหนักของอิเล็กตรอน

z คือ atomic number ของอนุภาค

ze คือ ประจุของอนุภาค

- v คือ ความเร็วของอนุภาค
 Z คือ atomic number ของตัวกลางดูดกลืน
 N คือ จำนวนอะตอมในตัวกลางดูดกลืนต่อ 1 ลบ.ซม.
 B คือ stopping number
 I คือ ศักย์เฉลี่ยในการเกิดไอออนไนเซชัน (mean ionization potential) ของอะตอมในตัวกลางดูดกลืน
 c คือ ความเร็วแสง

จากการทดลองหาระยะการเคลื่อนที่ของอนุภาคอัลฟาและโปรตอนในซิลิกอนและเยอรมาเนียม ปรากฏผลตามรูปที่ 2.1



รูปที่ 2.1 ความสัมพันธ์ระหว่างพลังงานของอนุภาคอัลฟาและโปรตอนกับระยะเคลื่อนที่ในซิลิกอนและเยอรมาเนียม (8)

โดยปกติไอออนของลิเทียมโปรตอนและอนุภาคอัลฟา มีการแตกตัวอย่างสมบูรณ์และรักษาประจุให้คงที่เกือบตลอดเวลา สำหรับไอออนหนัก และโดยเฉพาะ fission fragment จะไม่เป็นเช่นนี้ ทั้งนี้เพราะประจุของ fission fragment มีค่าประมาณ $20e$ ในช่วงเริ่มต้น และจะมีค่าลดลงเนื่องจากการสูญเสียอิเล็กตรอนให้กับตัวกลางดูดกลืนขณะที่พลังงานของไอออนนั้น ๆ มีค่า

ลดลงเรื่อย ๆ

ข. อิเล็กตรอน

สำหรับอิเล็กตรอนที่มีพลังงานมากกว่า 10 MeV ขึ้นไป พลังงานส่วนใหญ่ของอิเล็กตรอนจะสูญเสียไปเนื่องมาจากเกิดอออนในเซชันและการกระตุ้นอิเล็กตรอนในศัวกลางคูกกลืน เช่นเดียวกับอนุภาคหนัก อัตราการสูญเสียพลังงานมีสูตรเหมือนกัน ในกรณีนี้ให้ Z มีค่าเท่ากับ 1

$$-\frac{dE_{\beta}}{dx} = \frac{4\pi e^4 ZN}{mv^2} \cdot B \quad (2.4)$$

ในกรณีที่ $v \ll c$ ค่า B ที่ได้จาก Bethe คือ

$$B = \log_e (0.583 mv^2/I) \quad (2.5)$$

จะเห็นว่า B มีค่าแตกต่างจากสมการ (2.3) เราไม่สามารถแยกความแตกต่างระหว่างอิเล็กตรอน 2 ตัวอันเป็นผลเนื่องมาจากการชน อิเล็กตรอนตัวที่มีพลังงานสูงกว่า ค่า B จะเพิ่มขึ้นรวดเร็วกว่า Moller⁽⁸⁾ ได้แสดงสมการ

$$2B = \log_e \left\{ \frac{mv^2 E_{\beta}}{2I^2 (1-\beta^2)} \right\} - (\log_e 2) (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 \quad (2.6)$$

ในที่นี้ $\beta = v/c$

เทอมแรกของสมการ (2.6) สำคัญมากที่สุดสำหรับอิเล็กตรอนที่มีพลังงานประมาณ 5 MeV การคำนวณนี้แสดงให้เห็นว่า อัตราการสูญเสียพลังงานมีค่าน้อยที่สุดประมาณ 1 MeV อิเล็กตรอนที่มีพลังงานสูงกว่านี้จะมีอัตราการสูญเสียพลังงานเพิ่มขึ้นอย่างช้า ๆ แบบลอก (logarithmic) กับพลังงาน

ค. รังสีแกมมา

เมื่อรังสีแกมมาและรังสีเอ็กซ์ (X-rays) เคลื่อนผ่านสสารใด ๆ จะเกิดปรากฏการณ์ขึ้น 3*แบบ คือ photoelectric effect, Compton scattering และ pair production

สำหรับ photoelectric effect นั้น โฟตอนที่มีพลังงาน E_r จะเกิดอินเตอร์แอคชันกับอะตอมทั้งหมดในตัวกลางดูดกลืน และพลังงานทั้งหมดถูกใช้ในการปลดปล่อยอิเล็กตรอนจากวงโคจรอันใดอันหนึ่งที่อยู่ด้านใน ด้วยพลังงานจลน์

$$E_{\beta} = E_r - E_b \quad (2.7)$$

ในที่นี้ E_b คือ พลังงานยึดเหนี่ยวของอิเล็กตรอน รั้งสีแกมมาและรั้งสีเอ็กซ์แรกเริ่มจะไม่เกิดขึ้น แต่รั้งสีเอ็กซ์ที่ถูกปลดปล่อยออกมาจากอะตอมที่ถูกกระตุ้นจะทำให้เกิดผลแบบนี้ขึ้น โดยมีพลังงานทั้งหมด E_b

กรณี Compton scattering process พิจารณาได้จากการชนแบบยืดหยุ่นระหว่างโฟตอนและอิเล็กตรอนของอะตอม เมื่อพลังงานยึดเหนี่ยวของอิเล็กตรอนมีค่าน้อยมาก เมื่อเทียบกับพลังงานของโฟตอน พลังงานถูกแบ่งปันกันระหว่างโฟตอนที่กระจายออกไปกับอิเล็กตรอนที่ถูกชน

กรณี pair production โฟตอนจะไม่ปรากฏ และ คู่อิเล็กตรอน-โพสิตรอน จะถูกสร้างขึ้นด้วยรั้งสีแกมมา ที่มีพลังงานมากกว่า rest-energy ของอนุภาคทั้งสอง พลังงานที่เกินจาก rest-energy จะปรากฏเป็นพลังงานจลน์

จำนวนโฟตอนที่ถูกดูดกลืน โดยตัวกลางที่มีความหนา dx จะเป็นสัดส่วนโดยตรงกับ dx และความเข้มของลำโฟตอนที่จุดต่าง ๆ เป็นตามสมการ

$$I = I_0 e^{-\xi x} \quad (2.8)$$

จะเห็นว่าความเข้มของลำโฟตอนที่ผ่านตัวกลางดูดกลืน (I) ที่มีความหนา x มีความสัมพันธ์กับความเข้มเริ่มต้น (I_0) ด้วยค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืน ξ ซึ่งแบ่งย่อยออกเป็น

$$\xi = \xi_{\text{phot}} + \xi_{\text{compt}} + \xi_{\text{pair}} \quad (2.9)$$

ค่าสัมประสิทธิ์แต่ละตัวขึ้นอยู่กับความแตกต่างของพลังงานรั้งสีแกมมา และคุณสมบัติของตัวกลางดูดกลืน

ง. นิวตรอน

อินเตอร์แอคชันระหว่างนิวตรอนกับสสารแตกต่างจากกรณีทั้งหมดที่ได้พิจารณาไปแล้ว ทั้งนี้ เป็นเพราะว่าอินเตอร์แอคชันระหว่างนิวตรอนและอิเล็กตรอนมีค่าเป็นศูนย์มีเพียงแรงนิวเคลียร์ (ซึ่งเป็น ส่วนที่ละทิ้งได้ในกรณีที่ดูกลืนอนุภาคที่มีประจุและรั้งสีแกมมา) เท่านั้นที่สามารถนำไปสู่การดูกลืนนิวตรอน ได้ปฏิกิริยานิวเคลียร์เปลี่ยนแปลงได้มาก และมีโอกาสที่จะเกิดต่างกันมาก เมื่อชนิดของตัวกลางดูกลืน ไม่เหมือนกัน และโดยทั่วไปแล้วโอกาสที่จะเกิดอินเตอร์แอคชันกับพลังงานนิวตรอนเป็นไปในลักษณะที่ ซับซ้อน ตารางที่ (2.1) แสดงคุณสมบัติบางประการของการแผ่รังสีนิวเคลียร์

ตารางที่ 2.1 คุณสมบัติของการแผ่รังสีนิวเคลียร์ (19)

Type of particle	Sym- bol	Charge (rela- tive)	Rest mass, amu	Energy ^f equivalent of rest mass, Mev	Mean ^f life, sec
Neutron.....	n	0	1.008982	939.507	1.013×10^8
Proton.....	p	1	1.007593	938.213	Stable
Deuteron.....	d	1	2.014187	1,875.50	Stable
Alpha particle.....	α	2	4.002777	3,727.16	Stable
Positron ^a	β^+, e^+	1	0.000549	0.510976	Stable
Electrons or beta particles ^b	β^-, e^-	-1	0.000549	0.510976	Stable
Muon ^c	μ	± 1	0.114	105.655	2.212×10^{-6}
Pion ^d	π	± 1	0.150	139.59	2.55×10^{-8}
Kaon.....	K	± 1	0.531	493.9	1.224×10^{-8}
Gamma ray ^e	γ	0	0	Stable
X ray ^e	X	0	Stable
Neutrino.....	ν	0	Small or zero	~ 0	Stable
Fission fragments:					
Average light.....		~ 20	~ 95		
Average heavy.....		~ 22	~ 139		

2.1.3 พลังงานที่สูญเสียและการเกิดอออนในเซชัน

อนุภาคที่มีประจุสูญเสียพลังงานในการเดินทางผ่านสสาร โดยการส่งผ่านพลังงานนั้นให้แก่ อิเล็กตรอนของอะตอมในตัวกลางดูดกลืน อิเล็กตรอนส่วนใหญ่ก็จะมีพลังงานจลน์ แต่น้อยกว่าพลังงานที่จะทำให้เกิดอออนในเซชัน (I) และพลังงานดังกล่าวจะมีค่าสูงกว่า $w_{\max} \approx 4mE_p/M$ เล็กน้อย (ดังสมการที่ 2.1) อิเล็กตรอนเหล่านี้เรียกว่ารังสีเคลต้า ซึ่งมีความสามารถทำให้เกิดอออนในเซชันโดยตัวมันเองได้ ดังนั้นการเกิดอออนในเซชันทั้งหมด จึงเป็นผลรวมของการเกิดอออนในเซชันปฐมภูมิ และการเกิดอออนในเซชันทุติยภูมิอันเนื่องมาจากรังสีเคลต้า สำหรับอิเล็กตรอนของก๊าซไฮโดรเจนที่มีพลังงาน 1 MeV พบว่าจำนวนอออนที่ทำให้เกิดอออนในเซชันทุติยภูมิ เป็นสองเท่าของปฐมภูมิ

ตัวแปรที่สำคัญของตัวกลางที่ใช้ในการตรวจวัดรังสี คือ พลังงานเฉลี่ยที่สูญเสียไปต่ออออนหรืออิเล็กตรอน (w) มีหน่วยเป็น eV เนื่องจากพลังงานที่สูญเสียไปแบ่งออกได้เป็น 2 ส่วนคือ ส่วนหนึ่งเข้าไปกระตุ้นอะตอมเพื่อให้เกิดการตื่นตัวของอิเล็กตรอน (w_{ex}) กับอีกส่วนหนึ่งทำให้เกิดการแตกตัวของอิเล็กตรอน (w_i) ดังนั้นพลังงานเฉลี่ยจึงเป็นไปตามสมการ

$$w\sigma \approx w_{ex}\sigma_{ex} + w_i\sigma_i \quad (2.10)$$

ในที่นี้ σ_i คือ โอกาสที่จะเกิดอออนในเซชัน

σ_{ex} คือ โอกาสที่จะเกิดการกระตุ้น

พลังงาน w นี้มีค่าคงที่ เนื่องจาก w_{ex} และ w_i เปลี่ยนแปลงตามพลังงานของอนุภาคที่เข้ามาอย่างช้ามาก ในทำนองเดียวกับอัตราส่วนของ σ_{ex}/σ_i

เพราะเหตุว่าอะตอมของของแข็งมีความหนาแน่น ดังนั้นพลังงานต่ำสุดที่ใช้ในการกระตุ้นอิเล็กตรอนในของแข็งจึงน้อยกว่าของก๊าซมาก โดยปกติแล้วมีค่าประมาณ 2-3 eV ในขณะที่มีอนุภาคหนึ่งเข้ามา ถ้าหากว่าพลังงานที่ทำให้เกิดอออนในเซชันยิ่งต่ำ ย่อมทำให้เกิดจำนวนคู่อิเล็กตรอน-โฮล ได้มากขึ้น สัญญาณที่วัดได้ย่อมมีขนาดมากกว่า และการเปลี่ยนแปลงขนาดของสัญญาณในทางสถิติก็เป็นสัดส่วนที่น้อยกว่าด้วย จากเหตุผลดังกล่าวจึงทำให้เกิดความสนใจที่จะนำของแข็งมาเป็นตัวกลางสำหรับใช้วัดรังสี

ส่วนมากแล้วอิเล็กตรอนในของแข็งซึ่งถูกปลดปล่อยโดยการเกิดอ็อนไนเซชันมีโอกาสที่จะตกเข้าไปอยู่ในระดับที่มีพลังงานต่ำกว่าระดับเดิม ในลักษณะเช่นนี้อิเล็กตรอนไม่สามารถที่จะเคลื่อนที่ไปตามสนามไฟฟ้าที่ป้อนเข้าไปได้ ปรากฏการณ์นี้เกิดขึ้นได้เนื่องจากมีอะตอมของสิ่งเจือปนเข้าไป หรือความไม่สมบูรณ์ของการเรียงตัวของอะตอมภายในโครงสร้างของของแข็งมีของแข็งเพียงไม่กี่ชนิดที่สามารถเตรียมขึ้นมาได้บริสุทธิ์เพียงพอ และมีการเรียงตัวของอะตอมที่สมบูรณ์แบบ ดังนั้นจึงสามารถวัดได้จากการนับจำนวนอิเล็กตรอนที่เกิดจากอ็อนไนเซชัน ตารางที่ 2.2 แสดงค่าพลังงานเฉลี่ย (w) ที่สูญเสียต่อคู่อิเล็กตรอน-โฮลในของแข็งบางชนิด

ตารางที่ 2.2 ค่าพลังงานเฉลี่ย (w) ที่ทำให้เกิดคู่อิเล็กตรอน-โฮลแต่ละคู่อิเล็กตรอนในของแข็งชนิดต่างๆ⁽⁸⁾

<i>Medium</i>	w	<i>Type of radiation</i>	<i>Energy gap, E_g</i>
Silicon	3.5 eV	several	1.09 eV
Germanium	2.8	several	0.75
Cadmium sulphide	7.8 ¹	5 MeV alphas	2.5
Gallium arsenide	6.3	electrons	1.35
Lead oxide	8.0 ¹	gammas	8.0

ในการพิจารณาการเปลี่ยนแปลงของ w ในของแข็งตามชนิดและพลังงานของอนุภาคที่ตกกระทบนั้น จากผลการทดลองพบว่า รังสีแกมมา อิเล็กตรอน โปรตอน รังสีอัลฟา และอ็อนหนัก มีการเปลี่ยนแปลงที่มองเห็นไม่ชัดเจน สำหรับในกรณี fission fragments มีความหนาแน่นของการเกิดอ็อนไนเซชันสูงมาก ทำให้ประสิทธิภาพในการรวบรวมประจุ (charge collection) ของอิเล็กตรอนลดลง

สำหรับอนุภาคที่เข้ามานั้นจะต้องมีพลังงานสูงถึงค่าหนึ่ง ถ้าหากว่าพลังงานต่ำกว่าค่านี้แล้ว จะทำให้ w ไม่คงที่ โอกาสที่จะเกิดอ็อนไนเซชันมีค่าลดลง และมีส่วนสำคัญที่จะไปเพิ่มการชนกับนิวเคลียส Seitz ได้แสดงพลังงานต่ำสุดที่เหมาะสม (E_{th}) ดังสมการ

$$E_{th} = ME_g/8m$$

(2.11)



ในที่นี้ M คือ น้ำหนักของอนุภาคที่เคลื่อนที่

m คือ น้ำหนักของอิเล็กตรอน

E_g คือ พลังงานต่ำสุดที่ใช้กระตุ้นอิเล็กตรอนในของแข็ง

ค่า E_{th} นี้เปลี่ยนแปลงได้มากเมื่อพิจารณากับของแข็งต่างชนิดกัน

นอกจากนี้ w ยังขึ้นอยู่กับทิศทาง การเคลื่อนที่ของอนุภาคและแนวการจัดเรียงตัวของอะตอมในตัวกลางด้วย

2.1.4 การเปลี่ยนแปลงทางสถิติของการเกิดฮอนโนเซชัน

เนื่องจากพลังงานของอนุภาคที่มีประจุหาได้จากการเกิดฮอนโนเซชันในตัวกลางที่ใช้ตรวจวัด ดังนั้นความแน่นอนในการวัดอาจถูกควบคุมโดยการเปลี่ยนแปลงของจำนวนคู่อิเล็กตรอน-โฮลที่เกิดขึ้น การคำนวณที่ง่ายที่สุดเพื่อหาจำนวนคู่อิเล็กตรอน-โฮล (n) กระทำได้โดยการเอาพลังงานทั้งหมดที่สูญเสียไปในตัวกลางดูตกสลายมาหารด้วยพลังงานเฉลี่ยที่ใช้ต่ออิเล็กตรอน-โฮล 1 คู่ ดังนั้นถ้ากำหนดให้คู่อิเล็กตรอน-โฮลแต่ละคู่เป็นอิสระต่อกัน และ n มีค่ามาก การเปลี่ยนแปลงในทางสถิติ ก็คือ \sqrt{n} แต่สมมติฐานอันนี้ไม่เหมาะสมเสมอไป สามารถพิจารณาได้ 2 กรณี คือ

- ก. เมื่อวัดการเกิดฮอนโนเซชันทั้งหมดตลอดช่วงพลังงานทั้งหมด
- ข. เมื่อมีบางส่วนของพลังงานทั้งหมดถูกจ่ายให้แก่ตัวกลางดูตกสลาย

ตัวแปร F ซึ่งเรียกว่าฟาโนแฟกเตอร์ (Fano Factor) มีความสัมพันธ์กับกำลังสองของค่าเฉลี่ยในการเปลี่ยนแปลงทางสถิติหารด้วย n และขึ้นอยู่กับสสารและชนิดของการแผ่รังสี ในการวิเคราะห์ต้องพิจารณาถึงการเปลี่ยนแปลงของพลังงานที่สูญเสียไประหว่างการชนที่ทำให้เกิดและไม่เกิดฮอนโนเซชัน ถ้า P_i คือ โอกาสที่ทำให้เกิดฮอนโนเซชัน Fano แสดงไว้ว่าโดยทั่วไปแล้ว F มีค่าน้อยกว่า $1-P_i$ สำหรับสารกึ่งตัวนำ P_i จะมีค่ามาก ดังนั้น F จึงมีค่าน้อยอยู่ในช่วง 0.1 ถึง 0.15 (10)

2.2 คุณสมบัติของอนุภาคอัลฟา⁽¹⁹⁾

อัตราการสูญเสียพลังงานของอนุภาคที่มีประจุ เมื่อผ่าน เข้าไปในสสารขึ้นอยู่กับน้ำหนักและประจุของอนุภาคนั้น ๆ สำหรับอนุภาคอัลฟา ตรีตรอน ดิวเทอรอน และโปรตอนนั้น น้ำหนักจะแตกต่างกันไม่เกิน 4 เท่าตัว และประจุแตกต่างกันเพียง 2 เท่าตัว ทำให้ระยะที่เคลื่อนที่เข้าไปในสสารของอนุภาคเหล่านี้สามารถสัมพันธ์กันได้ด้วยค่าที่แน่นอน ความจริงแล้วเมซอน (meson) ก็อาจจะรวมอยู่ในพวกเดียวกันได้ แต่เนื่องจากน้ำหนักแตกต่างกันมากจึงทำให้เกิดความสัมพันธ์ที่ไม่แน่นอน

เมื่อหลายปีมาแล้วได้มีการวัดระยะการเคลื่อนที่ของอนุภาคอัลฟาในสสาร อนุภาคนี้ถูกปลดปล่อยออกมาโดยการสลายตัวทางนิวเคลียร์ของวัตถุที่มีอำนาจแผ่รังสีได้ พลังงานของอนุภาคที่ถูกปลดปล่อยนี้ขึ้นอยู่กับชนิดของวัตถุที่มีอำนาจแผ่รังสี และอยู่ในช่วงมากกว่า 10 MeV ขึ้นไป

2.2.1 การสูญเสียพลังงานของอนุภาคอัลฟา

เมื่ออนุภาคอัลฟาเดินทางผ่านตัวกลางใด ๆ มันจะสูญเสียพลังงานไปเนื่องจากการกระตุ้นและอิออนไนเซชันอะตอมของตัวกลางนั้น ผลตอบสนองของพลังงานที่สูญเสียไปนี้คือ อิออนแอคชันระหว่างสนามไฟฟ้าถูกลอมบ์ของอนุภาคกับอิเล็กตรอนของตัวกลางนั้น แต่เนื่องจากน้ำหนักของอนุภาคมีมากกว่าของอิเล็กตรอน ดังนั้นแรงของสนามไฟฟ้าถูกลอมบ์จึงมีผลทำให้การหักเหของอนุภาคอัลฟาเกิดขึ้นน้อยมาก

นอกจากนี้อนุภาคอัลฟายังสามารถถูกดูดกลืน หรือเคลื่อนที่ออกไปจากแนวเดิมของการเคลื่อนที่ได้อีก 2 วิธีคือ การเปลี่ยนแปลงทางนิวเคลียร์ และการกระจายของอะตอมภายในโครงสร้างของตัวกลางนั้น อย่างไรก็ตามการลดทอนพลังงานของอนุภาคอัลฟาด้วยวิธีการเหล่านี้ยังถือว่าน้อยมากเมื่อเทียบกับการกระตุ้นและการเกิดอิออนไนเซชัน

การคำนวณหาพลังงานที่สูญเสียไปเนื่องจากการกระตุ้นและการเกิดอิออนไนเซชันถูกเสนอขึ้นโดย Livingston และ Bethe ว่า พลังงานที่สูญเสียไปต่อระยะทางที่เคลื่อนที่ (dE/dx) ถือว่าเป็นความสามารถของสสารที่หยุดการเคลื่อนที่ของอนุภาคไว้ได้ดังสมการที่ (2.2) จะเห็นว่า dE/dx ขึ้นอยู่กับความเร็วของอนุภาคในรูปของ $1/v^2$ การเพิ่มขึ้นของอัตราการสูญเสียพลังงานกับการลดลง

ของความเร็ว เป็นสิ่งที่มุ่งหวังเอาไว้ ทั้งนี้เพราะอนุภาคอัลฟาที่มีพลังงานต่ำ (ความเร็วต่ำ) ต้องใช้เวลาเคลื่อนผ่านอิเล็กตรอนรอบนอกมากขึ้น ผลอันนี้จะทำให้เกิดแรงกระตุ้นบนอิเล็กตรอนเพิ่มมากขึ้น และโอกาสที่จะเกิดการกระตุ้นและเกิดอออนโนเซชันมีทางที่จะเป็นไปได้มากขึ้นด้วย

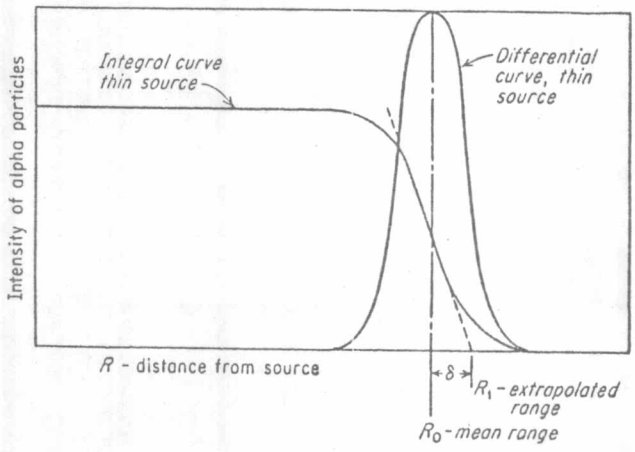
สมการที่ (2.2) ใช้ไม่ได้กับอนุภาคอัลฟาที่มีพลังงานต่ำกว่า 0.1 MeV ทั้งนี้เพราะความเร็วของอนุภาคมีค่าต่ำเกินไป ทำให้จำนวนประจุมีการเปลี่ยนแปลงไม่แน่นอนขึ้นอยู่กับความเร็วและปล่อยอิเล็กตรอนสลัดกันไป

การดูดกลืนของอนุภาคอัลฟาอาจจะศึกษาได้จากการทดลอง โดยวัดจำนวนคู่อิเล็กตรอน-โพสิตรอนที่เกิดขึ้นต่อหน่วยระยะทางที่เคลื่อนที่ พลังงานที่สูญเสียต่อคู่อิออน n ถูกกำหนดให้เป็นปริมาณ w ซึ่งเป็นอัตราส่วนของพลังงานที่สูญเสียไปทั้งหมดต่อจำนวนคู่อิออนที่เกิดขึ้น

2.2.2 ระยะทางการเคลื่อนที่ของอนุภาคอัลฟาในตัวกลางดูดกลืน

อนุภาคอัลฟาที่มีพลังงาน เริ่มต้นค่าใดค่าหนึ่งจะ เดินทางเข้าสู่ตัวกลางใด ๆ ด้วยระยะทางเกือบเท่ากันก่อนที่จะหยุดเคลื่อนที่ที่สามารถศึกษาได้จากการทดลองโดยใช้ลำอนุภาคอัลฟาจากแหล่งกำเนิดกัมมันตภาพรังสี โดยแหล่งกำเนิดรังสีแบบนี้จะต้องมีการสูญเสียพลังงานภายในแหล่งกำเนิดน้อยมาก การวัดจำนวนอนุภาคที่เคลื่อนที่มาถึงระยะที่กำหนดมีความสัมพันธ์กับระยะทางดังรูปที่ 2.2

006862



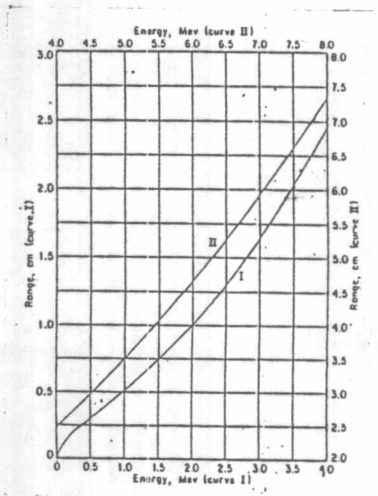
รูปที่ 2.2 ความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นของอนุภาคอัลฟา กับระยะการเคลื่อนที่ในตัวกลางใด ๆ (19)

สำหรับ integral curve แสดงถึงจำนวนของอนุภาคอัลฟาต่อหนึ่งหน่วยเวลาที่เดินทางด้วยระยะทาง R จากแหล่งกำเนิดหรือไกลกว่านั้น ส่วน differential curve คูณด้วย dR (การเปลี่ยนแปลงของ R) แสดงถึงจำนวนอนุภาคต่อหนึ่งหน่วยเวลา ซึ่งมีปลายเส้นทางอยู่ระหว่างระยะทาง R และ R+dR จากแหล่งกำเนิด differential curve อยู่ในรูปของ Gaussian มีค่าสูงสุดอยู่ที่ระยะทางเฉลี่ย R_0 ของอนุภาค ระยะทาง R_1 ซึ่งได้มาจาก integral curve โดยการลากเส้นตรงสัมผัสกับเส้นกราฟที่จุดตัดกับ R_0 เรียกว่า extrapolated range

การเปลี่ยนแปลงค่าระยะทางการเคลื่อนที่ของอนุภาคที่มีพลังงานค่าหนึ่ง ๆ นั้น เกิดขึ้นได้เนื่องจากธรรมชาติทางสถิติของการสูญเสียพลังงานของอนุภาค การเปลี่ยนแปลงเป็นไปได้ 2 ทางคือ พลังงานที่สูญเสียต่อการเกิดคู่อิออน 1 คู่ และจำนวนคู่อิออนที่เกิดขึ้นต่อหนึ่งหน่วยระยะทางที่เคลื่อนที่ไปได้ ทั้ง 2 กรณีทว่าไม่เกิดการเปลี่ยนแปลงทางสถิติของระยะทางการเคลื่อนที่ของอนุภาค

ความแตกต่างระหว่าง extrapolated และ mean ranges สามารถพิจารณาได้จาก การเปลี่ยนแปลงของค่า δ ปริมาณนี้มีค่าประมาณ 1% ของระยะทางการเคลื่อนที่ทั้งหมดของอนุภาคอัลฟาที่มีพลังงาน 5 MeV (19)

รูปที่ 2.3 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างระยะทางการเคลื่อนที่ของอนุภาคอัลฟาในอากาศกับ พลังงานของอนุภาคในช่วง 0 ถึง 8 MeV



รูปที่ 2.3 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างระยะการเคลื่อนที่กับพลังงานของอนุภาคอัลฟา ในอากาศ (19)



2.3 คุณสมบัติทางกายภาพของตัววัสดุรังสีแบบสารกึ่งตัวนำ

เมื่ออนุภาครังสีเข้าสู่ตัววัสดุรังสี พลังงานของมันก็จะถูกดูดกลืนโดยตัวกลางดูดกลืน แล้วทำให้เกิดปรากฏการณ์อิเล็กตรอนในเซชัน นั่นคือเกิดคู่อิเล็กตรอน-โฮลขึ้น เนื่องจากพลังงานที่เข้ามาทำให้พันธ (bond) แตกออกจากกัน จึงมีการเคลื่อนที่ของประจุเกิดเป็นสัญญาณไฟฟ้าขึ้น ลักษณะของสัญญาณที่ได้ขึ้นอยู่กับโครงสร้างของผลึก กล่าวคือ

ก. โครงสร้างของสารกึ่งตัวนำจะต้องมีความนำจำเพาะคงที่ที่ค่าใดค่าหนึ่งเพื่อว่าเมื่อป้อนสนามไฟฟ้าให้กับตัววัสดุ จะทำให้มี standing current ไหลผ่านตัววัสดุ อย่างสม่ำเสมอ แต่ถ้าความนำจำเพาะมีค่าไม่คงที่ จะมีผลทำให้ประสิทธิภาพของตัววัสดุ เสื่อมลง โดยการก่อให้เกิด noise หรือ มีผลต่อประสิทธิภาพในการรวบรวมประจุ

ข. สารกึ่งตัวนำที่มีตัวดักจับ (trap) และ ตำแหน่งที่ว่าง (localized sites) อื่น ๆ อาจมีผลทำให้ประจุอิสระถูกจับหรือมีการสูญเสียพลังงานในระหว่างที่วิ่งผ่านหัวต่อของตัววัสดุได้ นั่นหมายความว่าขนาดของสัญญาณที่ได้ออกมาย่อมมีค่าลดลง ดังนั้นจึงควรให้เซนเตอร์ (centers) เหล่านี้มีจำนวนจำกัด

ค. เกี่ยวกับความสม่ำเสมอของผลึก ถือได้ว่าควรเป็นคุณสมบัติขั้นพื้นฐานของสารกึ่งตัวนำ แต่ส่วนใหญ่แล้วมีทางเป็นไปได้ยากมาก

ก่อนที่จะกล่าวถึงทฤษฎีขั้นพื้นฐานของตัววัสดุรังสีแบบสารกึ่งตัวนำ จะขอกกล่าวถึงแนวความคิดบางประการที่สัมพันธ์กันเพื่อประกอบความเข้าใจให้ดียิ่งขึ้น

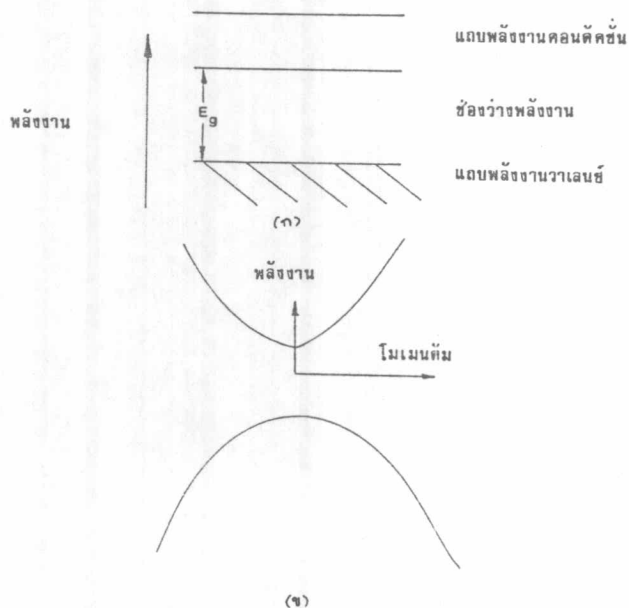
2.3.1 คุณสมบัติของสารกึ่งตัวนำ⁽⁸⁾

ก. แถบพลังงาน (Energy band)

เพื่อให้เข้าใจถึงตัววัสดุ แบบสารกึ่งตัวนำ จำเป็นที่จะต้องทำความเข้าใจกับทฤษฎีแถบพลังงาน (band theory) และ ทฤษฎีการเคลื่อนที่ของประจุ (charge transport theory) แถบพลังงานในสารกึ่งตัวนำเกิดขึ้นจากระดับพลังงานของอิเล็กตรอนในอะตอมแต่ละตัวซึ่งรวมตัวกันเป็นผลึก ในอะตอมที่แยกกันระดับพลังงานของอิเล็กตรอนมีค่าแน่นอนมาก ดังจะเห็นได้จากเส้นสเปกตรัมของอะตอมเกี่ยวกับการปลดปล่อยและการดูดกลืนที่แคบมาก กฎของ Pauli (Pauli's principle)

ได้แสดงให้เห็นว่าอิเล็กตรอนแต่ละตัวมีค่าควันตัมเบอร์ (quantum number) ไม่เท่ากัน ดังนั้นระดับพลังงานของอะตอมจึงมีการเปลี่ยนแปลง ทำให้แถบพลังงานในกรณีคิดรวมทั้งผลึกขยายกว้างขึ้น ในกรณีที่ง่ายที่สุดใช้วิธีคิดแถบพลังงานของแต่ละอะตอมในผลึก แถบพลังงานที่อยู่ใกล้ชิดกันอาจจะเหลื่อมล้ำกันหรือไม่เหลื่อมล้ำกันก็ได้

สารกึ่งตัวนำและฉนวนมีคุณสมบัติที่ว่า ที่อุณหภูมิ 0°K เมื่ออิเล็กตรอนอยู่ในระดับพลังงานที่ต่ำที่สุด แถบพลังงานอันใดอันหนึ่งหรือมากกว่าหนึ่งจะมีอิเล็กตรอนบรรจุอยู่เต็ม และแถบพลังงานสูงที่สุดที่มีอิเล็กตรอนบรรจุอยู่ จะถูกแยกออกจากแถบพลังงานที่อยู่ถัดขึ้นไปด้วยพลังงาน E_g ซึ่งเป็นระดับพลังงานที่ไม่มีอิเล็กตรอนอยู่เลย ดังแผนผังแถบพลังงานที่แสดงไว้ในรูปที่ 2.4(ก.) ซึ่งแสดงแถบพลังงานสูงที่สุดที่มีอิเล็กตรอนบรรจุอยู่เรียกว่าแถบวาเลนซ์ (valence band) และแถบพลังงานต่ำสุดที่ไม่มีอิเล็กตรอนอยู่เลยเรียกว่าแถบคอนดักชัน (conduction band) ทั้งสองแยกออกจากกันด้วยพลังงาน E_g



รูปที่ 2.4 แผนผังแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำ (8)

นอกจากพลังงานแล้วยังมีโมเมนตัมเข้ามาเกี่ยวข้องด้วย รูปที่ 2.4 (ข) แสดงถึงพลังงาน E ของอิเล็กตรอนที่สัมพันธ์กับโมเมนตัมเวกเตอร์ (momentum vector) $\hbar k$ ของอิเล็กตรอน วิธีที่ง่ายที่สุดคือ พิจารณาแถบพลังงานทั้งสองในลักษณะที่เป็นพาราโบลา (parabolic) ที่ $\hbar k$ เท่ากับศูนย์ ซึ่งเหมาะสมตามจุดประสงค์ที่ต้องการ

ที่อุณหภูมิ 0°K จะไม่เกิดการนำไฟฟ้า เพราะว่าในกรณีนี้ไม่มีอิเล็กตรอนอยู่ในแถบคอนดักชันเลย ส่วนในแถบวาเลนซ์มีอิเล็กตรอนอยู่เต็ม ดังนั้นโมเมนตัมรวมของอิเล็กตรอนในแถบพลังงานนี้จึงมีค่าเป็นศูนย์เสมอ สำหรับที่อุณหภูมิสูงขึ้นไป ผลของความร้อนทำให้เกิดการกระตุ้นอิเล็กตรอนจากแถบวาเลนซ์ขึ้นไปยังแถบคอนดักชัน เมื่ออยู่ในสภาวะสมดุลย์ปรากฏว่า มีอิเล็กตรอนบางส่วนตกกลับเข้าไปอยู่ใน vacant states ในแถบวาเลนซ์ด้วย ผลของการกระจายของอิเล็กตรอนหรือโฮล (population distribution) ระหว่างแถบพลังงานทั้งสองนี้เรียกว่าเฟอร์มิฟังก์ชัน (Fermi function) และโอกาสที่อิเล็กตรอนจะเข้าไปอยู่ในระดับพลังงาน E ใด ๆ เป็นไปตามสมการ (8,10)

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp(E - \xi) / kT} \quad (2.12)$$

ในที่นี้ k คือ ค่าคงที่ของ Boltzmann (Boltzmann's constant)

T คือ อุณหภูมิสัมบูรณ์ (absolute temperature)

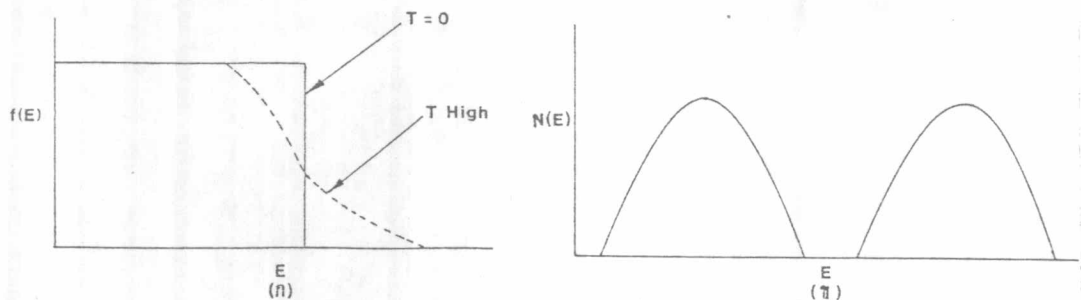
ξ คือ ระดับเฟอร์มิ (Fermi level) หรือ พลังงานเฟอร์มิ (Fermi energy) ซึ่งเป็นระดับพลังงานที่อิเล็กตรอนมีโอกาสเข้าไปอยู่เท่ากับ $\frac{1}{2}$

จากสมการ (2.12) เกิดความสมมาตรเมื่อเส้น $E = \xi$ นั่นคือโอกาสที่จะพบอิเล็กตรอนที่พลังงาน E ใด ๆ ณ ตำแหน่งบนหรือล่างระดับเฟอร์มิรวมกันแล้วต้องเท่ากับ 1 รูปที่ 2.5(ก) แสดงจำนวนอิเล็กตรอนในแถบคอนดักชันที่อุณหภูมิ 0°K และที่อุณหภูมิสูง (เท่ากับจำนวนอิเล็กตรอนที่ถูกปลดปล่อยจากแถบวาเลนซ์) โดยเอาเฟอร์มิฟังก์ชันคูณกับความหนาแน่นของสเตตฟังก์ชัน (state function, $N(E)$) ดังแสดงในรูปที่ 2.5(ข) นี่คือนับจำนวน allowed energy states

ต่อหนึ่งช่วงพลังงาน และเป็นคุณสมบัติอื่น ๆ ของโครงสร้างแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำ ในสารกึ่งตัวนำ intrinsic (intrinsic semiconductor) ξ จะต้องอยู่ ณ ตำแหน่งกึ่งกลางของช่องว่างพลังงาน (forbidden energy gap) เสมอ ดังนั้น $(E-\xi)$ มีค่าเท่ากับ $E_g/2$ ถ้าเป็นกรณีทั่ว ๆ ไป $E_g \gg kT$ จะได้ว่าเฟอร์มิฟังก์ชันลดลงเป็นเอ็กโปเนนเชียล (exponential) ด้วยเทอม $\exp(-E_g/2kT)$ และจำนวนอิเล็กตรอนในแถบคอนดักชันหาได้จากสมการ

$$n_i = N(E) \exp(-E_g/2kT) \quad (2.13)$$

จำนวน vacant states (P_i) ในแถบวาเลนซ์มีค่าเท่ากับ n_i



รูปที่ 2.5 แสดงเฟอร์มิฟังก์ชัน และความหนาแน่นของ states ของสารกึ่งตัวนำ (8)

เมื่อป้อนสนามไฟฟ้าให้กับสารกึ่งตัวนำ จะทำให้เกิดการเปลี่ยนแปลงโมเมนตัมของอิเล็กตรอนในแถบคอนดักชัน และแถบวาเลนซ์ด้วย มีผลให้ได้ค่าออกมาแตกต่างกันเกิดเป็นกระแสรวมขึ้น

ข. การเคลื่อนที่ของประจุ (charge transport)

ปกติแถบคอนดักชันและแถบวาเลนซ์จะมีอิเล็กตรอนบางส่วนบรรจุอยู่ ดังนั้นเมื่อให้สนามไฟฟ้าเข้าไป อิเล็กตรอนในแต่ละแถบพลังงานได้รับพลังงานและโมเมนตัม ในแถบคอนดักชันจะมีจำนวนอิเล็กตรอนอยู่เบาบาง ทำให้การเคลื่อนที่เป็นอิสระไม่ขึ้นต่อกัน ซึ่งต่างกับแถบวาเลนซ์ที่มีอิเล็กตรอนอยู่เกือบเต็ม ทำให้การเคลื่อนที่ยุ่งยากมากขึ้นอยู่กับระดับพลังงานที่ว่าง เมื่อพลังงานและโมเมนตัมถูก quantized (อธิบายได้ตามรูป 2.5 (ข)) มีผลให้มวลของอิเล็กตรอนเปลี่ยนไป

เรียกว่า quantum mechanical effective mass (m^*) ซึ่งมีความสัมพันธ์ตามสมการ

$$\frac{1}{m^*} = \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \quad (2.14)$$

เมื่อดูจากรูป 2.5(ข) จะเห็นว่าค่า effective mass ของอิเล็กตรอนที่อยู่ใกล้บริเวณส่วนบนของแถบวาเลนซ์มีค่าเป็นลบ ถือว่าเป็นการพิจารณาถึงการเคลื่อนที่อย่างอิสระของ vacant states ซึ่งเรียกว่า โฮล ความหนาแน่นของกระแสรวมที่เป็นผลจากสนามไฟฟ้า E มีค่าเป็น

$$J = Ee(n\mu_n + p\mu_p) \quad (2.15)$$

ในที่นี้ μ_n คือ ความคล่องตัว (mobility) ของอิเล็กตรอนในแถบคอนดักชัน
 μ_p คือ ความคล่องตัวของโฮลในแถบวาเลนซ์
 n คือ จำนวนอิเล็กตรอนในแถบคอนดักชัน
 p คือ จำนวนโฮลในแถบวาเลนซ์
 e คือ ค่าประจุไฟฟ้า

นอกจากนี้ยังมีการสูญเสียพลังงานที่ได้รับมาจากสนามไฟฟ้า เนื่องจากการกระเจิง (scattering) ซึ่งอาจเกิดจากการชนกับโครงสร้างของอะตอม โมเลกุลของสารเจือปน หรืออิเล็กตรอนและโฮลอื่น ๆ อันเป็นสิ่งที่ซับซ้อนและสังเกตได้ไม่ชัดเจน แต่มีข้อสังเกตอยู่ 2 ประการ คือ

1. สารกึ่งตัวนำที่มีกราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $E-k$ แคบมาก ๆ ค่า effective mass จะน้อย ดังนั้นความคล่องตัวย่อมมีค่ามากขึ้น
2. เมื่อเกิดการกระเจิงเนื่องจากสาเหตุต่าง ๆ พาหะประจุที่เคลื่อนที่จะสูญเสียพลังงานไปด้วยปริมาณที่ไม่เท่ากัน ดังนั้นถ้าสนามไฟฟ้ามีค่าสูง ความคล่องตัวจึงมีค่าไม่คงที่ขึ้นอยู่กับสนามไฟฟ้า พาหะเหล่านี้ไม่อยู่ในสมดุลอุณหภูมิกับโครงสร้างของอะตอมและให้ชื่อว่า hot carrier

ค. สิ่งเจือปนและความไม่สมบูรณ์ของโครงสร้างของสสาร (Impurities and lattice defects)

ที่กล่าวมาแล้วเป็นเพียงสารกึ่งตัวนำ intrinsic (intrinsic semiconductor) ซึ่งมีจำนวนโฮลและอิเล็กตรอนเท่ากัน (โดยประมาณ) สำหรับในที่นี่จะกล่าวถึงสารกึ่งตัวนำอีกแบบหนึ่งที่เรียกว่า "สารกึ่งตัวนำ extrinsic" (extrinsic semiconductor) ซึ่งมีจำนวนโฮลและอิเล็กตรอนไม่เท่ากัน ทั้งนี้เนื่องมาจากสิ่งเจือปน และความไม่สมบูรณ์ของโครงสร้างของอะตอม มีผลทำให้เกิด localized energy levels ขึ้นในช่องว่างพลังงาน localized centers อาจจะทำให้อิเล็กตรอนแก่แถบคอนดักชันหรือรับอิเล็กตรอนมาจากแถบวาเลนซ์ก็ได้ และพลังงานที่ใช้ก็มีค่าน้อยกว่าช่องว่างพลังงาน E_g กรรมวิธีนี้จะให้พาหะประจุเพียง 1 ตัวในแถบพลังงานอันใดอันหนึ่งเท่านั้น จำนวนประจุอิสระที่อุดมภูมิใด ๆ ขึ้นอยู่กับจำนวนสิ่งเจือปนและพลังงานที่มากระตุ้น ยกตัวอย่างเช่น หากความเข้มข้นของอิเล็กตรอนเมื่อ N_D คือ donor levels ที่พลังงาน E_D ได้จากสมการ

$$n = N_D \frac{1}{1 + \exp(E_D - \xi) / kT} \quad (2.16)$$

ในสารกึ่งตัวนำ extrinsic $np = n_i^2$ เมื่อ n_i คือ ความเข้มข้นของพาหะในสารกึ่งตัวนำ intrinsic

Localized centers ไม่เพียงแต่เพิ่มจำนวนพาหะประจุเท่านั้น แต่ยังสามารถลดจำนวนพาหะประจุได้ด้วย โดยสามารถทำหน้าที่เป็นตัวดักจับ ซึ่งโฮลและอิเล็กตรอนจะถูกจับเข้ามาอยู่ในช่วงระยะเวลาหนึ่ง เช่นเตอร์เหล่านี้อาจเป็นอะตอมของสิ่งเจือปนที่เข้าไปอยู่ในลักษณะแทนที่หรือแทรกอยู่ในช่องว่างระหว่างอะตอม หรืออาจเป็นความไม่สมบูรณ์ของโครงสร้างของอะตอม เช่น อะตอมที่หายไป หรืออะตอมภายนอกที่แทรกเข้ามา อันเป็นสาเหตุทำให้คุณสมบัติของตัววัสดุเสื่อมลง

ง. กรรมวิธีรีแลกเซชัน (Relaxation process)

กรรมวิธีนี้เป็นผลเนื่องมาจากมีแสงหรืออนุภาคตกกระทบสารกึ่งตัวนำ แล้วมีการดูดกลืนพลังงาน ทำให้เกิดพาหะประจุจำนวนมากเกินพอซึ่งแตกต่างไปจากสภาวะสมดุล พาหะประจุเหล่านี้จะรวมตัว (recombine) กับประจุชนิดตรงข้าม มีผลให้ลดจำนวนลงแบบเอ็กโปเนนเชียล ดังนั้นถ้าจำนวนอิเล็กตรอนภายนอก (Δn_0) ถูกสร้างขึ้นที่เวลา $t=0$ จำนวนอิเล็กตรอนที่เวลา t

ต่อมาอาจเขียนได้เป็น

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp(-t/\tau_r) \quad (2.17)$$

เมื่อ τ_r คือเวลาที่ใช้ในการรวมตัว (recombination time) ของอิเล็กตรอน และเป็นลักษณะสมบัติของสารกึ่งตัวนำ โดยปกติแล้วอิเล็กตรอนและโฮลใช้เวลาในการรวมตัวเท่ากัน แต่จะไม่เป็นจริงเมื่อเป็นสัญญาณขนาดใหญ่ หรือเมื่อพาหะชนิดใดชนิดหนึ่งถูกดักจับและถูกปล่อยออกมาเมื่อเวลาผ่านไปแล้วมากกว่า τ_r กระบวนการนี้มีผลต่อคุณสมบัติทางไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำ

สำหรับกรรมวิธีรีแลคเซชันวิธีที่สองเกิดจากการกระเจิงของอิเล็กตรอนที่มีความเร็วมากกว่าปกติ แต่ไม่มีผลมากนัก เนื่องจากเกิดขึ้นในเวลาอันสั้น ($\sim 10^{-13}$ วินาที)

นอกจากนี้การทำตัวเป็นกลาง (ไม่มีประจุ) ยังขึ้นอยู่กับค่าคงที่เวลา (time constant) CR ของวงจรภายในของตัววัสดุ (ดูรูปที่ 2.8) เรียกว่า dielectric relaxation time (τ_0) ซึ่งมีค่าเป็น

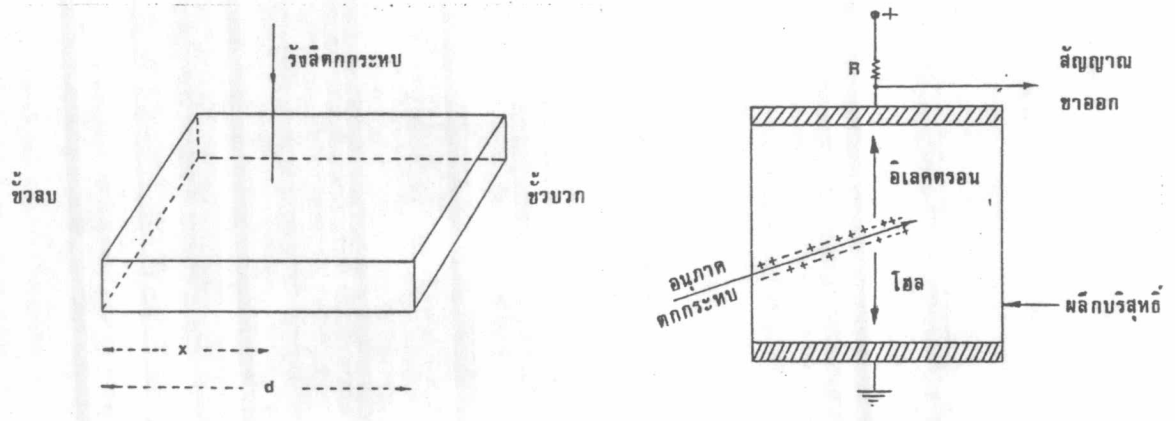
$$\begin{aligned} \tau_0 &= CR \\ &= \frac{\epsilon A}{d} \cdot \frac{\rho d}{A} \\ &= \rho \epsilon \\ &= \rho \epsilon_0 \chi \\ \tau_0 &= \frac{\rho \chi}{4\pi} \end{aligned} \quad (2.18)$$

- ในที่นี้ C คือ ความจุของสารกึ่งตัวนำ มีค่าเท่ากับ $\frac{\epsilon A}{d}$
 R คือ ความต้านทานของสารกึ่งตัวนำ มีค่าเท่ากับ $\frac{\rho d}{A}$
 ρ คือ ความต้านทานจำเพาะ
 A คือ พื้นที่ภาคตัดขวาง
 d คือ ระยะห่างระหว่างขั้วไฟฟ้า

- ϵ คือ permittivity ของสารกึ่งตัวนำ มีค่าเท่ากับ $\epsilon_0 \times$
- ϵ_0 คือ permittivity ของ free space
- \times คือ dielectric constant ของสารกึ่งตัวนำ

2.3.2 การเกิดอ็อนในเซชันและการรวบรวมประจุ⁽¹²⁾

เพื่อที่จะอธิบายถึงกรรมวิธีทางกายภาพของตัววัดฯ แบบสารกึ่งตัวนำ และวิจารณ์เกี่ยวกับ noise และ ความสามารถในการแยกพลังงาน (energy resolution) ซึ่งจะได้กล่าวต่อไป ให้สมมติว่าตัววัดฯ เป็นวัสดุเนื้อเดียวกันตลอดและมีลักษณะเป็นกล่อง และสนามไฟฟ้ามีค่าคงที่ตลอดทั้งปริมาตร ถือว่าขั้วไฟฟ้าไม่รบกวนสนามไฟฟ้าหรือความเข้มข้นของพาหะประจุทุกตำแหน่งในเนื้อวัสดุ ระบบที่แสดงดังรูปที่ 2.6 ใช้แทนตัววัดฯ แบบอุดมคติ กล่าวคือ มีขั้วไฟฟ้าห่างกันด้วยระยะทาง d และสนามไฟฟ้า E ในทุก ๆ ตำแหน่งมีค่าเท่ากับ V/d เมื่อ V คือความต่างศักย์ระหว่างขั้วไฟฟ้าทั้งสอง อนุภาคที่มีประจุและมีพลังงาน μ ตกกระทบในทิศทางตั้งฉากกับสนามไฟฟ้า และก่อให้เกิดอ็อนจำนวน N คู่ ที่ระยะทาง x ห่างออกมาจากขั้วลบ



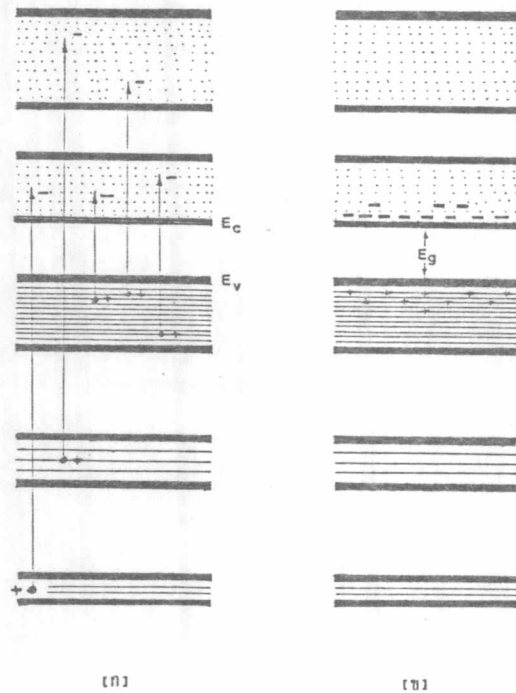
รูปที่ 2.6 แผนผังของตัววัดรังสีแบบสารกึ่งตัวนำ^(8,12)

สำหรับผลึกที่ใช้สร้างตัววัดฯ ควรมีลักษณะที่ว่า พลังงานที่ทำให้เกิดคู่อิเล็กตรอน-โฮลควรมีค่าน้อยมาก และเมื่อเกิดคู่อิเล็กตรอน-โฮลขึ้นแล้วต้องเคลื่อนที่อย่างอิสระทุกทิศทางไปยังขั้วไฟฟ้าที่สนามไฟฟ้ามีค่าต่ำการเคลื่อนที่ของโฮลและอิเล็กตรอนขึ้นอยู่กับความคล่องตัว หรือกล่าวได้ว่าความเร็วของพาหะมีค่าเท่ากับค่าคงที่ของความคล่องตัวคูณด้วยสนามไฟฟ้า โดยทั่วไปความคล่องตัวของโฮลและอิเล็กตรอนมีค่าแตกต่างกัน ระยะเวลาที่พาหะอยู่ในโครงสร้างของอะตอมก่อนที่จะถูกจับหรือเกิดการรวมตัวเรียกว่าเวลาชีวิตของพาหะ (carrier lifetime) ซึ่งมีค่าอยู่ในช่วง 10^{-9} ถึง 10^{-8} วินาที และส่วนใหญ่ขึ้นอยู่กับความบริสุทธิ์ของสารกึ่งตัวนำ สำหรับเวลาชีวิตของโฮลและอิเล็กตรอนโดยทั่วไปจะแตกต่างกัน เนื่องจากระยะทางที่พาหะสามารถเคลื่อนที่ไปได้เกิดจากผลคูณของความเร็วกับเวลาที่ใช้ในการเดินทาง ดังนั้นระยะทางจึงถูกควบคุมด้วยผลคูณของความคล่องตัวกับเวลาชีวิตของพาหะ (mobility-lifetime product) ด้วยเหตุนี้วัสดุสารกึ่งตัวนำที่จะนำมาสร้างตัววัดฯ จึงควรมีผลคูณของความคล่องตัวกับเวลาชีวิตที่มีค่าสูงทั้งของโฮลและอิเล็กตรอน เพื่อให้การเคลื่อนที่ไปยังขั้วไฟฟ้าไปได้ทุกทิศทางอย่างมีประสิทธิภาพ นอกจากนี้สารกึ่งตัวนำที่ใช้ต้องมีความต้านทานจำเพาะ (resistivity) สูง มิฉะนั้นโครงสร้างจะมีพาหะอิสระอยู่เป็นจำนวนมาก ทำให้จำนวนโฮลและอิเล็กตรอนที่เกิดจากอนุภาคมาตกกระทบดูเหมือนว่าเพิ่มขึ้นเพียงเล็กน้อยเท่านั้น ไม่สามารถสังเกตได้เลย

เราทราบว่าพลังงานโฟตอนที่ใช้ในการสร้างคู่อิเล็กตรอน-โฮลได้พอดีนั้นมีค่าเท่ากับช่องว่างพลังงาน (E_g) แต่พลังงานที่ทำให้เกิด impact ionization นั้นมีค่าสูงกว่านี้ปกติแล้วมีค่าประมาณ $1.5 E_g$ เมื่อนำหนักของอิเล็กตรอนและโฮลมีค่าเท่ากัน และจะมีค่ามากกว่านี้ถ้านำหนักของอิเล็กตรอนและโฮลไม่เท่ากัน สาเหตุที่พลังงานที่ทำให้เกิด impact ionization มีค่าสูงก็เพราะว่า อนุภาคที่ตกกระทบต้องสูญเสียพลังงานบางส่วนให้กับโครงสร้างของผลึก Shockley^(1,11) ได้แสดงให้เห็นว่าพลังงานที่ใช้สร้างคู่อิเล็กตรอน-โฮลในซิลิกอนมีค่าเท่ากับ 3.6 eV ในขณะที่ช่องว่างพลังงานมีค่าเท่ากับ 1.1 eV ที่อุณหภูมิห้อง

เมื่ออนุภาคตกกระทบกับสารกึ่งตัวนำ มันจะส่งผ่านพลังงานให้กับอิเล็กตรอนที่หยุดนิ่งกับที่ ทำให้อิเล็กตรอนสามารถเคลื่อนที่อย่างอิสระออกจากอะตอมได้ เรียกว่า อีออนไนเซชันปฐมภูมิ (primary ionization) เมื่ออิเล็กตรอนที่เป็นอิสระนี้เคลื่อนที่ออกไปจากวงโคจร อาจจะมียูอิเล็กตรอนที่อยู่ในวงโคจรถัดไปเข้ามาแทนที่ และปลดปล่อยพลังงานออกมาให้แก่อิเล็กตรอนตัวอื่น

แทนการปลดปล่อยพลังงานในลักษณะของการแผ่รังสี ทำให้อิเล็กตรอนตัวที่ได้รับพลังงานนี้เคลื่อนที่ออกจากอะตอมได้ ซึ่งเป็นลักษณะของ Auger effect เรียกวิธีการนี้ว่า อีออนไนเซชันทุติยภูมิ (secondary ionization) สำหรับลักษณะการเกิดอีออนไนเซชันสามารถแสดงได้ด้วยแผนผังแถบพลังงานดังรูปที่ 2.7



รูปที่ 2.7 แผนผังแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำเมื่อเกิดอีออนไนเซชัน (11)

สัญญาณที่เกิดจากอนุภาคตกกระทบจะถูกตรวจสอบ พบว่าพลังงานที่วัดได้สัมพันธ์กับการแยกคู่อิเล็กตรอน-โฮลตามบริเวณแนวการเคลื่อนที่ของอนุภาคและการรวบรวมประจุของคู่อิเล็กตรอน-โฮลที่ขั้วของตัววัดฯ ในขณะที่ป้อนสนามไฟฟ้าเข้าไปนั้น ประจุบวกและลบจะเริ่มแยกออกจากกัน และเกิดการรวบรวมประจุ โดยที่พาหะแต่ละตัวจะถูกดึงดูตไปยังขั้วไฟฟ้าที่สัมพันธ์กัน (ประจุบวกวิ่งไปยังขั้วลบและประจุลบวิ่งไปยังขั้วบวก) ในกรณีที่เกิดคู่อิเล็กตรอน-โฮลขึ้นอย่างหนาแน่น จะมีสนามไฟฟ้าเกิดขึ้นระหว่างกลุ่มของอิเล็กตรอนและโฮล และต้านกับสนามไฟฟ้าที่ป้อนให้กับตัววัดฯ อยู่ชั่วระยะเวลาหนึ่ง จนกระทั่งแรงสนามไฟฟ้าที่ต้านค่อย ๆ ลดลง อิเล็กตรอนและโฮลก็จะเริ่มแยกออก

จากกัน และเกิดการรวบรวมประจุที่ขั้วไฟฟ้าทั้งสอง เวลาที่เสียไปก่อนที่อิเล็กตรอนและโฮลจะแยกออกจากกันนี้เรียกว่า plasma time ดังสมการ⁽⁸⁾

$$t_p = \rho^2 / \chi^2 E^2 D \quad (2.19)$$

ในที่นี้ ρ คือ ความหนาแน่นของประจุ

χ คือ dielectric constant ของตัวกลางอวกาศ

D คือ ambipolar diffusion constant

ค่าคงที่ D หาได้จากสมการ

$$D = \frac{D_n D_p}{D_n + D_p} \quad (2.20)$$

ในที่นี้ D_p คือ ค่าคงที่การแพร่ซึมของโฮล (hole diffusion constant)

D_n คือ ค่าคงที่การแพร่ซึมของอิเล็กตรอน (electron diffusion constant)

จากวงจรอย่างง่ายของตัววัดในรูปที่ 2.8 สามารถคำนวณหา transit time (τ_c) ของพาหะได้จากสมการ

$$\tau_c = d / \mu E \quad (2.21)$$

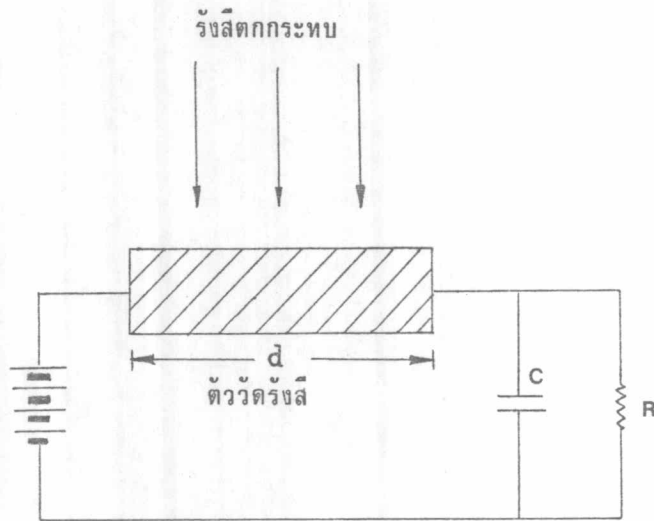
ในที่นี้ E คือ สนามไฟฟ้า

μ คือ ความคล่องตัวของพาหะที่นำมาพิจารณา

d คือ ระยะห่างระหว่างขั้วไฟฟ้าทั้งสอง

τ_c มีค่าน้อยกว่า integration time (RC) ของวงจรมาก ๆ





รูปที่ 2.8 วงจรอย่างง่ายของตัววัสดุรังสี (8)

อนุภาคซึ่งทำให้เกิดอิเล็กตรอนจำนวน N คู่ที่ระยะทาง x จากขั้วลบ จะให้ประจุทั้งหมด Ne ไหลผ่านวงจรภายนอก ถ้าไม่มีการดักจับหรือการรวมตัว จะได้ว่าประจุที่เกิดจากโฮลคือ

$$q_h = \frac{Nex}{d} \quad (2.22)$$

ภายในเวลา

$$\tau_c = \frac{x}{\mu_p E} \quad (2.23)$$

ในทำนองเดียวกันสำหรับประจุที่เกิดจากอิเล็กตรอน

$$q_e = Ne \left(\frac{d-x}{d} \right) \quad (2.24)$$

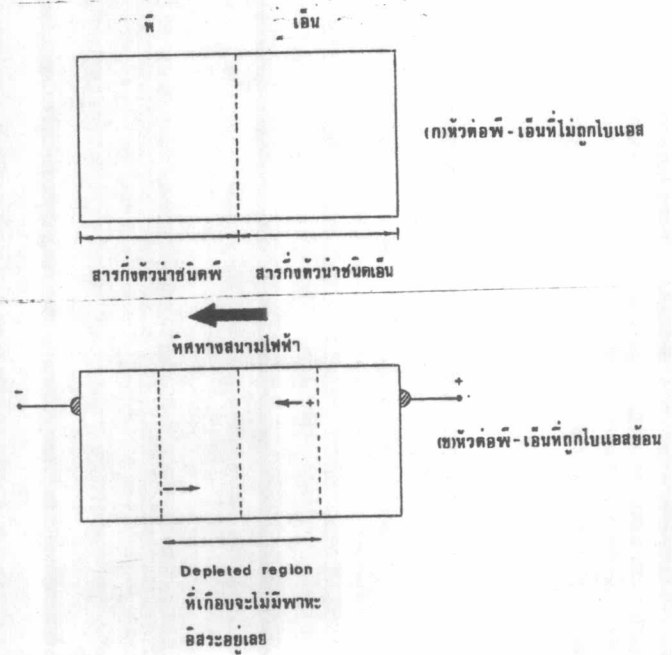
ภายในเวลา

$$\tau_c = \frac{d-x}{\mu_n E} \quad (2.25)$$

ในทางปฏิบัติการคำนวณจะยุ่งยากมากเนื่องจากความไม่สมบูรณ์ของโครงสร้างผลึก ประสิทธิภาพในการรวบรวมประจุและรูปร่างลักษณะของสัญญาณขาออก ทั้งนี้ขึ้นอยู่กับเวลาที่เสียไปก่อนที่ พาทะประจุจะถูกจับ เวลาในระหว่างที่ถูกจับ เวลาเฉลี่ยก่อนรวมตัว เวลาที่ใช้ในการรวบรวม ประจุ dielectric relaxation time และ integration time ของวงจรภายนอกด้วย

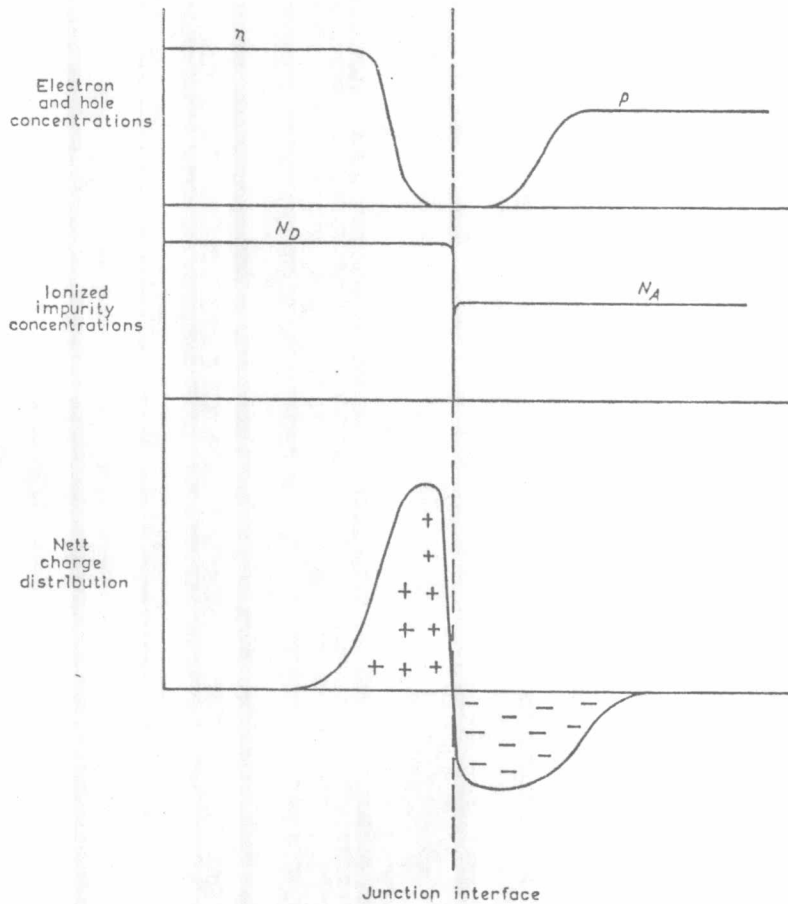
2.4 ตัวตรวจจับแบบสารกึ่งตัวนำชนิดหัวต่อพี-เอ็น

ในปัจจุบันตัวตรวจจับแบบสารกึ่งตัวนำชนิดหัวต่อพี-เอ็นถูกนำมาใช้กันอย่างแพร่หลายมากที่สุด เจื่อนไซที่สำคัญในการสร้างตัวตรวจจับแบบนี้ก็คือ การทำให้เกิดรอยต่อพี-เอ็นขึ้นบนเว่นผลึกซิลิกอน รูปที่ 2.9(ก)แสดงถึงผลึกที่ด้านขวามือถูกแพร่ซึมด้วยฟอสฟอรัส และทางด้านซ้ายมือถูกแพร่ซึมด้วย บอรอน ดังนั้นทางด้านขวามือจึงมีอิเล็กตรอนเคลื่อนที่อย่างอิสระและมีโฮลอยู่น้อยมาก ส่วนทางด้าน ซ้ายมือมีโฮลเคลื่อนที่อย่างอิสระและมีอิเล็กตรอนอยู่น้อยมาก ถ้าป้อนสนามไฟฟ้าเข้าไปในทิศทางดัง รูปที่ 2.9(ข) จะทำให้อิเล็กตรอนเคลื่อนที่ไปทางขวาและโฮลเคลื่อนที่ไปทางซ้าย บริเวณตรงกลาง ระหว่างกลุ่มโฮลและอิเล็กตรอนเกือบจะไม่มีพาหะอยู่เลย บริเวณนี้เรียกว่าเขตปลอดพาหะ (depletion layer) ในรอยต่อพี-เอ็น พาหะประจุทั้งหมดเคลื่อนที่มาจากบริเวณนี้แล้วพาให้เกิดกระแสไฟฟ้า เมื่อสนามไฟฟ้าเพิ่มมากขึ้น เขตปลอดพาหะจะขยายออก และมีกระแสไฟฟ้าไหลมากขึ้น



รูปที่ 2.9 โครงสร้างของหัวต่อพี-เอ็น (12)

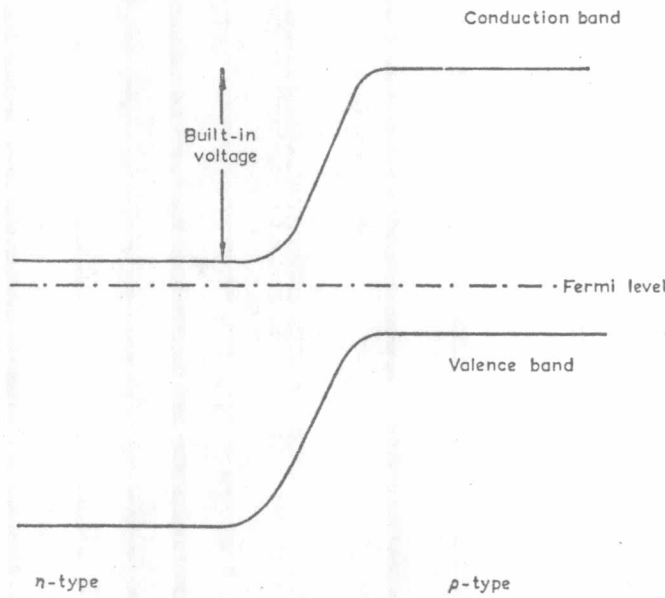
ไฟฟ้าเข้าไป ที่จริงแล้วกระแสที่ถูกขัดขวางโดย built-in voltage ที่หัวต่อซึ่งเป็นไปตามชนิดของสารเจือปนในชั้นเอ็นและพี ประจุบวก (donors) ในบริเวณที่มีพาหะชนิดเอ็น และประจุลบ (acceptors) ในบริเวณที่มีพาหะชนิดพีจำนวนมากเกินพอ สามารถทำให้เกิด charged double layer ขึ้นได้ โดยทำหน้าที่ผลัดกันประจุนอิสระและป้องกันไม่ให้ข้ามไปสู่ด้านตรงข้าม



รูปที่ 2.11 การกระจายของประจุในหัวต่อพี-เอ็น (8)

รูปที่ 2.11 แสดงการกระจายของอิเล็กตรอนและโฮล ถัดมาเป็น donor และ acceptor และล่างสุดเป็นประจรรวมของระบบในสภาวะสมดุลย์ สำหรับรูปสมมูลย์แสดงไว้ดังแผนผังในรูปที่ 2.12 ระดับเฟอร์มิซึ่งเป็นศักย์ทางไฟฟ้าเคมีของอิเล็กตรอนต้องมีค่าคงที่ตลอดทั้งผลึก ดังนั้นแถบพลังงานที่หัวต่อจึงมีลักษณะดังแสดงในรูป ความต่างศักย์ระหว่างหัวต่อเปรียบเสมือนเครื่องกีดกันทั้งอิเล็กตรอนและโฮล จนกระทั่งกระแสอิเล็กตรอนในแต่ละทิศทางและกระแสโฮลในแต่ละทิศทางที่บริเวณรอยเชื่อมต่อสมดุลย์กันพอดี สามารถมองเห็นได้ชัดจากแถบพลังงานว่า built-in voltage

มีค่าน้อยกว่าช่องว่างพลังงานของผลึกสารกึ่งตัวนำ



รูปที่ 2.12 แผนผังแถบพลังงานของหัวต่อพี-เอ็น⁽⁸⁾

เมื่อหัวต่อถูกใช้เป็นตัววัดๆ การบ่อนสนามไฟฟ้าแบบไบแอสตาม (คือ ชั้นพีถูกไบแอสด้วยบวก และชั้นเอ็นถูกไบแอสด้วยลบ) ไม่เป็นที่น่าสนใจ เจื่อนไขที่สนใจคือ การบ่อนสนามไฟฟ้าแบบไบแอสย้อน เมื่อพาหะชนิดเอ็นถูกไบแอสด้วยบวก ความต่างศักย์ที่บ่อนเข้าไปจะเสริมกับ built-in voltage ทำให้ประจุอิสระเคลื่อนที่ออกจากหัวต่อ ในที่นี้เรียกว่า charge depletion layer นี้คือลักษณะการทำงานของตัววัดๆ สำหรับประโยชน์ของไบแอสย้อน คือไปลดจำนวนพาหะที่เหลือต่ำกว่าที่สภาวะสมดุลย์ หรือเป็นการลด current noise ที่เกิดขึ้นภายในเขตปลอดพาหะนั้นเอง การกระจายของสนามไฟฟ้าอย่างคงที่ในผลึก ทำให้เกิดกระแสตั้งสมการ (continuity equation)⁽⁸⁾

$$J = Ee(n\mu_n + p\mu_p) \tag{2.26}$$

- ในที่นี้ E คือ สนามไฟฟ้า
- J คือ ความหนาแน่นของกระแส
- p คือ ความเข้มข้นของโฮลที่มีอยู่เดิม
- n คือ ความเข้มข้นของอิเล็กตรอนที่มีอยู่เดิม

การบ่อนสนามไฟฟ้าแบบไบแอสยอนมีผลต่อความกว้างของเขตปลอดพาหะ ซึ่งเป็นบริเวณที่เหมาะสมอย่างยิ่งสำหรับใช้วัดรังสี ในขณะที่เดียวกันก็มีผลต่อ current noise ด้วย ดังนั้นจึงต้องเลือกใช้ค่าความต่างศักย์ที่เหมาะสม เพื่อให้การวัดเป็นไปอย่างมีประสิทธิภาพมากที่สุด

2.4.2 ความกว้างของเขตปลอดพาหะและความจุของหัวต่อพี-เอ็น (Junction capacitance) ⁽⁸⁾

เพื่อกำหนดคุณสมบัติของหัวต่อของตัววัดฯ จำเป็นที่จะต้องคำนวณความกว้างของเขตปลอดพาหะซึ่งไม่เพียงแต่กำหนดความหนาของตัววัดฯ เท่านั้น ยังบอกถึงความจุ (capacity) และ noise ที่เกิดขึ้นเนื่องจากอุณหภูมิตัวด้วย

ระยะที่เขตปลอดพาหะเจาะลึกเข้าไปในแต่ละด้านของหัวต่อ หาได้จากการแก้สมการ current continuity equation (สมการที่ 2.26) กับ Poisson's equation ถ้าพิจารณาทางด้านพีจะได้ว่า

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{4\pi e}{X} (N_A + n - p) \quad (2.27)$$

- ในที่นี้ N_A คือ ความเข้มข้นของสารเจือปน
 n คือ ความเข้มข้นของอิเล็กตรอนที่มีอยู่เต็ม
 p คือ ความเข้มข้นของโฮลที่มีอยู่เต็ม
 X คือ dielectric constant ของผลึก

โดยใช้ drastic approximation คือ ตลอดทั้งเขตปลอดพาหะถือว่า n และ p มีค่าน้อยเมื่อเทียบกับ N_A ดังนั้น Poisson's equation ลดรูปลงมาเป็น

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{4\pi e}{X} N_A \quad (2.28)$$

โดยการ integrate จะได้ว่า

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\chi} N_A (x - x_p)$$

และ

$$V = \frac{4\pi e}{\chi} N_A (x^2 - 2xx_p) + V_0 \quad (2.29)$$

ในที่นี้ x_p คือ ส่วนปลายสุดของเขตปลอดพาหะ เมื่อ $N_A + n - p = 0$ (ในกรณีนี้ให้ส่วนปลายของเขตปลอดพาหะเป็นแบบ abrupt)

V_0 คือ ศักย์ที่หัวต่อ ; $x=0$

เมื่อ $x=x_p$, $V-V_0 = V_p$ (ความต่างศักย์ที่ตกคร่อมชั้นพี) จะได้ว่า

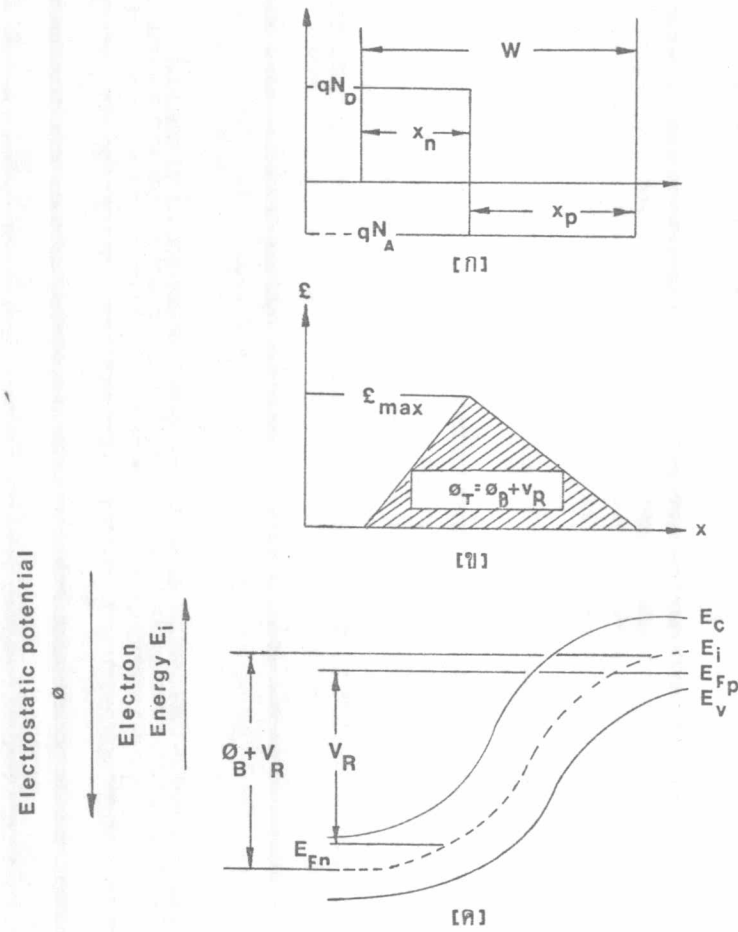
$$x_p^2 = \frac{V_p \chi}{2\pi N_A e} \quad (2.30)$$

ในทำนองเดียวกันสำหรับชั้นเอ็น

$$x_n^2 = \frac{V_n \chi}{2\pi N_D e} \quad (2.31)$$

ในแบบอย่างนี้ให้ excess charge ในขอบเขตชนิดเอ็นมีจำนวนเท่ากับขอบเขตชนิดพีและเป็นชนิดตรงข้ามกัน เมื่อมีสนามไฟฟ้าเป็นตัวจำกัดขนาดเขตปลอดพาหะ (ดังรูปที่ 2.13) จะได้ว่า

$$x_p N_A = x_n N_D \quad (2.32)$$



รูปที่ 2.13 แสดงแผนผังของการกระจายของประจุสนามไฟฟ้า และการกระจายของศักย์ภายใต้เงื่อนไข step-junction ที่ถูกไบแอสย้อน (10)

เขตปลอดพาหะที่เจาะลึกเข้าไปในขอบเขตทั้งสองเป็นสัดส่วนผกผันกับ ionized impurity concentrations หรือเป็นสัดส่วนโดยตรงกับความต้านทานจำเพาะ เนื่องจากอิทธิพลของหัวต่อ โดยปกติแล้วปรากฏว่า ionized impurity concentration ที่อยู่ในทั้งสองด้านของหัวต่อมีความแตกต่างกันมาก ดังนั้นเขตปลอดพาหะเกือบทั้งหมดจะเข้าไปอยู่ในวัสดุที่มีความต้านทานจำเพาะสูง หรือด้านที่มี ionized impurity concentration ต่ำกว่านั่นเอง ถ้าผลึกเป็นชนิดที่สามารถหาความกว้างของเขตปลอดพาหะอย่างประมาณได้ดังนี้

$$x^2 = \frac{\chi}{2\pi e} \cdot \frac{V}{N_A} \tag{2.33}$$

I16606905

และถ้า acceptors ทั้งหมดเกิดอออนโนเซชัน ความต้านทานจำเพาะของวัสดุมีค่าเป็น

$$\rho = \frac{1}{N_A e \mu_p} \quad (2.34)$$

ดังนั้น $x = \left(\frac{\chi \mu_p}{2\pi} \rho V \right)^{1/2} \quad (2.35)$

ในทำนองเดียวกันสำหรับวัสดุชนิดเอ็น

$$x = \left(\frac{\chi \mu_n}{2\pi} \rho V \right)^{1/2} \quad (2.36)$$

ในผลึกชนิดพีประมาณค่าได้เป็น

$$x = 3.2 \times 10^{-5} (\rho V)^{1/2} \quad \text{เซนติเมตร}$$

และผลึกชนิดเอ็น

$$x = 5.3 \times 10^{-5} (\rho V)^{1/2} \quad \text{เซนติเมตร}$$

ในที่นี้ ρ มีหน่วยเป็นโอห์ม-เซนติเมตร

V มีหน่วยเป็นโวลต์

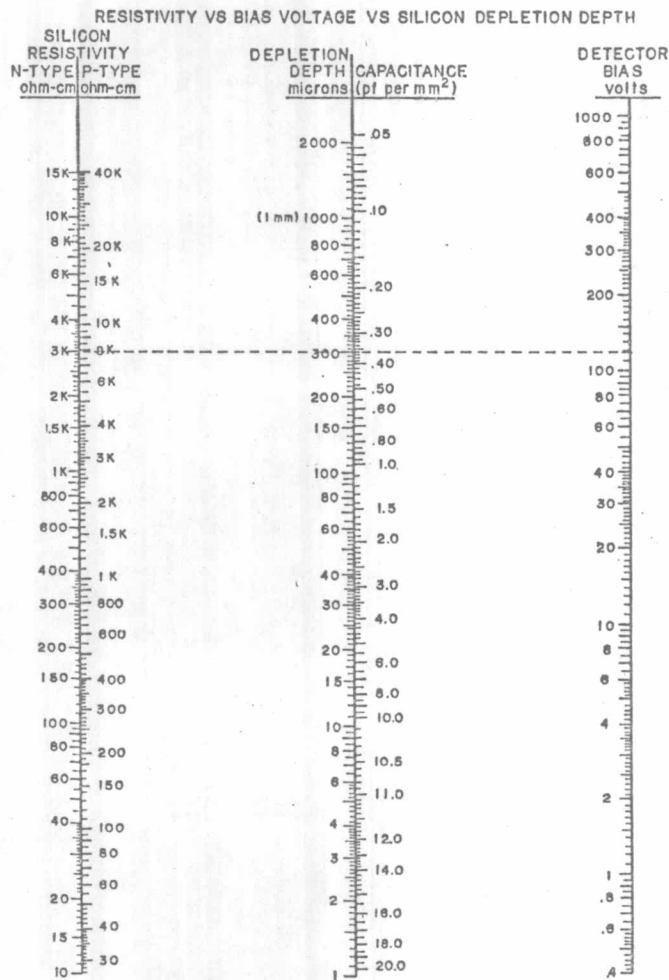
ความกว้างของเขตปลอดพาหะนี้เป็นสัดส่วนกับรากที่สองของความคล่องตัวของพาหะข้างมาก ความจุของหัวต่อที่ถูกไบแอสย้อนเปรียบเสมือนกับแผ่นคอนเดนเซอร์ 2 แผ่นวางขนานกันด้วยระยะห่างเท่ากับ x

$$C = \frac{\chi A}{4\pi x} \quad (2.37)$$

แทนค่า x จากสมการ (2.35) ในกรณีที่เป็นผลึกชนิดพี จะได้ว่า

$$C = A \left(\frac{x}{8\pi n p V} \right)^{1/2} \tag{2.38}$$

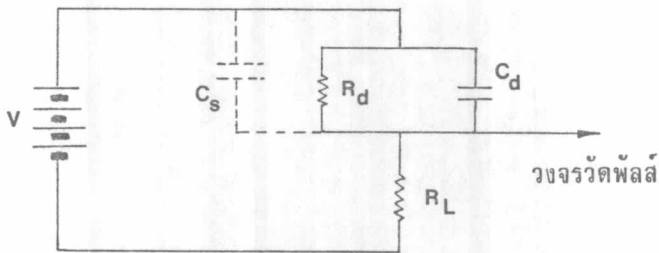
จากสมการ (2.37) และ (2.38) สามารถแสดงความสัมพันธ์ดังรูปที่ 2.14 โดยที่ความกว้างของเขตปลอดพาหะและความจุของหัวต่อมีความสัมพันธ์กับความต้านทานจำเพาะและแรงดันไบแอสทั้งของผลึกชนิดเอ็นและชนิดพี



รูปที่ 2.14 แผนผังสำหรับใช้หาความกว้างของเขตปลอดพาหะ (8)

2.4.3 Noise และความสามารถในการแยกพลังงานของตัววัดรังสีชนิดหัวต่อพี-เอ็น

ในการคำนวณผลของ noise ที่มีต่อความสามารถในการแยกพลังงานของตัววัดฯ จำเป็นที่จะต้องมียวงจรที่ใช้สำหรับทำการทดลอง เพื่อให้เป็นไปตามจุดประสงค์สมมติว่ารูปที่ 2.15 เป็นระบบที่ใช้วัด โดยมีขีดจำกัดของแถบกว้างความถี่ (bandwidth) อยู่ค่าหนึ่ง และถูกบ่อนเข้าไปในวงจรที่มีแถบกว้างความถี่มากกว่า สำหรับค่า SNR (signal to noise ratio) สามารถทำให้พอเหมาะได้โดยปรับแถบกว้างความถี่ของระบบที่ใช้วัด



รูปที่ 2.15 วงจรที่แท้จริงของตัววัดรังสี (8)

- ในที่นี้ R_d คือ ความต้านทานของตัววัดฯ
 C_d คือ ความจุของตัววัดฯ
 C_s คือ stray circuit capacitance
 R_L คือ ความต้านทานโหลด

พบว่า
$$C = C_d + C_s \quad (2.39)$$

และ
$$R = \frac{R_L R_d}{R_L + R_d} \quad (2.40)$$

ดังนั้นค่า time constant ของวงจรคือ

$$\tau = CR \quad (2.41)$$

ตามปกติแล้ว τ จะมีค่ามากกว่า charge collection time (τ_c) ของทั้งอิเล็กตรอน และโฮล ค่าความต่างศักย์ที่วัดคร่อมความต้านทานโหลด (R_L) จะมีค่าลดลงตามลำดับดังสมการ⁽⁸⁾

$$V = \frac{Ne}{C} \exp(-t/\tau) \quad (2.42)$$

τ มีค่าน้อยกว่า dielectric relaxation time (τ_0) ดังสมการ

$$\tau_0 = \frac{\rho \chi}{4\pi} = C_d R_d \quad (2.43)$$

ในที่นี้ ρ คือ ความต้านทานจำเพาะของสารกึ่งตัวนำ

χ คือ dielectric constant ของสารกึ่งตัวนำ

จากสมการ (2.40) หมายความว่า R_L ต้องมากกว่า R_d มาก ๆ

noise ที่เกิดขึ้นทั้งหมด แบ่งรายละเอียดออกเป็นประเภทต่าง ๆ ได้ดังนี้

ก. Thermal noise หรือ Johnson noise

ข. Current noise ซึ่งแบ่งออกเป็น

- Shot noise

- Generation-recombination noise

- Excess noise

ก. Thermal noise (Johnson noise)⁽⁸⁾

noise ชนิดนี้ปรากฏขึ้นในตัวนำทั่ว ๆ ไป ไม่ว่าจะมิกระแสไหลหรือไม่ก็ตาม เกิดขึ้นเนื่องจากความเร็วในการกระจายของพาหะมีการเปลี่ยนแปลงไม่คงที่ และโดยทั่วไปเกิดจากการกระจายอย่างไม่สม่ำเสมอของพาหะเหล่านี้ในตัวนำ ค่าเฉลี่ยของ fluctuating voltage ระหว่างปลายทั้งสองของตัวนำมีค่าเป็นศูนย์ แต่สำหรับค่า rms. มีค่าเป็นไปตามสมการ

$$\overline{V^2}(\text{f}) df = 4kTR df \quad (2.44)$$

เทอม $\overline{V^2(f)df}$ คือ rms. noise voltage ในช่วงแถบกว้างความถี่ df ที่วัดพร้อม ความต้านทาน R ณ อุณหภูมิ T และ k คือ ค่าคงที่ Boltzmann

Thermal noise เป็นสเปกตรัมสีขาว (white spectrum) โดยมีกำลังงานกระจาย อย่างสม่ำเสมอตลอดช่วงแถบกว้างความถี่ที่กว้างมาก ๆ ค่า mean square voltage ที่วัดพร้อม ความต้านทานโหลด R_L ถูกกำหนดด้วยความถี่สูงสุดซึ่งได้มาจากค่า C และ R โดยอยู่ในลักษณะ ของตัวกรองความถี่นั้นเอง เมื่อ integrate ค่า rms. voltage จะได้ว่า

$$\overline{V^2} = \int_0^{\infty} \frac{V^2(f) df}{1 + \omega^2 C^2 R^2} \quad (2.45)$$

โดยการแทนค่าจากสมการ (2.44)

$$\begin{aligned} \overline{V^2} &= \int_0^{\infty} \frac{4kTR df}{1 + \omega^2 C^2 R^2} \\ \overline{V^2} &= kT/C \end{aligned} \quad (2.46)$$

จำนวนคู่อิเล็กตรอน-โฮล ที่ทำให้เกิดสัญญาณ $(\overline{V^2})^{1/2}$ คือ

$$\Delta N = \frac{C}{e} \left(\frac{kT}{C} \right)^{1/2} \quad (2.47)$$

และพลังงานของอนุภาคที่ทำให้เกิดคู่อิเล็กตรอน-โฮลจำนวนนี้ขึ้น (ΔW) คือ $w\Delta N$ ดังนั้น

$$\Delta W = \frac{w}{e} (kTC)^{1/2} \quad (2.48)$$

จะเห็นว่าขนาดของ thermal noise ที่มีผลต่อ resolution ของตัววัดฯ ขึ้นอยู่กับ C แต่ไม่ขึ้นกับ R อย่างไรก็ตามย่อมเป็นไปตามแถบกว้างความถี่ของวงจรที่ใช้วัดด้วย

ตัวอย่างสำหรับกรณีของซิลิกอนซึ่งมีพลังงานเฉลี่ยต่อคู่อิเล็กตรอน-โฮล 1 คู่ เท่ากับ 3.6 eV ณ อุณหภูมิห้อง จะได้ว่า

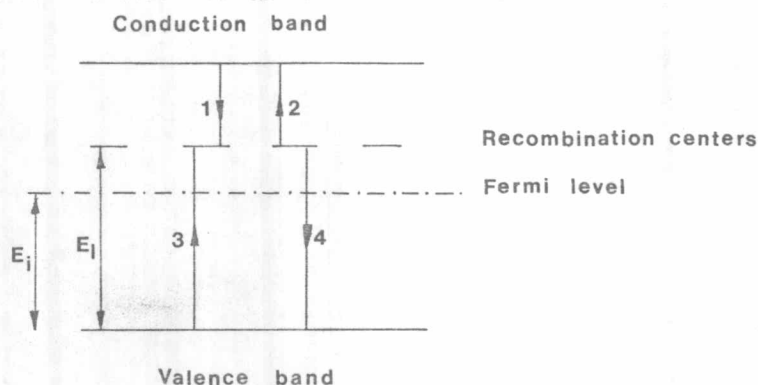
$$\Delta W = 1.4 C^{1/2} \quad \text{KeV} \quad (2.49)$$

ในที่นี้ C มีหน่วยเป็น pF

ข. Current noise

Noise ชนิดนี้เกิดขึ้นเมื่อเราป้อนสนามไฟฟ้าให้แก่ตัววัดฯ แล้วเกิดกระแสขึ้นจากการเคลื่อนที่อย่างไม่สม่ำเสมอของอิเล็กตรอนและโฮล อาจจะเป็นเนื่องมาจากถูกดักจับ เกิดการรวมตัว หรือเกิดความร้อนขึ้นภายในตัววัดฯ ก็ได้ ก่อนอื่นลองมาศึกษาถึงลักษณะของกระแสที่เกิดขึ้นภายในตัววัดฯ เสียก่อนภายใต้เงื่อนไขไบแอสย้อน

ข้อแรกที่เราควรศึกษาคือคุณสมบัติของเซนเตอร์ของการรวมตัว (recombination centers) ดังรูปที่ 2.16



รูปที่ 2.16 การเคลื่อนย้ายของอิเล็กตรอนเข้าและออกจากเซนเตอร์ของการรวมตัว (8)

จากรูปแสดงถึงเซนเตอร์ของการรวมตัวในช่องว่างพลังงาน และอิเล็กตรอนสามารถเคลื่อนที่เข้าและออกจากเซนเตอร์ได้ 4 วิธีด้วยกัน อิเล็กตรอนอาจจะถูกจับมาจากแถบคอนดักชันหรืออาจจะถูกปลดปล่อยเข้าสู่แถบคอนดักชัน (วิธีที่ 1 และ 2) ในทำนองเดียวกันอิเล็กตรอนอาจจะถูกจับมาจากแถบวาเลนซ์หรือถูกปลดปล่อยเข้าสู่แถบวาเลนซ์ (วิธีที่ 3 และ 4) สองวิธีหลังปกติเรียกว่าการเกิดโฮล

หรือการจับโฮลสำหรับ เซนเตอร์แต่ละตัว เกิดได้เพียงวิธีใดวิธีหนึ่งเท่านั้นในแต่ละครั้ง เช่นอิเล็กตรอนถูกจับก่อนที่จะถูกปล่อย ดังนั้นในขณะใดขณะหนึ่ง เซนเตอร์แต่ละตัวมีโอกาสที่จะจับอิเล็กตรอนหรือโฮลก็ได้ แต่ไม่ใช่ทั้งสองอย่างในเวลาเดียวกัน หน้าที่ย่างหนึ่งของเซนเตอร์เหล่านี้คือทำให้เกิดความสมดุลหลังจากที่เกิด excess carriers เนื่องจากแสงหรือการแผ่รังสีทางนิวเคลียร์ เซนเตอร์สามารถจับอิเล็กตรอนก่อนแล้วจับโฮลในเวลาต่อมา ซึ่งเป็นการรวมอิเล็กตรอนกับโฮลโดยให้อิเล็กตรอนเข้าไปในแถบวาเลนซ์ด้วยการผ่านกรรมวิธี 2 ขั้นตอน เวลาที่ใช้ไปสำหรับกรรมวิธีนี้คือ recombination time (τ_r) ซึ่งแสดงโดย Shockley ดังสมการ⁽⁸⁾

$$\tau_r = \frac{(n+n_1)}{(n+p)} \tau_p + \frac{(p+p_1)}{(n+p)} \tau_n \quad (2.50)$$

- ในที่นี้ τ_p คือ เวลาที่เซนเตอร์ใช้ในการจับโฮลซึ่งขึ้นอยู่กับตำแหน่งที่สามารถจับโฮลได้
 τ_n คือ เวลาที่เซนเตอร์ใช้ในการจับอิเล็กตรอนซึ่งขึ้นอยู่กับตำแหน่งที่สามารถจับอิเล็กตรอนได้
 n คือ ความเข้มข้นของอิเล็กตรอน
 p คือ ความเข้มข้นของโฮล
 n_1 คือ จำนวน state ที่พลังงาน E_1 ซึ่งอยู่ภายในช่องว่างพลังงาน

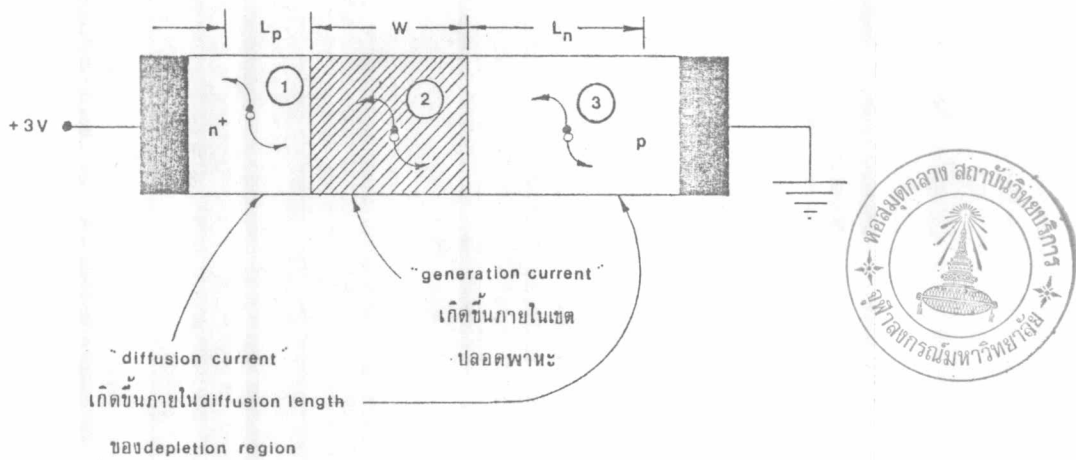
$$n_1 = n_i \exp \frac{(E_i - E_1)}{kT} \quad (2.51)$$

- ในที่นี้ E_i คือ จุดกึ่งกลางของช่องว่างพลังงาน
 E_1 คือ พลังงานของ recombination center
 n_i คือ ความเข้มข้นของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำ intrinsic (intrinsic electron concentration)

n_1 และ p_1 มีความสัมพันธ์กันดังนี้

$$n_1 p_1 = n_i^2 \quad (2.52)$$

ภายใต้เงื่อนไขที่สภาวะสมดุลย์ คู่อิเล็กตรอน-โฮลจะเกิดขึ้นภายในสารกึ่งตัวนำอย่างสม่ำเสมอในทุก ๆ จุด ในกรณีที่ยังไม่ได้ป้อนแรงดันคู่อิเล็กตรอน-โฮลจะเกิดการรวมตัวกัน และไม่เกิดกระแส อย่างไรก็ตามถ้าหากว่าเราป้อนแรงดันค่าบวกเข้าไปในเขตพาหะชนิดเอ็น (เทียบกับชนิดพี) ดังรูปที่ 2.17 คู่อิเล็กตรอน-โฮลถูกแยกออกจากกันด้วยแรงสนามไฟฟ้า และโอกาสที่จะเกิดการรวมตัวมีน้อยมาก นี่คือหลักการขึ้นพื้นฐานของหัวต่อพี-เอ็นภายใต้การไบแอสย้อน กระแสทั้งหมดเป็นไปตามจำนวนคู่อิเล็กตรอน-โฮลที่เกิดขึ้นในแต่ละบริเวณของสารกึ่งตัวนำ



รูปที่ 2.17 หัวต่อพี-เอ็นภายใต้การไบแอสย้อน (10)

เมื่อคู่อิเล็กตรอน-โฮลเกิดขึ้นภายในเขตปลอดพาหะ (เขต 2 ในรูป 2.17) ทำให้มีกระแสไหลเรียกว่ากระแสเกิด (generation current) และเมื่อเกิดในเขตที่ 1 และ 3 พาหะจะแพร่เข้ามาไปในหัวต่อที่ถูกไบแอสย้อนเกิดเป็นผลรวมของกระแสเรียกว่ากระแสแพร่ (diffusion current)

ต่อไปนี้พิจารณากระแสทั้ง 2 แบบแยกกันดังนี้

- กระแสแพร่ (Diffusion current)

บริเวณที่อยู่ภายนอกเขตปลอดพาหะจะไม่มีสนามไฟฟ้า และพาหะข้างน้อยจะเคลื่อนที่แบบแพร่เท่านั้น กระแสที่เกิดขึ้นนี้เรียกว่ากระแสแพร่

ในกรณีที่ผลึกเป็นชนิดพี ซึ่งมีลักษณะหัวต่อดังรูปที่ 2.12 ความเข้มข้นของอิเล็กตรอน (n_p)

ย่อมมีค่าต่ำได้จากความสัมพันธ์ $n_p p_p = n_i^2$ อัตราการเกิดอิเล็กตรอนหาได้จากสมการ (8)

$$G_{T_r} = n_p \quad (2.53)$$

ทั้งอิเล็กตรอนและโฮลมีค่า τ_r เท่ากัน เนื่องจากมีการรวมตัวเป็นคู่ ๆ สำหรับค่าความยาวของการแพร่ซึม (diffusion length) ของพาหะหาได้จากสมการ

$$L = (D_n \tau_r)^{1/2} \quad (2.54)$$

ในที่นี้ D_n คือ diffusivity มีค่าเท่ากับ $\frac{kT}{e} \mu$

ค่าความหนาแน่นของกระแส คือผลคูณของอัตราการเกิดอิเล็กตรอนกับความยาวของการแพร่ซึมดังสมการ

$$J_D = \frac{e n_p D_n^{1/2}}{\tau_r^{1/2}} \quad (2.55)$$

กรณีของโฮลในเขตพาหะชนิดเอ็นก็เช่นเดียวกัน แต่มีค่าน้อยมาก เนื่องจากพาหะชนิดเอ็นมีความเข้มข้นสูง (heavily doped) เป็นเหตุให้ความเข้มข้นของพาหะข้างน้อยมีค่าน้อยมาก ในที่นี้ τ_r จะมีค่าน้อยกว่าด้วย แต่ความหนาแน่นของกระแสทั้งหมดขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของพาหะเป็นอย่างมาก การทดลองของ τ_r จึงไม่ค่อยมีผลมากนัก

- กระแสเกิด (Generation current)

ในกรณีไบแออสยอนมีผลทำให้ความเข้มข้นของพาหะอิสระในเขตปลอดพาหะลดต่ำกว่าในสภาวะสมดุล ทั้งนี้เป็นเพราะสนามไฟฟ้าทำหน้าที่กวาดพาหะอิสระออกจากเขตปลอดพาหะ โดยการผลักโฮลไปทางเขตพาหะชนิดพี และอิเล็กตรอนไปทางเขตพาหะชนิดเอ็น เพราะเหตุว่าความเข้มข้นของพาหะลดลง ดังนั้นจึงมีเพียงกรรมวิธีการปลดปล่อยอิเล็กตรอนและโฮลเท่านั้นที่สำคัญ สำหรับกรรมวิธีการจับอิเล็กตรอนและโฮลไม่สำคัญเพราะเป็นสัดส่วนโดยตรงกับความเข้มข้นของพาหะอิสระ ซึ่งมีค่าน้อยมากในกรณีที่เขตปลอดพาหะถูกไบแออสยอน กระแสที่เกิดขึ้นภายในเขตปลอดพาหะนี้เรียกว่ากระแสเกิด

หรืออยู่ในรูปความหนาแน่นของกระแส J_s อัตราการเกิดอิเล็กตรอนและโฮล เป็นไปตามสมการ (8)

$$G = n_i^2 / (\tau_p n_1 + \tau_n p_1) \quad (2.57)$$

สองเทอมในวงเล็บแสดงถึงโอกาสที่จะมีการกระตุ้นอิเล็กตรอนหรือโฮล โดยมี n_1 และ p_1 เป็นตัวกำหนดตั้งนั้นความหนาแน่นของกระแสคือ

$$J_s = exg \quad (2.57)$$

ในที่นี้ e คือ ค่าประจุไฟฟ้า

x คือ ความกว้างของเขตปลอดพาหะ

g คือ อัตราการเกิดอิเล็กตรอนและโฮล มีค่ามากที่สุดเมื่อเซนต์อร์ของการรวมตัวอยู่ ณ ตำแหน่งกึ่งกลางของช่องว่างพลังงาน นั่นคือ $g_{\max} = \frac{n_i}{2\tau_r}$ (8)

ถ้าคิดจากกรณีที่เลวร้ายที่สุด คือเมื่ออัตราการเกิดอิเล็กตรอนและโฮลมีค่ามากที่สุด (g_{\max}) จะได้ค่าความหนาแน่นของกระแสเป็น

$$J_s = \frac{en_i}{2\tau_r} x \quad (2.58)$$

ในที่นี้ n_i คือ ความหนาแน่นของพาหะ intrinsic

τ_r คือ เวลาชีวิตของพาหะ

x คือ ความกว้างของเขตปลอดพาหะ

นอกจากนี้ยังมีกระแสที่ผิว (surface current) ของตัววัดฯซึ่งมีขนาดมากกว่ากระแสแพร่ซึมและกระแสเกิด เกิดจากความสกรปรกบนผิว ทำให้ยกระดับพลังงานในชั้นผิวของแวนผลึกให้ทำหน้าที่เป็นเซนต์อร์ของการรวมตัวอย่างมีประสิทธิภาพ ดังนั้นจึงเกิดการนำกระแสอีกทางหนึ่งขนาน

กับปริมาตรของเขตปลอดพาหะหลัก จึงควรระวังและรักษาผิวหน้าของผลึกให้ดี จากการทดลองพบว่า กระแสที่ผิวเป็นแหล่งกำเนิดที่สำคัญที่สุดของ current noise ในตัววัดฯ แบบสารกึ่งตัวนำชนิดหัวต่อ พี-เอ็น

สำหรับ current noise แบ่งรายละเอียดได้ดังนี้

- shot noise

Noise ชนิดนี้เกิดขึ้นได้ในระบบที่มีการเคลื่อนที่ของพาหะจากขั้วหนึ่งไปยังอีกขั้วหนึ่งอย่างต่อเนื่อง สาเหตุส่วนใหญ่เกิดจากล้าอิเล็กตรอน ปกติแล้วอิเล็กตรอนทุกตัวจะมี transit time เท่ากัน ดังนั้นเมื่อเคลื่อนที่จากขั้วหนึ่งไปยังอีกขั้วหนึ่ง จะเกิดสัญญาณพัลส์ขึ้นอย่างต่อเนื่อง แล้วมีผลทำให้เกิดกระแสขึ้นตามจำนวนพัลส์ โดยที่แต่ละพัลส์เกิดขึ้นในช่วงเวลาห่างกันเท่ากับ transit time แต่ถ้าหากว่าการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนไม่สัมพันธ์กัน โดยเฉพาะในกรณีที่ล้าอิเล็กตรอนมีความหนาแน่นน้อย ๆ ก็จะทำให้เกิด shot noise ขึ้นได้ และสามารถแสดงอยู่ในรูปของกระแสได้ดังนี้

$$\overline{I^2(f)} df = 2Iedf \quad (2.59)$$

เมื่อมีกระแสไหลจะทำให้เกิด mean square noise voltage ในวงจรดังสมการ

$$\overline{V^2} = \int_0^{\infty} 2Ie \frac{R^2}{(1+\omega^2 C^2 R^2)} d\omega \quad (2.60)$$

แทนค่า N_c ซึ่งเป็นจำนวนพาหะในตัววัดฯ และ $\tau = CR$ จะได้สมการลดรูปลงเป็น

$$\overline{V^2} = \frac{N_c \tau}{2\tau_c} \cdot \frac{e^2}{C^2} \quad (2.61)$$

τ_c คือ transit time ในกรณีที่ไม่มี การดักจับ จำนวนคู่อิออนที่ทำให้เกิดสัญญาณ เท่ากันกับ rms noise voltage คือ

$$\Delta N = \left(\frac{N_c}{2}\right)^{1/2} \left(\frac{\tau}{\tau_c}\right)^{1/2} \quad (2.62)$$

และพลังงานที่ทำให้เกิดคู่อิออนจำนวนนี้ขึ้น คือ

$$\Delta W = w \left(\frac{N_c}{2}\right)^{1/2} \left(\frac{\tau}{\tau_c}\right)^{1/2} \quad (2.63)$$

โดยปกติการทำงานของตัววัดฯ นั้น $\tau > \tau_c$ ดังนั้น ΔN มีค่าต่ำสุดประมาณ $N_c^{1/2}$

สมการที่ (2.63) ได้มาจากกรณีที่กำหนดให้ noise ทั้งหมดเกิดจากพาหะประจุในเขตปลอดพาหะเท่านั้น แต่จริง ๆ แล้วได้รวม noise ที่เกิดขึ้นเนื่องจากพาหะที่ถูกดักจับเข้าไปด้วย ดังนั้น shot noise ที่แท้จริงจะมีค่าน้อยกว่านี้

- Generation-recombination noise.

Noise ชนิดนี้เกิดขึ้นเนื่องจากการเกิด (generation) หรือ การรวมตัว (recombination) ของคู่อิเลคตรอน-โฮล ณ ตำแหน่งต่าง ๆ ภายในตัววัดฯ พาหะเหล่านี้จะเคลื่อนที่ในช่วงใดช่วงหนึ่งของระยะทางทั้งหมดระหว่างขั้วไฟฟ้าทั้งสองเท่านั้น แล้วจะก่อให้เกิดสัญญาณพัลส์ที่สั้นกว่าเมื่อ อิเลคตรอนและโฮล เคลื่อนที่จากขั้วหนึ่งของตัววัดฯ ไปยัง อีกขั้วหนึ่งอย่างสมบูรณ์ และสัญญาณพัลส์นี้ยังสามารถเกิดขึ้นเนื่องจากพาหะที่ถูกจับด้วยเวลาต่าง ๆ กันได้อีกด้วย Van der Ziel ได้แสดงการคำนวณเพื่อหา generation-recombination noise ดังนี้

$$\overline{I^2(f)} df = \frac{4\Delta N_c^2 e^2}{\tau_c^2} \frac{\tau_1^2}{(1+\omega^2 \tau_1^2)} df \quad (2.64)$$

ในที่นี้ N_C คือ จำนวนพาหะทั้งหมดในตัววัด

τ_1 คือ mean free time ของพาหะ

สมการที่ (2.64) เป็นจริงเมื่อ $\tau_1 < \tau_C$ นั่นคือ mean free time มีค่าน้อยกว่า transit time ของพาหะที่เคลื่อนที่ข้ามขั้วทั้งสองของตัววัด ในกรณีที่ไม่มีกราดักจับ

$\overline{\Delta N_C^2}$ คือ ค่า variance ของ N_C ในกรณีที่สารกึ่งตัวนำมี donors หรือ acceptors ที่แตกตัวได้ทั้งหมดจะได้ $\overline{\Delta N_C^2}$ มีค่าเป็นศูนย์ เพราะว่าพาหะทั้งหมดเป็นอิสระได้ตลอดเวลา ในกรณีนี้จะไม่มีการเกิด generation-recombination noise ในทางกลับกันถ้า donors หรือ acceptors มีเปอร์เซ็นต์ที่จะแตกตัวน้อย $\overline{\Delta N_C^2}$ จะมีค่าเท่ากับ $\frac{N_C}{2}$ โดยใช้สมการที่ (2.64) สามารถหาค่า mean square noise voltage ในวงจรได้ดังนี้

$$\overline{V^2} = \int_0^{\infty} \frac{2N_C e^2}{\tau_C^2} \cdot \frac{\tau_1^2}{(1+\omega^2 \tau_1^2)} \cdot \frac{R^2}{(1+\omega^2 C^2 R^2)} df \quad (2.65)$$

โดยปกติการทำงานของตัววัด นั้น $\tau > \tau_C$ ดังนั้นเมื่อดูจากสมการที่ (2.64) ซึ่ง $\tau_1 < \tau_C$ จะเห็นว่ามีผลให้ $\tau \gg \tau_1$ ทำให้สมการที่ (2.65) ลดรูปลงเป็น

$$\overline{V^2} = \frac{N_C e^2 \tau_1 R}{2\tau_C^2 C} \quad (2.66)$$

จำนวนคู่อิออนที่ทำให้เกิดสัญญาณเท่ากับ rms voltage คือ

$$\Delta N = \frac{C}{e} \left(\frac{N_C e^2 \tau_1 R}{2\tau_C^2 C} \right)^{1/2} = \left(\frac{N_C}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{\tau \tau_1}{\tau_C} \right)^{1/2} \quad (2.67)$$

และ พลังงานที่ทำให้เกิดคู่อิออนจำนวนนี้คือ

$$\Delta W = w \left(\frac{N_C}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{\tau \tau_1}{\tau_C} \right)^{1/2} \quad (2.68)$$

จะเห็นว่าสมการที่ (2.68) และ (2.63) มีค่าเท่ากันเมื่อ $\tau_1 = \tau_C$ นั่นคือมีเพียง shot noise เท่านั้นที่เกิดขึ้น ทั้งนี้เพราะพาหะทั้งหมดใช้เวลาในการเคลื่อนที่จากขั้วหนึ่งไปยังอีกขั้วหนึ่งของตัววัด เท่ากับ transit time ความแตกต่างระหว่าง shot noise และ

generation-recombination noise ในทางกายภาพสามารถอธิบายได้ดังนี้คือ shot noise เกิดจากความไม่สัมพันธ์กันระหว่างจำนวนอิเล็กตรอนที่มีระยะทางการเคลื่อนที่ข้ามตัววัดฯ ที่เหมือนกัน ส่วน generation-recombination noise เกิดจากการกระจัดกระจายของอิเล็กตรอนแต่ละตัวที่เคลื่อนที่ในส่วนต่าง ๆ ของตัววัดฯ

- Excess noise

Noise ชนิดนี้เป็นส่วนหนึ่งของ current noise ที่ไม่ใช่ shot noise หรือ generation-recombination noise ในเครื่องมือที่สร้างขึ้นจากสารกึ่งตัวนำจะพบ noise ชนิดนี้มากที่สุด และเป็นที่ยากที่จะอธิบายปรากฏการณ์ทางกายภาพ การใช้งานที่ความถี่ต่ำทำให้เกิด noise ชนิดนี้ได้มาก และมีจำนวนเกือบคงที่ถึงแม้ noise ชนิดนี้ยากที่จะบ่งชี้ว่าเกิดจากอะไร แต่พอจะวิเคราะห์ได้ว่า อาจจะเป็นคุณสมบัติของขั้วไฟฟ้าที่ใช้ หรือ การปฏิบัติต่อผิวหน้าของสารกึ่งตัวนำก็เป็นได้