

## บทที่ 2

### ทฤษฎีเกี่ยวกับการสเป็คเตอรืง

#### 2.1 จุดกำเนิดของการสเป็คเตอรืง

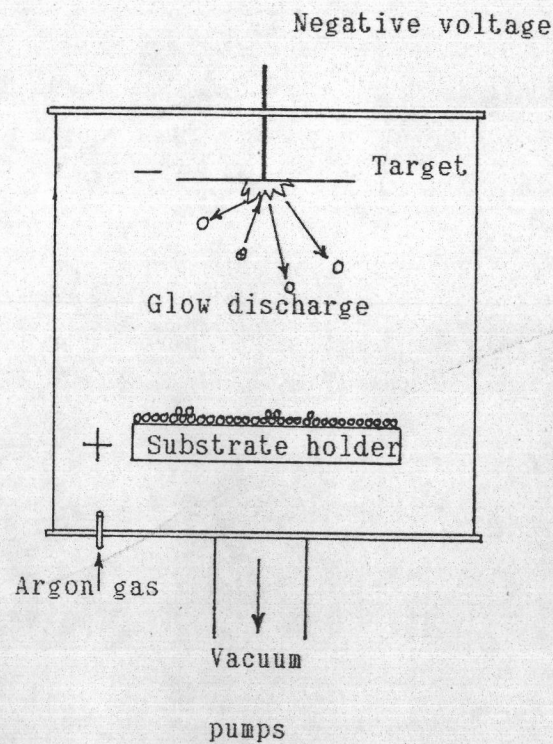
เมื่อผิวหน้าของของแข็งถูกระดมยิงด้วยอนุภาคที่มีพลังงานสูง (อิเล็กตรอนของกาซที่ถูกเร่งโดยสนามไฟฟ้า) ทำให้อะตอมของเป้าหลุดออกมา ปรากฏการณ์นี้เรียกว่า "Sputter" หรือ "Sputtering"

สเป็คเตอรืงถูกค้นพบเป็นครั้งแรกในปี ค.ศ. 1852 โดยนาย Grove หรือเมื่อประมาณ 140 ปี ที่ผ่านมา ในตอนนั้นขบวนการสเป็คเตอรืงเป็นขบวนการที่ไม่พึงปรารถนา เพราะว่าขบวนการสเป็คเตอรืงจะไปทำให้คาโทด และกริด (Grid) ในหลอดกาซดิสชาร์จถูกกัดกร่อน

ในปัจจุบันสเป็คเตอรืงได้ถูกนำมาใช้อย่างกว้างขวาง ในการเคลือบฟิล์มบางของสารต่างๆ ทั้งที่เป็นโลหะและอโลหะ ซึ่งในที่นี้จะได้กล่าวถึงหลักการเบื้องต้นของขบวนการสเป็คเตอรืงและวิธีการนำเอาขบวนการสเป็คเตอรืงมาประยุกต์ใช้กับการเคลือบฟิล์มบาง สำหรับอนุภาคพลังงานสูงที่ใช้ในขบวนการสเป็คเตอรืงอาจเป็น อิออนของกาซ อะตอมที่เป็นกลาง นิวตรอน, หรืออิเล็กตรอนก็ได้ แต่ในขบวนการสเป็คเตอรืงโดยทั่วไปจะใช้อิออนของกาซเป็นอนุภาคพลังงานสูง เพราะว่าอิออนของกาซนั้น สามารถเร่งให้มีความเร็วสูงขึ้นได้ง่าย และในที่นี้จะได้กล่าวถึงเฉพาะสเป็คเตอรืงที่ใช้อิออนของกาซเป็นอนุภาคพลังงานสูง

## 2.2 หลักการของการเคลือบฟิล์มบางโดยวิธีการสปัตเตอริง

การเคลือบฟิล์มบางโดยวิธีการสปัตเตอริงมีหลักการง่ายๆ ดังแสดงในรูปที่ 2.1 ภายในภาชนะสุญญากาศประกอบด้วยเป้า ซึ่งทำจากวัสดุที่ต้องการเคลือบลงบนแผ่นรองรับ ภายใต้อากาศความดันต่ำถูกป้อนเข้าไปในภาชนะสุญญากาศ เมื่อปรับความต่างศักย์ระหว่างขั้ว อิเล็กโทรดทั้งสองจนมีค่าที่สูงพอ จะเกิดโกลว์ดีสชาร์จ (Glow discharge) ขึ้นมา จะได้ไอออน พลังงานสูงวิ่งเข้าชนเป้าและกระแทกเอาอะตอมที่ผิวของเป้าหลุดออกมา ตกลงบนแผ่นรองรับ เกิดเป็นฟิล์มบางขึ้นในลักษณะที่คล้ายกับการเกิดฟิล์มบางโดยวิธีการระเหยสาร



รูปที่ 2.1 แสดงหลักการของการเคลือบฟิล์มบางโดยวิธีการสปัตเตอริง

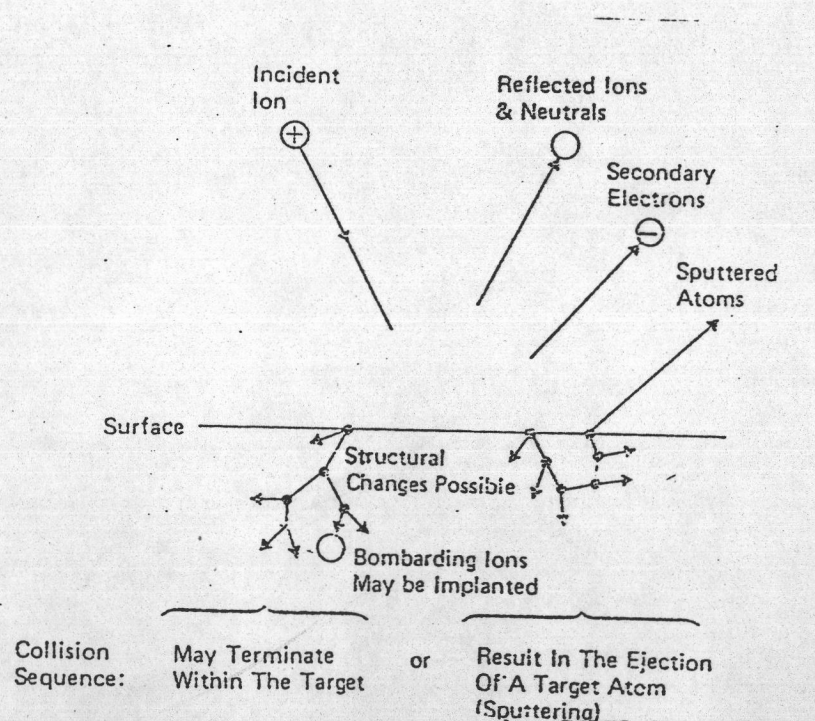


## 2.3 แนวความคิดพื้นฐานของการสเปตเตอริง (Basic concept of sputtering)

### 2.3.1 อันตรกิริยาระหว่างไอออนและเป้าสารเคลือบ

(Interactions of ions with surface)

เมื่อไอออนพลังงานสูงวิ่งเข้าชนเป้าสารเคลือบ จะเกิดปรากฏการณ์ต่างๆ ดังแสดงให้ เห็นได้ในภาพที่ 2.2



รูปที่ 2.2 อันตรกิริยาระหว่างไอออนและเป้าสารเคลือบ (Chapman, B., 1980)

1. ไอออนของก๊าซที่วิ่งเข้าชนเป้าและสะท้อนออกมา ซึ่งส่วนใหญ่จะสะท้อนออกมาในรูปของอะตอมที่เป็นกลางทางไฟฟ้า เนื่องจากเกิดการรวมตัวกับอิเล็กตรอนที่ผิวหน้าของเป้า
2. เนื่องจากไอออนของก๊าซที่วิ่งเข้าชนเป้ามีพลังงานสูง การชนนี้จะทำให้เกิดอิเล็กตรอนทุติยภูมิ (Secondary electron) หลุดออกมาจากผิวหน้าของเป้าได้

3. อีออนอาจฝังอยู่ในเป้าอย่างถาวร (Ion implantation) ระดับความลึกของการฝังตัวจะเป็นปฏิกิริยาโดยตรงกับพลังงานของอีออนซึ่งมีค่าประมาณ 10 อังสตรอมต่อพลังงาน 1 กิโลอิเล็กตรอนโวลต์ (keV.) สำหรับอีออนของก๊าซอาร์กอนซึ่งวิ่งชนเป้าทองแดง

4. ความเสียหายอาจเกิดขึ้นในโครงสร้างของผลึกของเป้า เนื่องจากการชน เช่น ความบกพร่องของโครงผลึก (Lattice defect) หรือเกิดมีที่ว่าง (Vacancies) ขึ้น เป็นต้น

5. เมื่ออีออนเข้ากระทบผิวหน้าของเป้าทำให้เกิดการกระเจิงอย่างซับซ้อน เป็นเหตุให้อะตอมที่ผิวหน้าของเป้าหลุดออกมาในทิศทางตรงข้ามกับทิศทางของอีออนที่วิ่งเข้าชน เรียกอะตอมเหล่านี้ว่าอะตอมสปัตเตอร์ (Sputter atom)

### 2.3.2 แบบจำลองทางทฤษฎี (Theoretical models)

ในการอธิบายการเกิดสปัตเตอร์จริง มีแบบจำลองทางทฤษฎีที่ใช้อธิบายอยู่ 2 แบบด้วยกันคือ

#### 1) ทฤษฎีของความร้อนที่ทำให้เกิดการระเหยกกลายเป็นไอ

(The thermal vaporization theory)

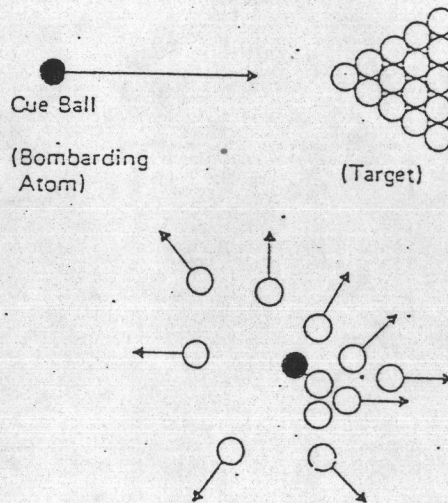
ทฤษฎีนี้เชื่อว่าเมื่ออุณหภูมิพลังงานสูงหรืออีออนของก๊าซวิ่งชนเป้า จะทำให้เป้ามีอุณหภูมิเพิ่มขึ้น จนในที่สุดเมื่ออุณหภูมิของเป้าเพิ่มขึ้นถึงจุดหนึ่งจะทำให้อะตอมที่ผิวหน้าของเป้าระเหยกกลายเป็นไอ และไอระเหยของเป้านี้เป็นตัวการที่ทำให้เกิดฟิล์มบางของโลหะขึ้น ทฤษฎีนี้ได้รับการสนับสนุนจาก Hipel (ค.ศ. 1926) Sommermeyer (ค.ศ. 1935) และ Towners (ค.ศ. 1944) เนื่องจากพวกเขาได้ทำการทดลองและสังเกตพบว่าลักษณะของอะตอมที่หลุดออกมาโดยกระบวนการสปัตเตอร์จริง จะมีการกระจายตามค่าของพลังงานของอะตอมนั้นๆ และเป็นไปตามกฎโคไซน์ของนิตเซน (Knudsen cosine law) ในเวลานั้นทฤษฎีของความร้อนที่ทำให้เกิดการกลายเป็นไอนี้ ถือได้ว่าเป็นทฤษฎีที่มีความสำคัญมากในทางกลศาสตร์



## 2) ทฤษฎีการถ่ายทอโมเมนตัม(The momentum transfer theory)

ทฤษฎีนี้เชื่อว่าอะตอมผิวหน้าของเป้าจะหลุดออกมาเมื่อถูกชนด้วยอนุภาคพลังงานสูง เนื่องจากเกิดการถ่ายเทโมเมนตัมจากอนุภาคพลังงานสูงหรืออิเล็กตรอนของกาซ ไปยังอะตอมผิวหน้าของเป้านั้น ทฤษฎีนี้ได้ถูกเสนอขึ้นครั้งแรกโดย Stak(คศ.1908) และ Compton (คศ.1934) ต่อมาในปีคศ.1956 Wehner ได้สังเกตพบแพทเทิร์นแบบจุด(Spot patterns) ในขบวนการสปีดเตอริงผลึกเดี่ยว(Single crystal) ทำให้เขาเชื่อว่าทฤษฎีทางกลศาสตร์ที่ใช้ในการอธิบายการเกิดขบวนการสปีดเตอริง ไม่น่าจะใช้ทฤษฎีของความร้อนที่ทำให้เกิดการระเหยกลายเป็นไอ แต่น่าจะเป็นไปตามทฤษฎีการถ่ายทอโมเมนตัมจากอนุภาคพลังงานสูงไปยังอะตอมของเป้ามากกว่า

ทฤษฎีนี้อาจใช้รูปแบบจำลองของลูกบิลเลียด แสดงกระบวนการเกิดสปีดเตอริงได้เป็นอย่างดี คือรูปการถ่ายทอโมเมนตัมของ Cue Ball ไปสู่เป้า จากรูปที่ 2.3



รูปที่ 2.3 แบบจำลองลูกบิลเลียด(Billiards-ball model)

ที่ใช้ในการอธิบายการเกิดสปีดเตอริง(Chapman, B., 1980)

ในปัจจุบันนี้เชื่อว่าการสเป็คเตอริงเป็นกระบวนการที่เกิดจากการถ่ายทอดโมเมนตัมจากอนุภาคพลังงานสูง (ไอออนของก๊าซ) ไปยังอะตอมของเป้า ทำให้อะตอมของเป้าหลุดออกมา

### 2.3.3 ค่าyield สเป็คเตอริง (Sputtering yield) (Wasa, K., 1984)

ค่าyield สเป็คเตอริง หมายถึงค่าเฉลี่ยของอะตอมที่หลุดออกจากเป้าต่อปริมาณการชนของไอออน 1 ไอออน มีหน่วยเป็น อะตอม/ไอออน ใช้สัญลักษณ์ S

$$S = \frac{\text{จำนวนอะตอมของเป้าที่หลุดออกมา}}{\text{จำนวนของไอออนที่วิ่งชน}} \quad (1)$$

สำหรับทฤษฎีการชนแบบยืดหยุ่น (The elastic collision theory) การถ่ายทอดพลังงานที่มีค่าสูงสุดจะเป็นไปตามสมการ (2) คือ

$$T_m = \frac{4 m_1 m_2 E}{(m_1 + m_2)^2} \quad (2)$$

เมื่อ  $T_m$  คือการถ่ายทอดพลังงานที่มีค่าสูงสุดเท่าที่จะเป็นไปได้

$m_1$  คือมวลของไอออนที่วิ่งเข้าชน

$m_2$  คือมวลของอะตอมของเป้า

E คือพลังงานของไอออนที่วิ่งเข้าชน

ในการประมาณอันดับแรก (First order approximation) ค่าyield สเป็คเตอริง (S) จะเป็นปฏิภาคโดยตรงกับ  $T_m$  คือ



$$S = \frac{k}{\lambda(E) \cos \theta} \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} E \quad (3)$$

เมื่อ  $k$  คือค่าคงที่

$\lambda(E)$  คือทางเดินอิสระเฉลี่ย (Mean free path) ของไอออนของก๊าซ

$\theta$  คือมุมของการตกกระทบ

ในที่นี้ทางเดินอิสระเฉลี่ย สามารถหาได้จาก

$$\lambda(E) = \frac{1}{\pi R^2 n_0} \quad (4)$$

เมื่อ  $n_0$  คือจำนวนอะตอมต่อหนึ่งหน่วยปริมาตร

$R$  คือรัศมีการชน (Collision radius)

รัศมีการชนสำหรับแบบจำลองทรงกลมแข็งเกร็งสามารถคำนวณได้จาก

$$R = \frac{C a_0}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})} \ln \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R E^*} \quad (5)$$

เมื่อ  $E^* = \frac{m_1 E}{(m_1 + m_2)}$

- C เป็นค่าคงที่
- $a_0$  คือรัศมีของอะตอมไฮโดเจน
- $e$  คือประจุของอิเล็กตรอน
- $\epsilon_0$  คือค่าคงที่ไดอิเล็กตริก(Dielectric constant)ในสุญญากาศ
- $z_1 e$  และ  $z_2 e$  คือประจุไฟฟ้าของอนุภาค  $m_1$  และ  $m_2$  ตามลำดับ

ตารางที่ 2.1 แสดงข้อมูลเกี่ยวกับค่าสัมประสิทธิ์การสputtering ที่ได้จากการทดลอง ของโลหะต่างๆ เมื่อใช้อิออนของก๊าซอาร์กอนเป็นอนุภาคพลังงานสูง

ตารางที่ 2.1 แสดงค่าสัมประสิทธิ์การสputtering ของธาตุต่างๆ (Wasa, K., 1984)

Sputtering yield data for elements

Target	ใช้อิออนของก๊าซอาร์กอน( $Ar^+$ ) เป็นอนุภาคที่วิ่งเข้าชนเป้า			
	100 eV	200 eV	300 eV	600 eV
Al	0.03	0.24	0.43	0.83
Si	0.03	0.13	0.25	0.54
Cr	0.18	0.49	0.73	1.05
Ni	0.22	0.46	0.65	1.13
Cu	0.26	0.84	1.20	2.00
Ge	0.12	0.32	0.48	0.82
Mo	0.10	0.24	0.34	0.54
Ag	0.27	1.00	1.30	1.98
W	0.04	0.13	0.18	0.32
Au	0.20	0.56	0.84	1.18

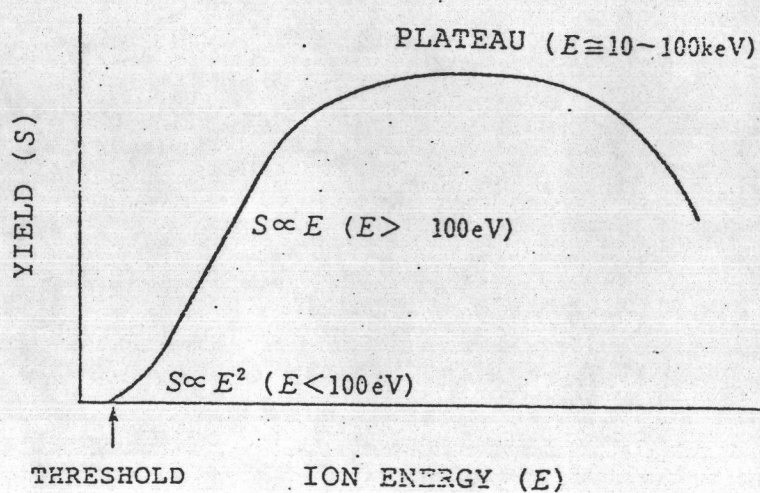


จากสมการ(3) และจากผลการทดลองจะพบว่าค่าyieldของการสปีดเตอริงจะมีค่าขึ้น  
อยู่กับสิ่งต่อไปนี้ คือ

- ก) พลังงานของอนุภาคที่วิ่งชน
- ข) ชนิดของอนุภาคที่วิ่งเข้าชน
- ค) วัสดุที่ใช้ทำเป้า
- ง) มุมของการตกกระทบ
- จ) โครงสร้างผลึกของผิวของเป้า

ก) พลังงานของอนุภาคที่วิ่งชน(Energy of incident particles)

เนื่องจากขบวนการสปีดเตอริง เป็นขบวนการที่เป้าหรือคาโธดถูกวิ่งชนด้วยอนุภาค  
พลังงานสูงจนมีอะตอมหลุดออกมา ดังนั้นพลังงานของอนุภาคที่วิ่งเข้าชนจึงมีผลต่อค่าyield  
สปีดเตอริงเป็นอย่างมาก ดังได้แสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าyieldสปีดเตอริงกับพลังงานของ  
ไอออนของก๊าซไว้ในรูปแบบที่ 2.4



รูปที่ 2.4 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าyieldสปีดเตอริง กับพลังงานของไอออน

(Wasa, K., 1984)

จากรูปที่ 2.4 นี้จะเห็นว่า

1) ถ้าพลังงานของอ็อนน้อยกว่าพลังงานเทรชโวลด์ (Threshold energy) ขบวนการสปีดเตอริงจะไม่เกิดขึ้น

2) ถ้าอ็อนมีพลังงานมากกว่าพลังงานเทรชโวลด์ ค่าซีลด์สปีดเตอริงจะเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็วในตอนแรก ความสัมพันธ์ระหว่าง  $S$  กับ  $E$  เป็นแบบพาราโบลา จากนั้นจะเพิ่มแบบเชิงเส้นแล้วคงที่ และในที่สุดจะมีค่าลดลงเมื่ออ็อนมีพลังงานสูงมาก (มากกว่า 100 keV)

พลังงานเทรชโวลด์ของวัสดุต่างๆมีค่าแตกต่างกัน และในวัสดุเดียวกันถ้าใช้ชนิดของอนุภาคที่วิ่งเข้าชนต่างกัน พลังงานเทรชโวลด์ก็จะมีค่าต่างกัน ดังแสดงในตารางที่ 2.2

ตารางที่ 2.2 พลังงานเทรชโวลด์ (Threshold energy)

(ในหน่วย eV.) (Maissel, L. I., Glang, R., 1970)

อนุภาค เป้า	Ne	Ar	Kr	Xe	Hg	H
Al	18	13	15	18	18	-
Cr	22	22	18	20	23	4.03
Ni	23	21	25	20	-	4.41
Cu	17	17	16	15	20	3.53
Ge	23	25	22	18	25	4.07
Mo	24	24	28	27	32	6.15
Ag	12	15	15	17	-	3.35
W	35	33	30	30	30	8.80
Au	20	20	20	18	-	3.90



### ข) ชนิดของไอออนที่วิ่งเข้าชน (Kind of incident particles)

ค่าซีลด์สปีดเตอริงนอกจากจะขึ้นอยู่กับพลังงานของไอออนที่วิ่งเข้าชนแล้ว ยังขึ้นอยู่กับขนาดหรือชนิดของไอออนที่วิ่งเข้าชนอีกด้วย เนื่องจากไอออนต่างชนิดกันจะมีมวลต่างกัน จึงเกิดการถ่ายทอดพลังงาน (Energy transfer) ได้ต่างกัน สำหรับการชนแบบตรงๆ (Head on collision) ระหว่างอนุภาค 2 อนุภาค การถ่ายทอดพลังงานระหว่างอนุภาคจะเป็นไปตามสมการที่ (6) คือ

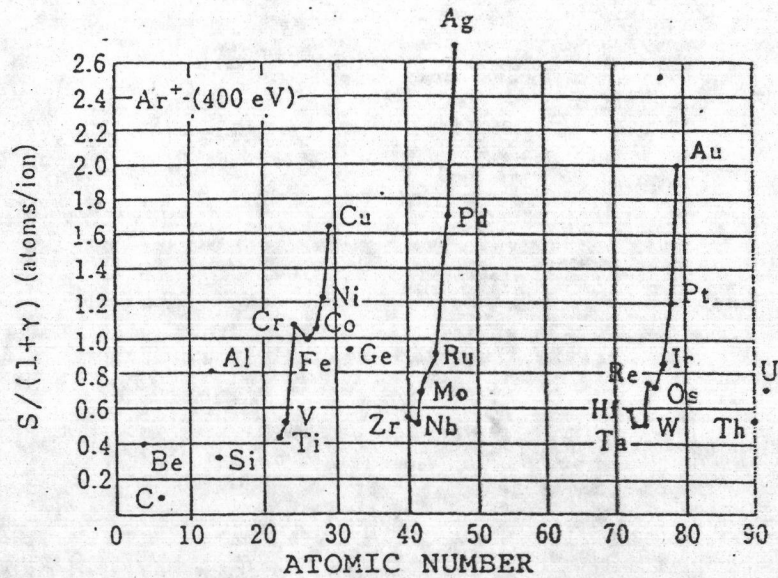
$$\text{การถ่ายทอดพลังงานต่อหน่วยพลังงานของไอออนที่วิ่งเข้าชน} = \frac{4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \quad (6)$$

เมื่อ  $m_1$  คือมวลของอนุภาคที่วิ่งชน  
 $m_2$  คือมวลของอนุภาคที่ถูกชน

### ค) วัสดุที่ใช้ทำเป้า (Target materials)

นอกจากนี้ค่าซีลด์สปีดเตอริงยังจะมีค่าขึ้นอยู่กับชนิดของวัสดุที่ใช้ทำเป้า ดังแสดง

ในรูปที่ 2.5



ช คือ สัมประสิทธิ์การปลดปล่อยของอิเล็กตรอนชุดที่สอง

รูปที่ 2.5 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าซีลด์สปีดเตอริงกับเลขอะตอมของวัสดุที่ใช้ทำเป้า เมื่ออนุภาคพลังงานสูงคือ  $Ar^+$

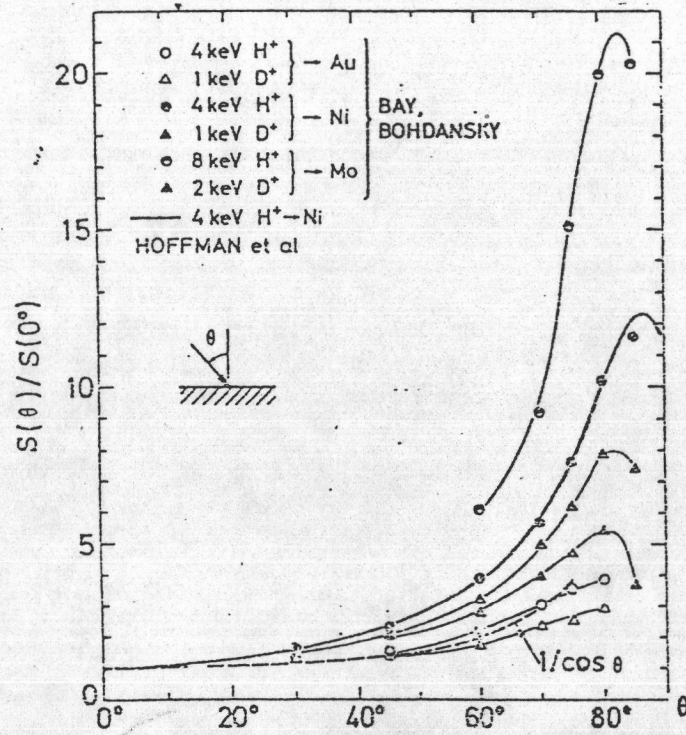
จากรูปที่ 2.5 จะเห็นว่าค่าซีลด์สปีดเตอริงจะมีลักษณะเป็นคาบ(Periodicity) เหมือนกับลักษณะเป็นคาบในตารางธาตุ คือจะมีค่าขึ้นอยู่กับเลขอะตอม(Atomic number) ของวัสดุที่ใช้ทำเป้า ลักษณะความเป็นคาบนี้จะก่อให้เกิดความเป็นคาบในพลังงานความร้อนของการระเหิด(Heat of sublimation) วงโคจรภายในอะตอม(Atomic shell)และโครงสร้างผลึก(Crystal structure)ค่าซีลด์สปีดเตอริงจะเพิ่มขึ้นเมื่อ d shells ถูกบรรจุเต็ม เช่น Cu, Ag และ Au ซึ่งมีค่าซีลด์สปีดเตอริงสูงสุดในแต่ละคาบ ของตารางธาตุ

ง)มุมของการตกกระทบ(Angle of Incidence)

ตัวแปรของค่าซีลด์สปีดเตอริงอีกอย่างหนึ่งก็คือมุมตกกระทบของอนุภาค ในช่วงแรก คือที่มุมตกกระทบตั้งแต่ 0 - 80 องศา ค่าซีลด์สปีดเตอริงจะมีค่าเพิ่มขึ้นตามค่าของมุมตก



กระทบเพราะว่าจะเกิดการถ่ายทอดโมเมนตัมได้ดี รูปที่ 2.6 ซึ่งเป็นกราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าซีลด์ส์ปีตเตอร์ริงกับมุมของการตกกระทบ ที่ได้จากการทดลอง

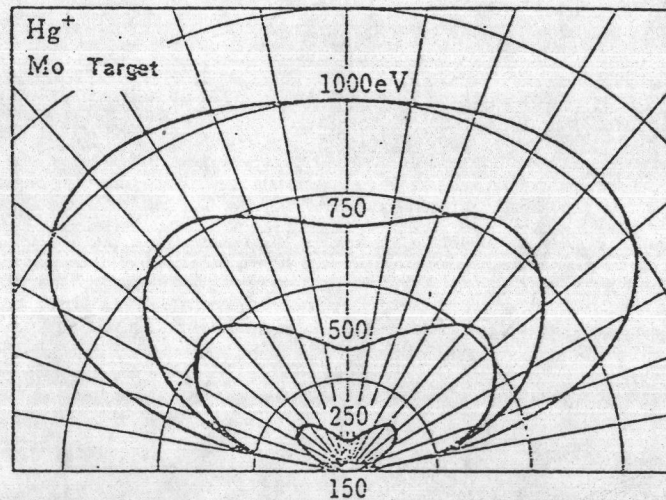


รูปที่ 2.6 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าซีลด์ส์ปีตเตอร์ริงกับมุมตกกระทบของไอออน เมื่อเป้า คือ Ni, Mo, และ Au

จากรูปที่ 2.6 นี้จะเห็นว่าค่าซีลด์ส์ปีตเตอร์ริง จะมีค่าสูงสุดเมื่อมุมตกกระทบของไอออนมีค่าประมาณ 80 องศา และค่าซีลด์ส์ปีตเตอร์ริงจะลดลงอย่างรวดเร็วเมื่อมุมตกกระทบมากกว่านั้น และที่มุมตกกระทบอยู่ระหว่าง 0 - 80 องศา ค่าซีลด์ส์ปีตเตอร์ริง (S) จะเป็นปฏิภาคผกผันกับ  $\cos \theta$  ตามสมการที่ (3)

จ) โครงสร้างผลึกของเป้า (Crystal structure of the target surface)

โครงสร้างผลึกของเป้าเป็นอีกปัจจัยหนึ่งที่มีผลต่อค่าyield สปีดเตอริงและการกระจายตามมุม (Angular distribution) ของอนุภาคที่หลุดออกมา สำหรับเป้าที่เป็นผลึกหลายรูป (Polycrystalline target) และไอออนที่วิ่งเข้าชนเป้าหมายมีพลังงานอยู่ในช่วง 100 eV ถึง 10 keV. การกระจายตามมุมของอะตอมที่หลุดออกมา จะเป็นแบบโคซายน์ รูปที่ 2.7 เป็นผลการทดลองวัดการกระจายของอะตอมที่หลุดออกมาโดย Wehener



รูปที่ 2.7 Polar diagram ของอะตอมโมลิบดีนัม (Mo) ที่หลุดออกมา  
เมื่อใช้ไฮปรอท ( $Hg^+$ ) เป็นไอออนที่วิ่งชน

ถ้าไอออนมีพลังงานสูงกว่านี้การกระจายของอะตอมจะเป็นแบบโคซายน์ของนัต เช่น นอกจากนี้อาจเป็นผลึกเดี่ยว อะตอมที่ถูกสปีดเตอริงออกมาจะมีมากในทิศที่ระนาบของผลึกมีการจัดเรียงตัวกันแน่นที่สุด เช่น ระนาบ [110] ในโครงสร้างแบบ fcc และระนาบ [111] ในโครงสร้างของ bcc ของโลหะ ผลนี้ช่วยยืนยันทฤษฎีการถ่ายทอดโมเมนตัมหรือแบบจำลองแบบลูกบิลเลียดของการสปีดเตอริง



## 2.4 อนุภาคที่ถูกสปัตเตอร์ออกมา (Sputtering particles) (Wasa, K., 1984)

### 2.4.1 สภาพของอะตอมที่หลุดออกมาโดยกระบวนการสปัตเตอร์

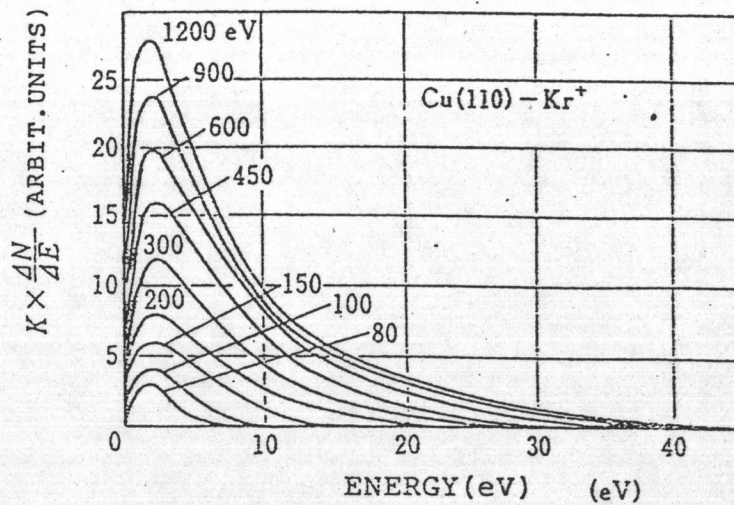
(State of sputtered particles)

ถ้าไอออนของก๊าซที่วิ่งเข้าชนมีพลังงานประมาณ 100 eV. อะตอมของเป้าที่หลุดออกมาโดยกระบวนการสปัตเตอร์จำนวนมากจะเป็นอะตอมที่เป็นกลาง และในกรณีที่มีไอออนนั้นเป็นไอออนของก๊าซอาร์กอนและเป้า เป็นโพลีคริสตัลไลน์คอปเปอร์ (Polycrystalline copper) อะตอมของเป้าที่ถูกสปัตเตอร์ออกมาจะเป็น Cu 95 % อีก 5 % จะเป็น  $Cu_2$  อัตราส่วนระหว่าง Cu กับ  $Cu_2$  จะเป็นปฏิภาคโดยตรงกับพลังงานของไอออนที่วิ่งเข้าชน และถ้าพลังงานของไอออนที่วิ่งเข้าชนมีค่ามากกว่า 10 keV. อะตอมที่หลุดออกมาเป็นกลุ่มก้อนจะมีมากกว่าอะตอมที่หลุดออกมาเดี่ยวๆ

### 2.4.2 การกระจายพลังงานของอนุภาคที่หลุดออกมาโดยการสปัตเตอร์

(Energy distribution of sputtered particles)

เนื่องจากกระบวนการสปัตเตอร์ เป็นกระบวนการที่เกิดขึ้นโดยอาศัยอนุภาคพลังงานสูง ดังนั้นอะตอมของเป้าที่หลุดออกมาก็จะมีพลังงานสูงตามไปด้วย คือจะมีพลังงานจลน์สูงกว่าพลังงานจลน์ของอะตอมที่หลุดออกมาโดยวิธีการระเหยสาร ประมาณ 50 ถึง 100 เท่า โดยอะตอมจะมีการกระจายพลังงานแบบแมกซ์เวล โดยที่อะตอมส่วนใหญ่มีพลังงานต่ำกว่า 10 eV. เราสามารถวัดพลังงานของอนุภาคเหล่านี้ได้โดยใช้วิธีการต่างๆ ดังนี้ คือ Quartz balance Calorimetric method หรือ time-of-flight method รูปที่ 2.8 แสดงการกระจายพลังงานของอนุภาคที่หลุดออกมาโดยกระบวนการสปัตเตอร์ ที่ได้จากการทดลองโดยวิธี time-of-flight ซึ่งจากรูปนี้ จะเห็นได้ว่าการกระจายพลังงานของอะตอมที่ถูกสปัตเตอร์ออกมามีค่าสูงสุดประมาณ 40 eV. สำหรับไอออนที่มีพลังงาน 1200 eV. และจากกราฟนี้ จะเห็นว่าอะตอมที่ถูกสปัตเตอร์หลุดออกมาจะมีพลังงานโดยเฉลี่ยอยู่ในช่วง 5 ถึง 10 eV. และอัตราเร็วเฉลี่ยของอนุภาคเหล่านี้ประมาณ  $4 \times 10^3$  ถึง  $8 \times 10^3$  เมตร/วินาที



รูปที่ 2.8 แสดงการกระจายพลังงานของอะตอมที่หลุดออกมาโดยขบวนการสปีดเตอริง

## 2.5 บทประยุกต์ของการสปีดเตอริง

บทประยุกต์ของการสปีดเตอริงที่สำคัญคือ การนำเอาการสปีดเตอริงมาใช้ในการเคลือบฟิล์มบาง ซึ่งเรียกว่าการเคลือบฟิล์มบางโดยวิธีการสปีดเตอริง ความเข้าใจในเรื่องการโกลว์ดิสชาร์จ มีความสำคัญมากสำหรับการสปีดเตอริงเพราะว่าในระบบสุญญากาศก็ก็ตาม ถ้าไม่สามารถทำให้เกิดการโกลว์ดิสชาร์จได้ ระบบสุญญากาศนั้นก็ไม่สามารถทำให้เกิดการสปีดเตอริงได้ ดังนั้นในหัวข้อต่อไปจึงจะได้กล่าวถึงการเกิดโกลว์ดิสชาร์จ และหลังจากนั้นจึงจะได้กล่าวถึงหลักการของการเคลือบฟิล์มบางโดยวิธีการสปีดเตอริงแบบต่างๆ

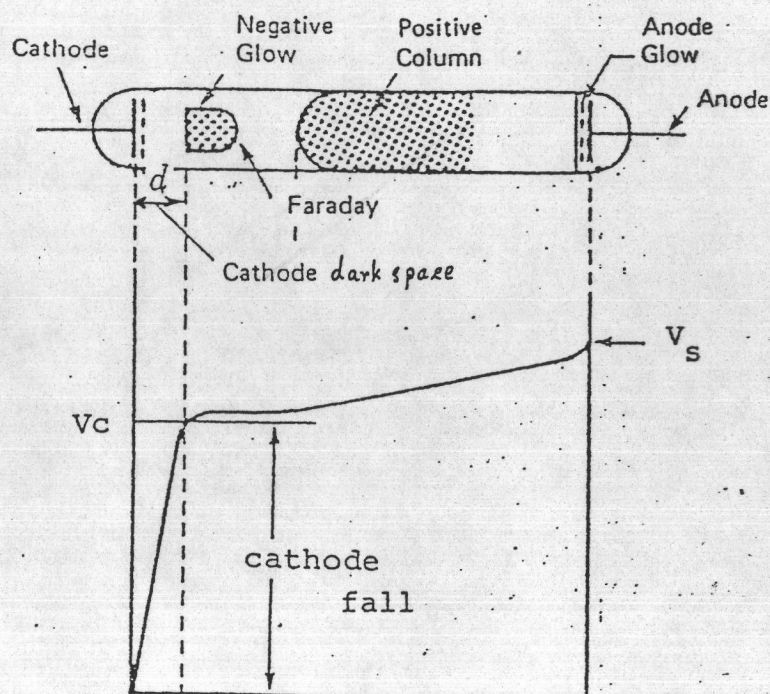
โกลว์ดิสชาร์จ (Wasa, K., 1984)

การดิสชาร์จในหลอดไดโอดดิสชาร์จ (Diode discharge) นี้มีหลายแบบด้วยกัน ตามค่าของกระแสไฟฟ้าที่ได้จากการดิสชาร์จ ดังนี้คือ



เมื่อกระแสไฟฟ้าของการดิสชาร์จมีค่าต่ำกว่า 0.1 มิลลิแอมแปร์ต่อตารางเซนติเมตร จะเรียกว่าการดิสชาร์จแบบทาวด์เซนด์ (Townsend discharge) เมื่อกระแสของการดิสชาร์จมากกว่า 0.1 มิลลิแอมแปร์ต่อตารางเซนติเมตร จะเริ่มจะมีแสงเรือง (Glow) ออกมารอบๆ คาโทด แต่ไม่ครอบคลุมผิวของคาโทดทั้งหมด ซึ่งเรียกว่าการดิสชาร์จเรืองแสงปกติ (Normal glow discharge) เมื่อกระแสเพิ่มขึ้นจนเกิดแสงเรืองสว่างจ้าครอบคลุมผิวของคาโทดทั้งหมด เรียกว่าการดิสชาร์จเรืองแสงไม่ปกติ (Abnormal glow discharge) ในการดิสชาร์จเรืองแสงไม่ปกติ ถ้าคาโทดไม่ได้รับการระบายความร้อนจะทำให้มีเทอร์มิออนิกอิเล็กตรอน (Thermionic electrons) หลุดออกมาเพิ่มขึ้นเนื่องจากความร้อนที่ผิวคาโทด ทำให้มีกระแสไฟฟ้ามากกว่า 0.1 มิลลิแอมแปร์ต่อตารางเซนติเมตร และจะมีการอาร์ค (Arc) เกิดขึ้น เรียกช่วงนี้ว่าอาร์คดิสชาร์จ (Arc discharge)

ในการโกลว์ดิสชาร์จนั้นศักย์ไฟฟ้าจะมีการกระจายระหว่างขั้วอิเล็กโทรด อย่างไม่สม่ำเสมอ ซึ่งสามารถสังเกตได้จากการปรากฏของสเปซชาร์จ (space charge) ดังแสดงในรูปที่ 2.9



รูปที่ 2.9 ลักษณะสำคัญของขบวนการโกลว์ดิสชาร์จ (Glow discharge)

จากรูปที่ 2.9 จะมีศักย์ไฟฟ้าโวลต์สูง ( $V_c$ ) ตกคร่อม (Drop) ใกล้เคียงกับคาโธด ที่เรียกว่าคาโธด ฟอลล์ (Cathode fall) ซึ่งก็คือบริเวณที่เรียกว่าคาโธดดาร์กสเปซ (Cathode dark space) และระยะของคาโธดดาร์กสเปซ ( $d$ ) ก็คือระยะทางเดินอิสระเฉลี่ย (Mean free path;  $\lambda$ ) ของอิเล็กตรอน การไหลของดิซชาร์จเกิดต่อเนื่องอยู่ได้เนื่องจากจะมีอิเล็กตรอนทุติยภูมิมาจาก เป้าตลอดเวลาเมื่อมีการชนของอ็ออน ความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้า (Current density,  $j_s$ ) ที่คาโธดถูกกำหนดโดย

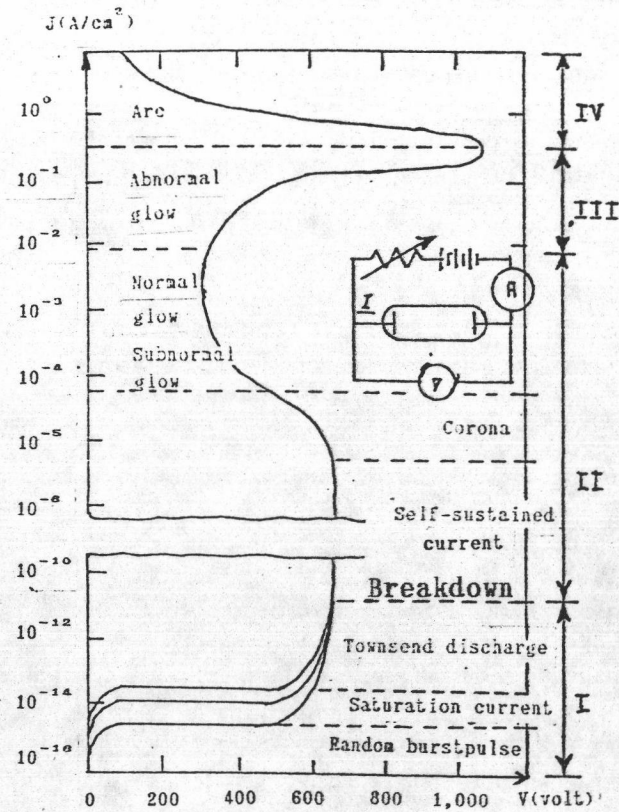
$$j_s = j_+ (1 + \gamma) \quad (7)$$

เมื่อ  $j_+$  คือความหนาแน่นกระแสของอ็ออนที่คาโธด

$\gamma$  คือสัมประสิทธิ์การปลดปล่อยของอิเล็กตรอนทุติยภูมิ

หรืออาจอธิบายได้ดังนี้ โดยปกติก๊าซจะเป็นฉนวนไฟฟ้าแต่ถ้าก๊าซนั้นอยู่ในสนามไฟฟ้า แรงสูงสภาพการเป็นฉนวนไฟฟ้าของก๊าซจะเสียไป เพราะว่าจะมีการดิซชาร์จในก๊าซเกิดขึ้น การดิซชาร์จในก๊าซหมายถึงการที่กระแสไฟฟ้าสามารถไหลผ่านก๊าซได้ เนื่องจากก๊าซเมื่ออยู่ในสนามไฟฟ้าแรงสูงจะเกิดการแตกตัวเป็นอ็ออน และสามารถจะอธิบายการเกิดดิซชาร์จได้ โดยอาศัยรูปที่ 2.10 ประกอบการอธิบาย ซึ่งรูปที่ 2.10 นี้เป็นรูปที่แสดงความสัมพันธ์ระหว่าง กระแสไฟฟ้ากับแรงดันไฟฟ้าของขั้วอิเล็กโทรดทั้งสองของหลอดสูญญากาศ โดยการปรับแรงดันไฟฟ้าให้กับขั้วอิเล็กโทรดทั้งสอง แล้ววัดปริมาณกระแสไฟฟ้าที่เกิดขึ้น





รูปที่ 2.10 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าและแรงดันไฟฟ้า  
ระหว่างขั้วอิเล็กโทรด ในขบวนการโคโลว์ดีสชาร์จ

ในตอนแรกกระแสไฟฟ้าจะเพิ่มขึ้นตามแรงดันไฟฟ้าที่ป้อนเข้ามา จากนั้นกระแสไฟฟ้าจะอิ่มตัว คือจะไม่เพิ่มขึ้นตามแรงดันไฟฟ้าที่เพิ่มขึ้น ที่เป็นเช่นนี้เพราะว่าช่วงนี้อิเล็กตรอนที่เกิดจากการไอออไนซ์จะวิ่งไปถึงแอโนดทั้งหมด จนกระทั่งเมื่อเพิ่มแรงดันไฟฟ้าถึงค่าหนึ่งกระแสไฟฟ้าจะเริ่มเพิ่มขึ้นอีกแบบเอกซ์โพเนนเชียล เพราะว่าในช่วงนี้จะมีอิเล็กตรอนที่เกิดจากการที่ไอออนของก๊าซวิ่งชนเป้าหลุดออกมาเพิ่มขึ้น และอิเล็กตรอนส่วนนี้จะทำให้ก๊าซแตกตัวเป็นไอออนเพิ่มมากขึ้น ขบวนการช่วงนี้เรียกว่า การดีสชาร์จแบบทาวเซนด์ ถ้าเพิ่มแรงดันไฟฟ้าต่อไปอีกเล็กน้อยจนถึงแรงดันไฟฟ้าค่าหนึ่งจะมีกระแสไฟฟ้าไหลอย่างมากมาย ซึ่งหมายความว่าอากาศในภาชนะสุญญากาศนั้นสามารถนำไฟฟ้าได้ดี แต่กระแสไฟฟ้านี้จะถูกจำกัดโดยความต้านทานของวงจรภายนอก แรงดันไฟฟ้าค่านี้เรียกว่าแรงดันเบรคดาวน์ (Breakdown Voltage)

หลังจากผ่านแรงดันเบรคดาวนั้ไปแล้ว แรงดันไฟฟ้าที่คร่อมอิล็กโทรจะลดลง เนื่องจากช่วงระหว่างอิล็กโทรในตอนนั้จะมีสภาพเป็นตัวนำไฟฟ้า ขบวนการช่วงนั้เรียกว่า การดิสชาร์จ์ เรืองแสงปกติ

หลังจากผ่านขบวนการดิสชาร์จ์ เรืองแสงปกติไปแล้ว หลอดสูญญากาศจะประพุดิตัว เสมือนเป็นตัวเก็บประจุ (Condenser) คือจะมีการเก็บประจุไว้ในตัวเอง ทำให้เกิดความต่าง ศักย์ระหว่างขั้วอิล็กโทรมากขึ้น (ดังรูป) ขบวนการช่วงนั้เรียกว่าการดิสชาร์จ์ เรืองแสงไม่ปกติ

ต่อจากช่วงดิสชาร์จ์ เรืองแสงไม่ปกติ ถ้าหลอดสูญญากาศมีการเก็บประจุไว้ในตัวเอง มากๆ ในที่สุดก็จะมีการคายประจุออกมา ขบวนการช่วงนั้เรียกว่าอาร์คดิสชาร์จ์ โดยจะมีแสง จ้าออกมาจากลำอาร์ค

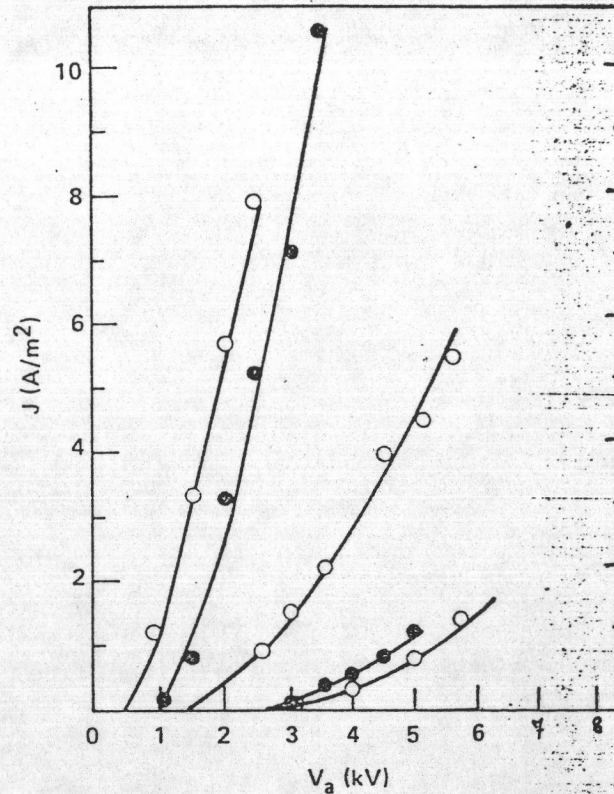
การเคลือบฟิล์มบางโดยวิธีการสปัตเตอรืงนั้ จะทำในขบวนการโกลว์ดิสชาร์จ์ช่วง การดิสชาร์จ์ เรืองแสงไม่ปกติ และพลังงานของอนุภาคที่วิ่งเข้าชนเป้าจะมีค่าใกล้เคียงกับค่า ศักย์ไฟฟ้าของการดิสชาร์จ์

## 2.6 การอธิบายความสัมพันธ์ระหว่างกระแสไฟฟ้า - ความต่างศักย์ไฟฟ้า และความดันของก๊าซ

ที่ได้จากการทดลองโดยอาศัยทฤษฎีที่มีอยู่ (Maniv, S., Westwood and Scanlon, P.J., 1982)

จากการหาความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้า ( $J$ ) กับความต่างศักย์ ไฟฟ้า ( $V$ ) ที่ป้อนให้กับขั้วอิล็กโทรทั้งสองใน ดีซีไดโอดสปัตเตอรืงที่ความดันต่างๆ ได้ผลการ ทดลองดังรูป





รูปที่ 2.11 ผลการทดลอง หาความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้า กับความต่างศักย์ไฟฟ้า ของไดโอดสปีดเทอริงที่เป่าทำด้วยแทนทาลัม โดยใช้ก๊าซอาร์กอน(O)และก๊าซออกซิเจน(●)ที่ความดันต่างๆ สมการที่เหมาะสมกับกราฟนี้มากที่สุด คือ  $V_a = BJ^{2/3} + V_0$

แม้ว่าในช่วงระยะเวลา 20 ปีที่ผ่านมา จะได้มีการศึกษาเกี่ยวกับ พลาสมาฟิสิกส์ และลักษณะทางไฟฟ้าของการดิสรจาร์จในหลอดดิสรจาร์จกันมากขึ้น แต่การอธิบายความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นกระแสไฟฟ้า(J)ความต่างศักย์( $V_c$ )และความดันของก๊าซ(P) ยังไม่มีใครสามารถอธิบายได้ดีนัก

ในปี คศ.1907 Aston(1907) ได้อธิบายความสัมพันธ์ดังกล่าวไว้ดังนี้ คือ

$$V_c = E + \frac{FJ^{1/2}}{p}$$

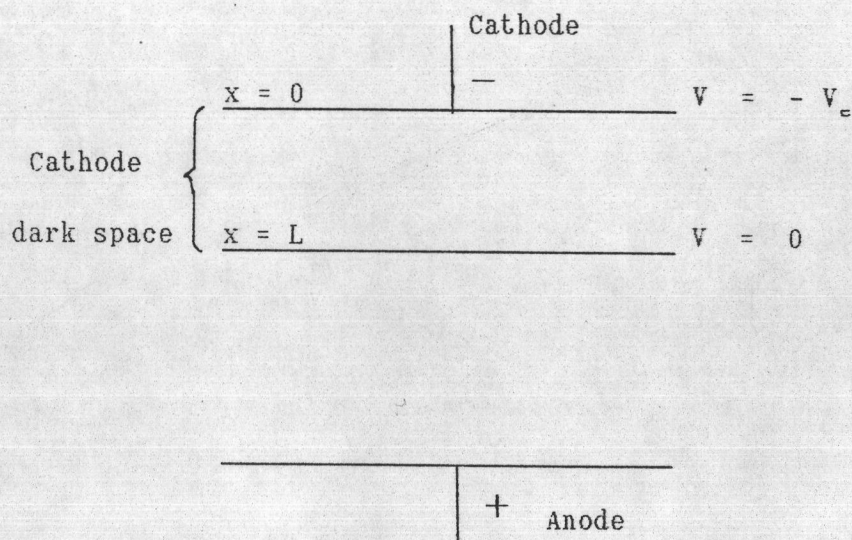
เมื่อ E และ F เป็นค่าคงที่

ในปี ค.ศ. 1972 Westwood และ Boynton (1972) ได้ปรับปรุงสมการของ Aston  
เสียใหม่ เป็น

$$V_c = \frac{G + F_1 J^{1/2}}{P}$$

แต่ถึงอย่างไรก็ตาม การอธิบายดังกล่าวนี้ยังไม่สอดคล้องกับผลการทดลองเท่าใดนัก ต่อมา  
Ingold (1978) ได้ใช้การประมาณของ Boltzman ในการอธิบายการดิสรชาร์จดังนี้

เนื่องจากภายในหลอดดิสรชาร์จจะมีขั้วอิเล็กโทรดอยู่ 2 ขั้ว คือขั้วคาโทดและแอโนด  
และศักย์ไฟฟ้า  $\phi$  ที่ต่างๆจะมีค่าดังแสดงในรูปที่ 2.12



รูปที่ 2.12 แสดงศักย์ไฟฟ้า  $\phi$  ตำแหน่งต่างๆภายในหลอดดิสรชาร์จ



ให้คาโธดมีศักย์ไฟฟ้าเท่ากับ  $-V_c$

สำหรับ  $0 < x < L$

$$E = C_2 x - C_1 \quad (8)$$

สนามไฟฟ้าลักษณะเช่นนี้ได้ถูกเสนอขึ้นมาโดย Von Engel และ Steenbeck .

จาก Poisson 's equation

$$\nabla^2 \phi = -\rho/\epsilon_0 \quad (9)$$

และ  $E = -dV/dx \quad (10)$

จะได้ว่า 
$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -C_2 = -\rho(x)/\epsilon_0$$

$$= -1/\epsilon_0 [\rho_1(x) + \rho_2(x)] \quad (11)$$

เมื่อ  $\rho_1$  คือความหนาแน่นประจุไฟฟ้าของไอออน

$\rho_2$  คือความหนาแน่นประจุไฟฟ้าของอิเล็กตรอน

$\epsilon_0$  คือสภาพยอม (permittivity) ของสุญญากาศ

$\rho(x)$  ภายในบริเวณคาร์คสเปส จะมีค่าคงที่ เนื่องจากประจุที่เกิดขึ้นใหม่กับประจุที่หายไประหว่างกัน

เมื่อใช้เงื่อนไขขอบเขต

$$V(x=0) = -V_c, \quad V(L) = 0, \quad E(L) = 0$$

จะได้ว่า

$$C_1 = 2V_c/L$$

และ 
$$C_2 = 2V_c/L^2$$

ดังนั้นจะได้ว่า

$$\rho(x) = \frac{2 \epsilon_0 V_c}{L^2} \quad (12)$$

ความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าอันเนื่องมาจากอิเล็กตรอนของก๊าซและอิเล็กตรอนสามารถคำนวณหาได้จากสมการ

$$\left. \begin{aligned} J_1(x) &= \rho_1(x) v_1(x) \\ \text{และ} \quad J_2(x) &= \rho_2(x) v_2(x) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

เมื่อ  $J_1(x)$  และ  $J_2(x)$  เป็นความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าอันเกิดจากอิเล็กตรอนของก๊าซและอิเล็กตรอนตามลำดับ

$v_1(x)$  และ  $v_2(x)$  เป็นอัตราเร็วของอิเล็กตรอนและอิเล็กตรอนตามลำดับ

ที่บริเวณเข้า ( $x = 0$ ) ความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าของอิเล็กตรอน ( $J_2$ ) จะเป็นปฏิภาคโดยตรงกับความหนาแน่นกระแสของอิเล็กตรอน ( $J_1$ ) เพราะว่าการเคลื่อนที่เป็นตัวการที่ทำให้เกิดกระแสอิเล็กตรอน ความสัมพันธ์ระหว่างปริมาณดังกล่าวเป็นไปตามสมการ



$$J_{\ominus}(0) = \gamma J_{\oplus}(0) \quad (14)$$

โดยที่  $\gamma$  คือสัมประสิทธิ์การปลดปล่อยอิเล็กตรอนทุติยภูมิ (secondary electron coefficient)

จากสมการ(13)และ(14) จะได้ว่า

$$\frac{J_{\ominus}(0)}{J_{\oplus}(0)} = \frac{\gamma v_{\oplus}(0)}{v_{\ominus}(0)} \quad (15)$$

ที่แอโนด ( $x = L$ ) กระแสทั้งหมดคือกระแสของอิเล็กตรอน ดังนั้นจะได้

$$J = J_{\ominus}(L)$$

กระแสนี้เป็นกระแสอิเล็กตรอนที่เกิดจากการไอออไนเซชันโดยอิเล็กตรอนทุติยภูมิ

$$\text{ดังนั้น} \quad J = J_{\ominus}(L) = J_{\ominus}(0) \exp(\alpha L) \quad (16)$$

เมื่อ  $\alpha$  คือความน่าจะเป็นที่จะทำให้เกิดการไอออไนเซชัน โดยการชนของอิเล็กตรอน

ดังนั้นบริเวณคาโทด ( $x = 0$ )

$$\begin{aligned} J &= J_{\ominus}(0) + J_{\oplus}(0) \\ &= J_{\ominus}(0) [1 + 1/\gamma] \end{aligned} \quad (17)$$

เปรียบเทียบสมการ(16)กับสมการ(17) จะได้

$$\exp(\alpha L) = 1 + 1/\gamma$$

ดังนั้น 
$$\alpha L = \ln(1 + 1/\gamma) \quad (18)$$

จากสมการ(16)และสมการ(17)จะได้

$$J = (1 + \gamma) \rho_i(0) v_i(0) \quad (19)$$

จาก 
$$\rho(0) = \rho_i(0) + \rho_o(0)$$

$$\frac{\rho(0)}{\rho_i(0)} = 1 + \frac{\rho_o(0)}{\rho_i(0)}$$

$$\rho_{i(0)} = \rho_{(0)} \left( 1 + \frac{\rho_o(0)}{\rho_i(0)} \right)^{-1} \quad (20)$$

แทนสมการ(20)ในสมการ(19)จะได้

$$J = (1 + \gamma) \rho(0) \left( 1 + \frac{\rho_o(0)}{\rho_i(0)} \right)^{-1} v_i(0) \quad (21)$$

และเมื่อแทนค่า 
$$\rho = \frac{2 \epsilon_0 V_e}{L^2}$$
 ในสมการ(23)จะได้



$$J = (1 + \chi) \left( 1 + \frac{\chi v_1(0)}{v_e(0)} \right)^{-1} v_1(0) \frac{2 \epsilon_0 V_c}{L^2} \quad (22)$$

เนื่องจาก  $\chi$ ,  $V_c$  และ  $L$  เป็นค่าที่รู้ได้สำหรับการดิซชาร์จ์หนึ่งๆ ดังนั้นจึงสามารถคำนวณหาค่า  $J$  ได้

ส่วนการคำนวณหาค่า  $v_1(0)$  และ  $v_e(0)$  สามารถทำได้ดังนี้

เนื่องจากอิเล็กตรอนที่หลุดออกมาโดยการชนของไอออนของก๊าซ จะมีพลังงานมากหรือน้อยขึ้นอยู่กับทั้งพลังงานของไอออนที่วิ่งเข้าชนและพลังงานยึดเหนี่ยวของเป้า (work function) ดังนั้นจะได้ว่า

$$V_e = e_i - 2\phi \quad (23)$$

เมื่อ  $e_i$  คือ ionization potential ของไอออน

$\phi$  คือ พลังงานยึดเหนี่ยวของเป้า

$V_e$  คือพลังงานของอิเล็กตรอน

และจะได้ว่า

$$v_e(0) \approx \left( \frac{eV_e}{m_e} \right)^{1/2} \quad (24)$$

ความเร็วเฉลี่ยของไอออนที่วิ่งไปถึงขั้วคาโทด สามารถคำนวณหาได้จากสมการ

$$v_1(0) = \frac{1}{N_0} \left[ \left( \frac{2eV_c}{M} \right)^{1/2} N_0 \exp(-L/l) + \int v_1(0) dN \right] \quad (25)$$

เมื่อ  $M$  คือมวลของไอออน ที่วิ่งเข้าชนเป้า

เราจะแยกความเร็วของอิเล็กตรอนเป็นสองส่วนคือ ส่วนที่หนึ่งเป็นความเร็วของอิเล็กตรอนที่ไม่มีการชนกับอนุภาคอื่นๆ ส่วนที่สองเป็นความเร็วของอนุภาคที่มีการชนกับอนุภาคอื่นๆ

อิเล็กตรอนที่ไม่มีการชนกับอนุภาคอื่นๆ จะมีความเร็วเป็นไปตามสมการ

$$v_1(0) = \left( \frac{2eV_c}{M} \right)^{1/2}$$

หรือเขียนใหม่เป็น

$$v_1(0) = \left( \frac{2eV_c}{M} \right)^{1/2} \left( \frac{V}{V_c} \right)^{1/2} \quad (26)$$

และจากสมการของ Davis และ Vandegriff (1963) ก็ได้แสดงให้เห็นว่าการกระจายพลังงานของอิเล็กตรอนที่มาถึงเป้า จะเป็นไปตามสมการ

$$\frac{1}{N_0} \frac{dN}{dV} = \frac{L}{2V_c l} \left( 1 - \frac{V}{V_c} \right)^{-1/2} \exp \left[ \frac{-L}{l} \left\{ 1 - \left( 1 - \frac{V}{V_c} \right)^{1/2} \right\} \right] \quad (27)$$

เมื่อ  $N_0$  คือจำนวนอิเล็กตรอนทั้งหมด

$L$  คือระยะของคาร์โบไดรด์คาร์บอสเปส

$l$  คือทางเดินอิสระเฉลี่ยของอิเล็กตรอน

$\frac{1}{N_0} \frac{dN}{dV}$  คือความน่าจะเป็นต่อหนึ่งหน่วยพลังงานที่อิเล็กตรอนจะมีพลังงาน  $eV$  เมื่อวิ่งไปถึงเป้า



จากสมการ(27)ให้

$$1 - \left( \frac{1 - v}{v_c} \right)^{1/2} = z$$

$$\left( \frac{1 - v}{v_c} \right)^{1/2} = 1 - z$$

$$\frac{1 - v}{v_c} = (1 - z)^2$$

จะได้

$$\frac{v}{v_c} = 2z - z^2 \quad (28)$$

แทนสมการ(28)ในสมการ(26)จะได้ว่า

$$v_1(0) = \left( \frac{2eV_c}{M} \right)^{1/2} (2z - z^2)^{1/2} \quad (29)$$

หาค่า dN จากสมการ(27) เพื่อนำไปแทนในสมการที่(25) จะได้

$$\begin{aligned} dN &= \frac{N_0 L}{l} \exp \left[ - \frac{L}{l} \left\{ 1 - \left( \frac{1 - v}{v_c} \right)^{1/2} \right\} \right] d \left[ 1 - \left( \frac{1 - v}{v_c} \right)^{1/2} \right] \\ &= \frac{N_0 L}{l} \exp (-Lz/l) dz \end{aligned}$$

ให้  $L/l = a$

จะได้ 
$$dN = N_0 a \exp(-az) dz \quad (30)$$

แทนสมการ(29)และ(30)ลงในสมการ(25)จะได้

$$v_1(0) = \frac{1}{N_0} \left[ \left( \frac{2eV_c}{M} \right)^{1/2} N_0 \exp(-a) + \int_0^1 \left( \frac{2eV_c}{M} \right)^{1/2} (2z - z^2)^{1/2} N_0 a \exp(-az) dz \right]$$

$$v_1(0) = \left( \frac{2eV_c}{M} \right)^{1/2} \left[ \exp(-a) + \int_0^1 a(2z - z^2)^{1/2} \exp(-az) dz \right] \quad (31)$$

ถ้า  $a \ll 1$  หรือที่ความดันต่ำๆ จะได้ว่า

$$v_1(0) \approx \left( \frac{2eV_c}{M} \right)^{1/2} \quad (32)$$

สอดคล้องกับการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนที่ไม่มีการชนกับอนุภาคอื่นๆ

ถ้า  $a \gg 1$  หรือที่ความดันสูงๆ จะได้ว่า

$$v_1(0) = \left( \frac{2eV_c}{M} \right)^{1/2} \exp(-a) + \int_0^1 a(2z)^{1/2} \exp(-az) dz$$

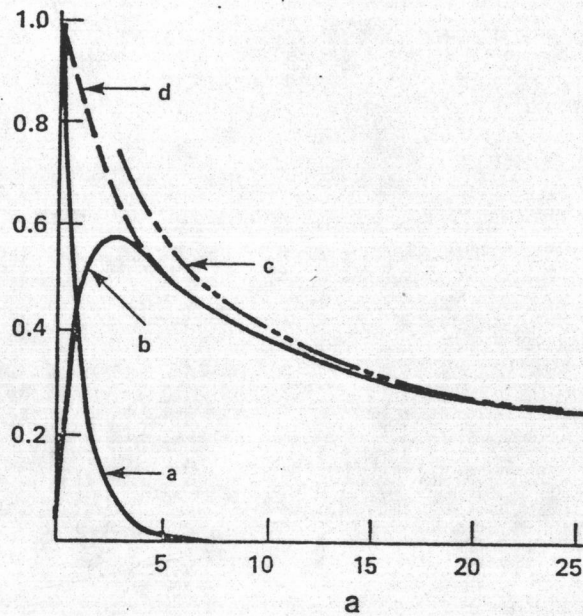
$$= \left( \frac{2eV_c}{M} \right)^{1/2} \exp(-a) + \left( \frac{\pi}{2a} \right)^{1/2} \quad (33)$$

สมการ(32)และสมการ(33)สามารถเขียนได้ในรูป

$$v_1(0) = K \left( \frac{2eV_c}{M} \right)^{1/2} \quad (34)$$



โคม K มีค่าประมาณ 1 ที่ความถี่ต่ำๆ และมีค่าประมาณ  $(\pi/2a)^{1/2}$  ที่ความถี่สูงกว่า 40 มิลลิทอร์



รูปที่ 2.13 แสดงค่าจากการคำนวณเชิงตัวเลขของ (a)  $\exp(-a)$  (b)  $\int a(2z - z^2)^{1/2} \exp(-az) dz$  (c)  $(\pi/2a)^{1/2}$  (d) K

แทนค่าสมการ(34)ในสมการ(22)จะได้

$$J = (1 + \gamma) \left( 1 + \frac{\gamma v(0)}{v_e(0)} \right)^{-1} \left( \frac{2eV_c}{M} \right)^{1/2} \frac{2 \epsilon_0 V_c}{L^2} \quad (35)$$

แทนค่า  $v_i(0)$  และ  $v_e(0)$  ในสมการ(15) จะได้

$$\frac{\rho_e(0)}{\rho_i(0)} = \frac{\gamma v_i(0)}{v_e(0)}$$

$$= \frac{\gamma K (2eV_c/M)^{1/2}}{(eV_c/m_e)^{1/2}}$$

$$\frac{m_0(0)}{m_1(0)} = \gamma K (2m_e/M)^{1/2} (V_c/V_0)^{1/2} \quad (36)$$

เนื่องจาก  $\gamma$  สำหรับเป้าโลหะทั่วไป จะมีค่าประมาณ 0.1 ดังนั้น  $m_0(0)/m_1(0)$  จึงมีค่าน้อยกว่า 1 แม้ว่า  $K$  จะเท่ากับ 1 ดังนั้นจึงต้องใช้ไอออนอย่างน้อย 10 ไอออน ในการผลิต อิเล็กตรอนออกมา 1 ตัว

แทนสมการ(36)ในสมการ(35)จะได้

$$J = (1 + \gamma) \left[ 1 + \gamma K \left( \frac{2m_e}{M} \right)^{1/2} \left( \frac{V_c}{V_0} \right)^{1/2} \right]^{-1} 2 K \left( \frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{V_c^{3/2}}{L^2} \quad (37)$$

เทอมในวงเล็บ  $[\ ]$  สามารถประมาณให้เท่ากับ 1 ได้ทุกกรณี

ดังนั้น

$$J = (1 + \gamma) \frac{2 \xi_0 K}{L^2} \left( \frac{2e}{M} \right)^{1/2} V_c^{3/2}$$

เมื่อ  $\gamma$ ,  $K$  และ  $M$  เป็นค่าคงที่ สำหรับการดีสชาร์จหนึ่งๆ

ดังนั้น

$$J \propto V_c^{3/2} \quad (38)$$



แบบจำลองการนำไฟฟ้าของก๊าซ ที่ได้ความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นกระแส กับ ความต่างศักย์ไฟฟ้าดังสมการ(38) นี้สอดคล้องกับผลที่ได้จากการทดลองของ W.D.Westwood และ R.J.Boynton(1972) ที่แสดงในรูปที่ 2.11 แต่ก็ไม่ตรงกันทีเดียวนัก เพราะว่าความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นกระแส กับความต่างศักย์ไฟฟ้าที่ได้จากการทดลองจะมีค่าคงที่บวก รวมอยู่ด้วย

## 2.7 การเคลือบฟิล์มบางโดยวิธีการสปัตเตอร์แบบต่างๆ

ในปัจจุบันนี้เราได้นำเอาระบบสปัตเตอร์มาใช้ในการเคลือบฟิล์มบาง โดยฟิล์มนั้น อาจเป็นฟิล์มของโลหะหรือโลหะก็ได้ การเคลือบฟิล์มบางโดยวิธีการสปัตเตอร์ที่ใช้อยู่ในขณะนี้ มีอยู่หลายแบบด้วยกัน คือ

- 1) ดีซีไดโอดสปัตเตอร์(DC. diode sputtering)
- 2) ไตรโอดสปัตเตอร์(Triode sputtering)
- 3) แมกนีตรอนสปัตเตอร์(Magnetron sputtering)
- 4) อาร์เอฟสปัตเตอร์(RF. sputtering หรือ Radio frequency sputtering)

ในที่นี้จะกล่าวถึงเฉพาะดีซีไดโอดสปัตเตอร์เท่านั้น ดังนี้

### ดีซีไดโอดสปัตเตอร์

เป็นสปัตเตอร์แบบที่ง่ายที่สุด ส่วนสปัตเตอร์แบบอื่นๆ เป็นแบบที่ได้จากการปรับปรุง และพัฒนามาจากดีซีไดโอดสปัตเตอร์แท่งทั้งสิ้น ดีซีไดโอดสปัตเตอร์ประกอบด้วยขั้ว อิเล็กโทรด 2 ขั้ว คือ ขั้วคาโทดและขั้วแอโนด . โดยขั้วคาโทดเป็นขั้วลบ ส่วนขั้วแอโนดเป็น ขั้วบวก ที่ขั้วคาโทดนี้จะติดเป้าไว้โดยเป้าจะเป็นโลหะชนิดเดียวหรือต่างชนิดกับขั้วคาโทดก็ได้

ที่ชีวคาโรตนั้นจะมีความร้อนเกิดขึ้นอย่างมาก เนื่องมาจากการเปลี่ยนพลังงานจลน์ของไอออนที่วิ่งเข้าชนไปเป็นพลังงานความร้อน ดังนั้นจึงมักจะมีการระบายความร้อนที่เกิดขึ้นที่ชีวคาโรตด้วยน้ำ โดยการให้น้ำไหลผ่านชีวคาโรต ส่วนแผ่นรองรับจะวางไว้บนชีวคาโรต ถ้าเป็นดีซีไดโอดสปีดเตอริงที่ใช้ก๊าซอาร์กอนเป็นอนุภาคลังงานสูง เมื่อความดันของก๊าซอาร์กอนมีค่าประมาณ  $1 \times 10^{-1}$  ทอรั และความต่างศักย์ระหว่างขั้วอิเล็กโทรดมีค่าหลายพันโวลต์ การโกลว์ดิสชาร์จ จะเริ่มเกิดขึ้น ไอออนของก๊าซในบริเวณที่มีการโกลว์ดิสชาร์จ จะถูกเร่งให้วิ่งไปชนกับเป้าจนอะตอมของเป้าหลุดออกมาตกลงบนแผ่นรองรับเกิดเป็นฟิล์มบางขึ้น

ในการเคลือบฟิล์มบางโดยวิธีการสปีดเตอริงนั้น อะตอมของเป้าที่หลุดออกมามักจะวิ่งไปชนกับโคม์เลกูลของก๊าซอาร์กอนก่อนที่จะวิ่งไปถึงแผ่นรองรับ ดังนั้นถ้าภายในภาชนะสุญญากาศมีความดันสูง ระยะทางเดินอิสระเฉลี่ยของอะตอมที่หลุดออกมา มักจะมีค่าน้อยกว่าระยะห่างระหว่างขั้วอิเล็กโทรดทั้งสอง และเราจะสามารถคำนวณหาจำนวนอะตอมของเป้าที่หลุดออกมาและวิ่งไปถึงแผ่นรองรับต่อหนึ่งตารางหน่วย ของดีซีไดโอดสปีดเตอริงได้จากสมการ

$$W = \frac{k_1 W_0}{P l} \quad (39)$$

เมื่อ  $W$  คืออะตอมของเป้าที่หลุดออกมาเคลือบบนแผ่นรองรับต่อหนึ่งหน่วยพื้นที่

$k_1$  คือค่าคงที่

$P$  คือความดันภายในภาชนะสุญญากาศ

$l$  คือระยะห่างระหว่างขั้วอิเล็กโทรด

$W_0$  คือจำนวนอะตอมของเป้าที่หลุดออกมาต่อหนึ่งหน่วยพื้นที่ซึ่งสามารถคำนวณหาได้จาก

$$W_0 = \frac{i_p S t A}{e N} \quad (40)$$



เมื่อ  $i_c$  คือความหนาแน่นของกระแสไอออนที่แคโทด (Ion current density at cathode)

$e$  คือประจุของอิเล็กตรอน

$S$  คือค่าฮิลด์สปีดเตอริง

$A$  คือน้ำหนักอะตอม (Atomic weight) ของอะตอมที่ถูกสปีดเตอริง

$N$  คือเลขอโวกาโดร์ (Avogadro number)

และอัตราการเคลือบของฟิล์ม ( $R$ ) สามารถคำนวณหาโดยประมาณได้จาก

$$R = \frac{W}{\mu t} \quad (41)$$

เมื่อ  $\mu$  คือความหนาแน่นของฟิล์มที่ได้จากการสปีดเตอริง

$t$  คือเวลาที่ใช้ในการสปีดเตอริง

ในการสันนิษฐานเชื่อว่าความหนาแน่นกระแสไอออน จะมีค่าใกล้เคียงกับกระแสของการดีสชาร์จ (Discharge current;  $I_s$ ) และค่าฮิลด์สปีดเตอริงจะเป็นปฏิภาคโดยตรงกับความต่างศักย์ที่ทำให้เกิดการดีสชาร์จ (Discharge voltage;  $V_s$ ) จำนวนอะตอมที่หลุดออกมาจะกลายเป็น

$$W = \frac{V_s I_s t}{P l} \quad (42)$$

ดังนั้นอัตราการเคลือบ จะเป็นปฏิภาคโดยตรงกับกำลังของการสปีดเตอริง ( $V_s I_s t$ ) และเป็นปฏิภาคผกผัน  $P l$