

《해 설》

## Ion Implantation 法과 그 應用

李 鐵 柱

延世大學校 物理學科

(1970. 5. 15 접수)

### § 1. 緒 論

固體表面에 이온충격이 미치는 影響에 대해서는 이미 100餘年前부터 알려져 있었으나 正確한 理解를 못하였다. 즉 1850年頃에 Pluck와 Grove는 X線管內의 殘留氣體의 消失에 따라 X線管操作에 전보다 높은 電壓이 所要되며 강한 X線이 發生됨을 알았고 또 X線管內의 energetic ion에 의해서 衝擊을 받은 標的은 점차 侵蝕을 당한다는 사실을 觀察하였다. 이와같이 固體의 이온 衝擊에 대한 效果는 1世紀前부터 研究되어 왔으나 願치 않는 現象으로 간주되어서 具體적인 應用은 별로 없었다.

그러나 ion beam과 結晶表面과의 相互作用의 研究가 1950年初부터 固體物理學面에서 取扱되기 始作하였고 特히 最近 數年間に 걸쳐 半導體技術에 應用되므로서 長足の 發展을 거듭해 왔다.

1952년에 Bell Tel. Labs의 Ohl<sup>1)</sup>은 半導體의 電氣의 特性을 變更시키기 위해서 Si 單 結晶을 1~30 keV로 加速시킨 H<sup>+</sup>, He<sup>+</sup> Ne<sup>+</sup> 및 Ar<sup>+</sup> ion beam으로 衝擊시키므로써 點接合의 整流特性을 顯著하게 改善시켰다. 中性의 點接合 diode의 順方向과 逆方向의 電流比는 普通 100 정도였으나 電流密度 5  $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ 의 He<sup>+</sup> 이온을 30 keV의 에너지로 約 1~2約分間 衝擊시키므로써 電流比는 10,000以上으로 현저하게 改善되었다.

Ohl<sup>2)</sup> 등은 또 p-type Si를 1~20 keV의 He<sup>+</sup>으로 衝擊하므로써 shallow p-n junction의 太陽電池를 製作한 바 있으며 기타 여러가지의 特許를 획득한 바 있다.

그 후 Cussins<sup>3)</sup>는 原子番號 1의 H<sup>+</sup>에서 51의 Sb<sup>+</sup>에 이르는 各種 이온을 5~90 keV로 加速해서 Ge의 多結晶 및 單結晶을 衝擊시켜서 點接合 diode의 特性을 研究하였던바 다음과 같은 結論을 얻었다. 즉

얻어진 diode 特性은 이온 衝擊으로 생긴 損傷에 의한 格子缺陷이 acceptor level을 形成하기 때문이며 衝擊된 試料를 500°C로 燒鈍하면 格子缺陷은 元狀으로 復歸하는 것으로 생각하였다.

1960年頃 蘇聯의 Bredov<sup>4-6)</sup> 등은 Ge와 Si의 結晶表面에 O<sup>+</sup> 및 N<sup>+</sup> ion beam으로 衝擊해서 micro-chemical 效果를 研究했고 또 10 keV의 Li<sup>+</sup>를 p-type Si에 衝擊해서 表面으로 부터 10<sup>-4</sup> cm 깊이에 p-n接合이 形成됨을 發見하였다.

1961年 Rourke<sup>7)</sup> 등은 Si 單結晶體에 이온注入에 의해서 극히 얇은 p-n接合을 形成시킬 수 있었다. 그 후 1962年 Alväger와 Hansen<sup>8)</sup>은 比抵抗 9,000 ohm-cm의 p-type Si에 10 keV로 加速한 p<sup>+</sup> 이온을 衝擊시키므로써 6 MeV  $\alpha$  粒子에 對해서 FWHM 75 keV 되는 半導體核粒子 檢出器를 最初로 이온注入法을 사용해서 製作한 바 있다.

以上の 研究結果에서 알 수 있듯이 그 當時에는 不純物 이온으로 半導體表面을 衝擊함으로써 p-n接合을 形成한다는 事實을 알고 Si 또는 Ge의 diode 또는 半導體檢出器를 製作하였다.

그 후 캐나다의 Davies<sup>9-20)</sup>와 美國의 McCaldin<sup>21-30)</sup> 등의 研究陣은 半導體表面을 이온으로 충격함으로써 생기는 效果에 對해서 集中的인 研究를 하였다. 이리하여 III-V族이나 알카리 金屬이온을 Si에 注入할 때 그들이 donor로서 作用하는 것이며 이것은 마치 化學的 熱擴散法에 의해서 생기는 作用과 같다는 事實이 밝혀졌다. 이온注入技術이 熱擴散法보다 低溫에서 不純物을 注入할 수 있어서 minority carrier life time이 減少되지 아니하며 質量分析器로 分析하여 化學적으로 高純度の 이온을 注入할 수 있고 不純物 dopant의 concentraton profile과 이온電流密度를 調整하여 任意로 調節할 수 있다는 長點 때문에 最近數年來 semiconductor device technique에서는 勿論 基礎研究面에서도 寵兒의인 脚光을 받

게 되었다.

특히 最近에는 이온衝擊에 의한 이온 etching, micro-machining, 薄膜製作, 結晶方位의 決定, 最適燒鈍溫度의 決定 및 半導體에의 이온注入에 널리 應用<sup>31-32</sup>되고 있다.

以上과 같이 半導體單結晶素材의 電磁氣의 特性變化에 이온注入이 寄與하는 諸般要素는 ion dopant, 素材의 種類, 이온에너지, 素材의 溫度, 素材의 結晶方位, beam-substrate alignment, beam의 平行性 및 素材의 表面條件에 의해서 決定된다. 이온注入 技術이 應用面에 뿐만이 아니라 基礎研究面에 있어서도 新分野가 開拓됨에 따라 ion beam의 發生과 加速裝置의 改良面에 있어서도 長足の 發展을 이루게 되었다.

## § 2. Ion source 및 加速裝置

半導體에 대한 이온注入에는 普通 150 내지 5 keV 정도의 中低에너지를 가진 各種氣體 또는 固體元素의 ion beam이 使用되고 있으며 간혹 deep junction을 形成시키기 위해서는 그 以上數 MeV의 高에너지의 ion beam을 使用할 경우도 있다. 이온注入에는 주로 IIB, IIIA, VA 또는 VIA 族의 元素가 使用되고 있다. 稀土類의 IB金屬은 lifetime의 減少 color centers deep level 등과 같은 特殊한 固體影響에 關한 研究에서 興味の 對象이 되고 있다. III 및 V 族元素는 Si, Ge, SiC 및 II-VI 化合物半導體에 注入되고 있으며 II 및 VI 族元素는 III-V 化合物半導體에 흔히 注入되고 있다.

이와 같은 研究에는 여러가지 型의 이온源를 사용

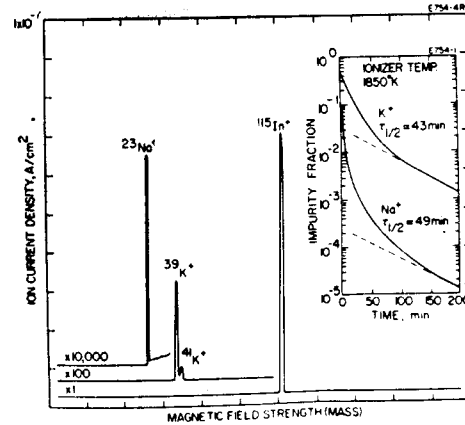


그림 2. 表面이온화型 ion source에서 생긴 ion beam의 質量 spectrum. (Wilson)

할 수 있는 低에너지 加速器가 必要하다. 이온源의 型으로는 B, N, P, S, Zn 및 As 등에 使用되는 蒸氣 電子衝擊型<sup>33-34</sup>, IB族 金屬, Cu, Ag, Au 및 Al과 같은 金屬에 對한 sputter 電子衝擊,<sup>35</sup> Al, Ga, In과 같은 IIIA金屬 및 Li, Na, K와 같이 Si에 interstitial dopant가 되는 alkali 金屬에 對한 surface ionization<sup>36</sup>型이 使用되고 있으며 數 mA의 high ion current를 얻기 위해서는 radio-frequency型<sup>37-38</sup> 및 Duo-plasmatron<sup>39</sup>(11 mA의 H<sup>+</sup>ion)의 ion source가 使用되고 있다. 기타 contact ionizer 型<sup>40-41</sup>은 使用이 간편하며  $\beta$ -eucryptite ( $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{SiO}_2 + \text{Li}_2\text{CO}_3$ )를 source

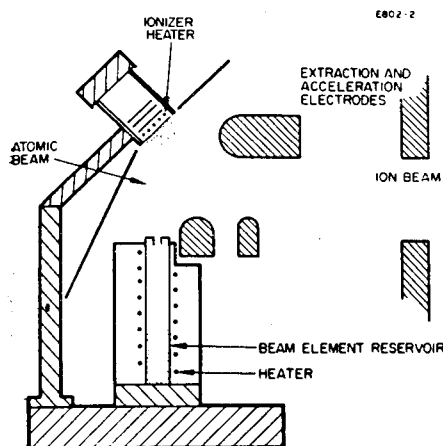


그림 1. 表面이온화型 ion source (Wilson)

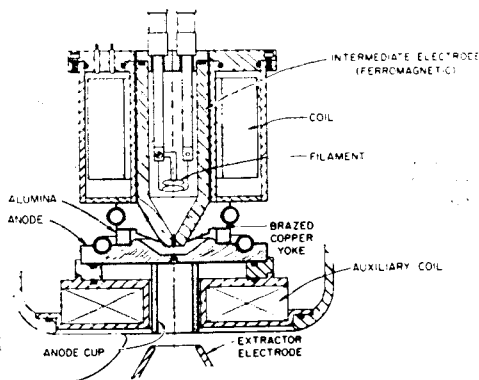


그림 3. Duo-plasmatron ion source (Moak and Banta)

material 로 사용해서 Lee<sup>42</sup> 등은 電流密度 220  $\mu\text{A}$  의  $\text{Li}^+$  ion 을 얻었고 같은 型에서 Haskell<sup>43</sup> 등은 99%  $\text{Li}^+$  ion  $10^{-6} \sim 10^{-8}$  A 를 얻은바 있다.

最適 doping concentration 을 얻기 위해서는 充分한 이온電流密度를 얻을 수 있는 한편 1~1/2" 넓이의 素材에 均一한 이온注入이 可能하도록 ion beam scanning 및 素材의 廻轉裝置가 必要하다. 意識的으

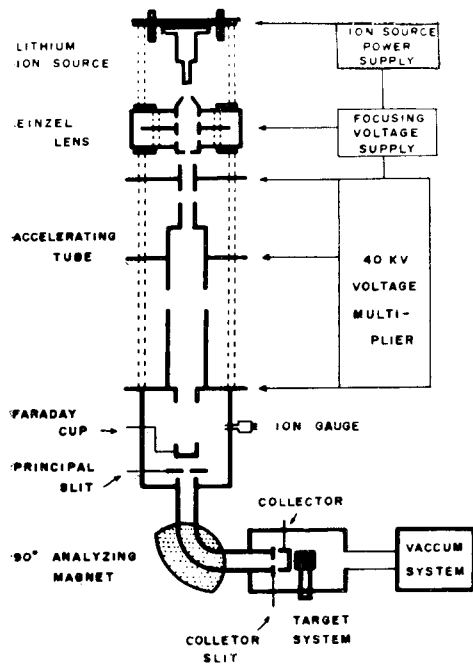


그림 4. 이온注入裝置 (Lee)

로 shallow junction 을 形成시키려면 random 한 方向을 擇하게 되며 deep junction 을 形成시키려면 channeling 效果를 利用하게 된다. ion beam 의 純粹度를 높이기 위해서는 質量分析器를 使用하게 된다. 그러나 그림 2에서 보는바와 같이 表面 ion化型 ion source 에서 發生하는 ion 은 質量分析器를 使用할 必要가 없을 정도의 純粹한 ion beam 이 얻어진다.

Ion 의 加速裝置로서는 그림 4와 같은 低 에너지 Cockcroft-Walton 加速器等이 使用되며 標的函等은  $10^{-5} \sim 10^{-6}$  Torr 程度의 眞空度에서 실시되고 있으나 cold trap 이 있어도 試料面에 油擴散펌프에서 逆擴散된 油面이 ion beam 照射로서 重合 등의 反應을 일으키는 경우가 있음으로 ion pump 등을 使用해서  $10^{-9}$  Torr 정도의 깨끗한 眞空下에서 이온注入을 실시해야 할 것이다.

### § 3. 粒子와 固體表面間の 相互作用

加速된 이온, 原子 및 分子의 線束이 固體表面과의 相互作用으로부터 생기는 電子 등의 2次放出은 衝擊粒子에 起因한 主要過程이다. 그림 5는 여러가지 2次現象을 說明式으로 표시한 그림이다.

#### (a) 反射粒子率 (Reflected Particle Yield)

入射粒子線  $J_i$  가 固體表面과 衝突後 反射되어 나온 反射粒子線을  $J_r$  로 表示하면 그 反射率  $K$  는 다음과 같다,

$$K = J_r / J_i \quad (1)$$

이 反射粒子들은 中性일 수도 있고 入射粒子의 陽이온 혹은 陰이온일 수도 있다.

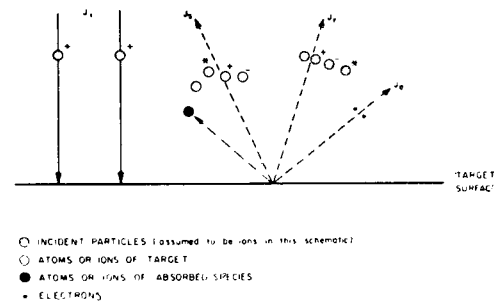


그림 5. 粒子線과 固體表面과의 相互作用 (Medved)

그림 6(a)는 Brunnée<sup>44</sup> 가 잘 클리닝된 Mo 表面에 alkali 이온을 0~4 keV 의 에너지로 충격시켰을때 反射率  $K_+$  는 0~2 keV 영역에서 현저히 減少되어 1

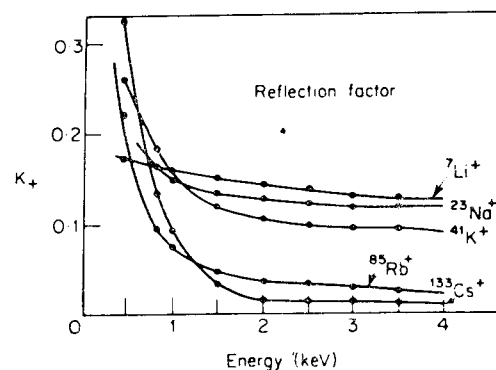


그림 6. a. Mo 表面에  $\text{Li}^+$ ,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{K}^+$ ,  $\text{Rb}^+$  및  $\text{Cs}^+$  이온의 에너지를 變해가면서 衝擊시켰을 때의 각종 이온 反射率 (Brunnée)

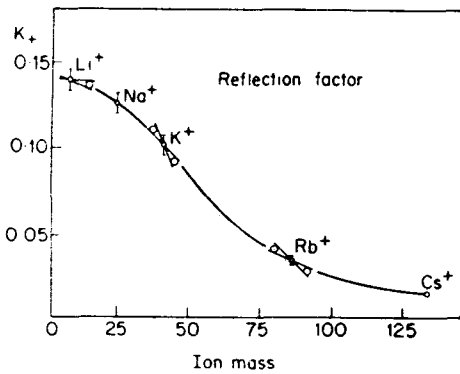


그림 6. b. Mo 表面에 대한 이온 質量에 따른 反射率의 變化(Brunnée)

~15%의 一定値로 접근 함을 알았고 그림 6(b) 역시 衝擊이온의 質量이 增加함에 따라 K는 減少함을 보여주고 있다.

#### (b) Sputtering 收率

스파터된  $J_s$  粒子束은 標의物質의 原子 또는 이온으로 구성되어 있다. 그 스파터링 收率 S는 다음과 같이 定義된다.

$$S = J_s / J_i \quad (2)$$

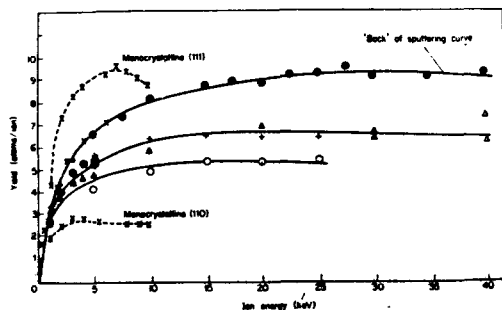


그림 7. a.  $Ar^+$  이온의 에너지를 變해가면서 Cu 를 衝擊時 스파터링收率의 變化(Rol 等)

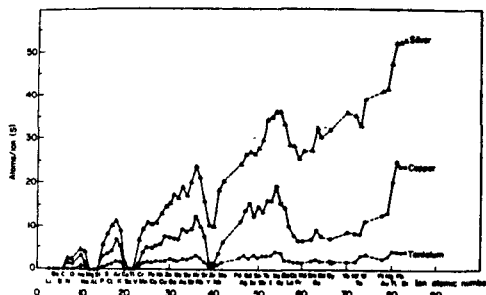


그림 7. b. Cu, Ag, Ta 標의에 45 keV의 이온을 衝擊시켰을때 原子番號에 따른 스파터링收率의 變化(Almén)

表 1.  $Cs^+$  衝擊을 받은 Si와 GaAs의 스파터링收率

物 質	a/R	方 位	스파터링收率 S
Si	13.3	$\langle 111 \rangle$	1.2
Si	13.3	$\langle 110 \rangle$	1.1
GaAs	9.3	$\langle 111 \rangle$	4.8
GaAs	9.3	$\langle 110 \rangle$	1.6

表 1에서 a는 格子常數이며 R은 有効原子데넨손이다. 그림 7(a)는 Rol<sup>45</sup> 등이  $Ar^+$  이온의 에너지를 0~40 keV 까지 變해가면서 Cu標의을 衝擊시켰을 때의 結果인데 이온 에너지의 增加에 따라 收率 S도 增加하나 10 keV 近處에서는 最大値에 達함을 알 수 있다. 그림 7(b)는 Almén<sup>46</sup> 등이 45 keV 程度의 에너지의 각종 이온으로 Ag, Cu 및 Ta를 衝擊했을 때 스파터링收率을 表示하며 이온 原子番號의 函數로 된 이 收率曲線은 週期的性質을 나타내고 있다.

#### (c) 2次電子放出率

그림 5에서  $Je$ 는 放出電子束을 表示하고 있으며 2次電子收率  $\gamma$ 는 다음과 爲인 表示된다.

$$\gamma = J_e / J_i \quad (3)$$

그림 8 (a) (b) (c) (d)는 Carlston<sup>47</sup> 등이 Ni, Al, Ag 및 Mo의  $\langle 111 \rangle$ ,  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  表面에  $Ar^+$ 의 에너지를 變화시키면서 衝擊시켰으로써 2次電子收率의 變化를 보인 그림이다.

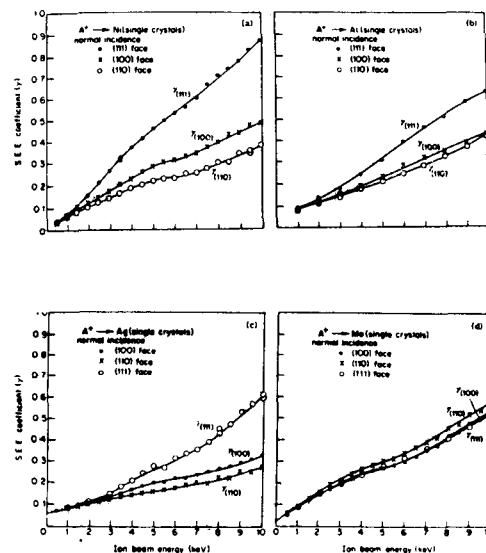


그림 8. 0~10 keV의  $Ar^+$  이온을 Ni, Al, Ag 및 Mo 標의에 衝擊시켰을 때의 2次電子收率  $\gamma$ 의 變化(Carlston 等)

## § 4. 粒子와 固體間的 相互作用

## (a) 이온의 滲透

加速된 이온이 固體表面에 衝擊을 주면 前述한 바와 같이 反射, sputtering 및 2次電子放出 등의 表面에서의 現象이 생기나 大部分은 結晶格子原子와 衝突하여 安定狀態에 停止할때까지 滲透 (penetration) 를 하게 된다. 가령 孤立된 入射 ion 과 結晶體內的

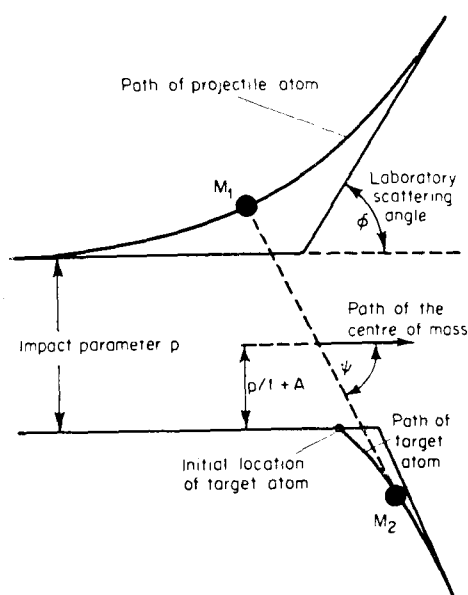


그림 9. 標의 原子에 의한 入射原子의 散亂

格子原子와의 衝突은 古典力學的으로 그림 9와 같은 標의 原子와 사이에 彈性散亂으로 看做할 수 있을 것이다. 이 衝突에서 原子의 軌道는 衝突 parameter 에 依해서 決定될 수 있을 것이다. 만약에 한 原子  $M_1$  이 標의 結晶體內的  $M_2$  에 對해서 impact parameter  $P$  를 가지고 入射하면 그림 10과 같은 相違한 軌跡을 그릴 것이다. 여기서는 아무런 結晶缺陷이 없는 理想的인 原子層面에서 衝突이 行해진다고 가정한다. 이 때  $\nu$  原子의 全經路  $L^{(\nu)}$  는 各經路  $l^{(\nu)}$  의 總和이며 그 全平均經路는

$$\bar{L} = \frac{1}{N} \sum_{\nu=1}^N L^{(\nu)} \quad (4)$$

이다. 그림에서 vector range  $R^\nu$  는 入射原子의 始發點에서부터 靜止點까지의 距離이다. 여기서  $F(r)dr$  이 最終位置의 normalized spatial distribution 이 라면 平均 vector range 는 다음과 같다.

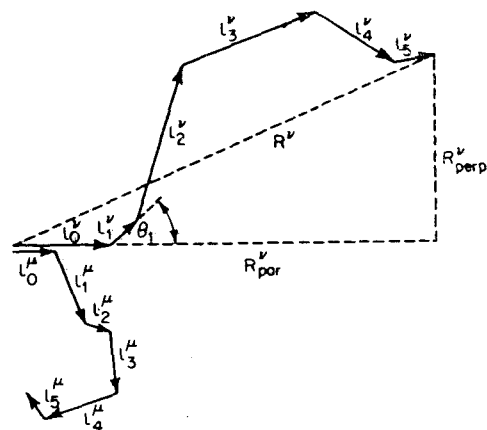


그림 10. 固體內에 滲透해들어난 2 原子의 軌跡

$$\bar{R} = \frac{1}{N} \sum_{\nu=1}^N R^{(\nu)} = \int r F(r) dr \quad (5)$$

penetration  $R_{par}^{(\nu)}$  은 最初의 運動方向으로 最終靜止位置까지 vector 距離를 投射한 것이다.

$$R_{par} = \underline{r} \cdot \underline{V}_0 / V_0 \quad (6)$$

여기서  $\underline{V}_0$  는 初期速度 vector 이다.

이리하여 平均滲透 (average penetration) 는

$$\bar{R}_{par} = \int \underline{r} \cdot \underline{V}_0 / V_0 \cdot F(r) dr \quad (7)$$

여기서  $R_{perp}$  는 初期運動方向에 對해서 수직方向으로 靜止한 點까지의 幅이다. 한편  $R_{mp}$  는 最大濃度分布이고  $R_m$  은 濃度分布의 中心值이며  $X_{1/2}$  은 濃도가 半減하는 領域이다. Bohr potential 을 使用해서 高速電子計算器로 計算한 理論的分布曲線과 Davies<sup>11</sup> 등이 Al 標의에 60 keV 의  $Na^{24}$  이온을 衝擊시켰을 때의 分布曲線을 比較한 그림 11을 보면 計算値는 實驗值보다 덜 skewed 되고 指數的 減衰部에서도 亦

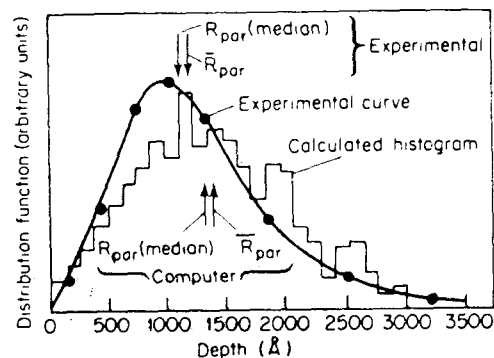


그림 11. Bohr potential 을 사용한 分布曲線의 理論과 Davies 等이 實驗한 結果를 比較한 그림

是 덜 減衰하고 있다는 事實을 알 수 있다. 이 滲透의 깊이를 測定하는 方法으로는 透過法<sup>48</sup>,  $\alpha$ 粒子再放出法<sup>49</sup> 등이 있으나 Davies<sup>10</sup> 등이 실시한 放射性 이온Cs<sup>137</sup>을 50 keV로 加速하여 Al 標的에 注入後 切斷해가며 그 標的의 殘留 放射能을 測定하는 sectioning 法이 널리 使用되고 있다. 같은 方法을 使用하여 Davies 等<sup>50</sup>은 W에 Kr<sup>85</sup> 이온을 注入해서 그림 12(a), b)와 같은 積分 및 微分型射程分布를 求하였다. 表 2는 上記 實驗에서 에너지를 變化시켰을 때의  $\bar{R}_{mp}$ ,  $\bar{R}_m$ ,  $\bar{R}_{par}$  및  $X_{1/2}$ 의 값을 表示한 것이다. 에너지와 射程에서 본바와 같이 ion beam을 繼續해서 固體에 衝擊시켰다해도 無限히 注入되지 아니하고 飽和되어 一定值에 머무르는 飽和現象이 생긴

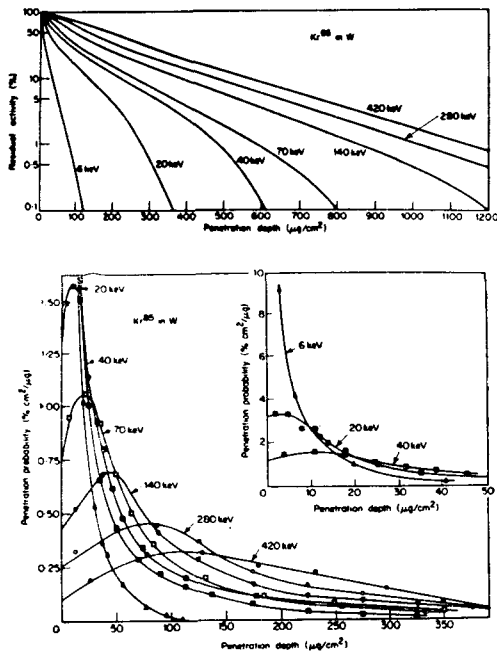


그림 12. a, b. W에 Kr<sup>85</sup> 이온을 注入해서 얻은 積分 및 微分射程分布圖. (Davies 等)

表 2. W 속에 注入된 Kr<sup>85</sup> 이온의 射程(μg/cm²). (Davies)

E(keV)	$\bar{R}_{mp}$	$\bar{R}_m$	$\bar{R}_{par}$	$X_{1/2}$
6	—	6	12.4	15
20	3	20	46	44
40	11	39	82	92
70	23	53	100	100
140	45	88	152	144
280	80	132	199	165
420	100	187	251	180

다. 물론 이 飽和現象의 原因은 注入이온이 結晶內의 格子間 原子나 格子點原子가 되는 데에도 限度가 있으며 이온의 스파타링 또는 衝突 knock-on 等 複雜한 過程때문에 생기는 것으로 믿어진다. 輕이온으로 重標的을 충격시에는 標的 표면 근처에 많이 附着한다. 따라서 충격이온이 結晶속으로 滲入하더라도 兩者의 原子番號의 差異에 따라서 다르다. 衝擊이온數 對 標的이온의 比率을 附着率(Sticking factor)이라 한다.

Brown과 Davies<sup>14</sup>는 重이온 Xe<sup>133</sup>을 輕標的 Al<sup>27</sup>에 衝擊시키면 加速電壓 5 keV에서 그림 13 a에서와 같이 附着率 1에 接近하나 反對로 Ar<sup>41</sup>를 W<sup>184</sup>에 衝擊시키면 加速 energy가 100 keV 近處에서도 1에 接近하지 않는다. 그림 13 b에서 보는바와 같이 Xe<sup>133</sup> 이온을 W<sup>184</sup>에 衝擊시켰을 때는 5 keV에서 附着率

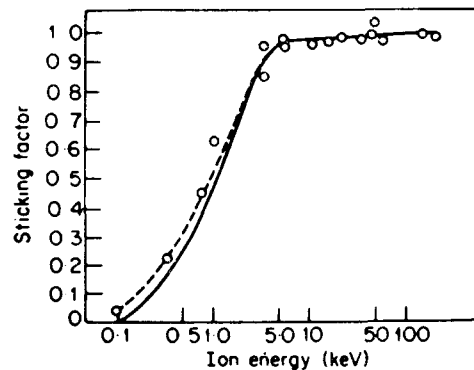


그림 13. a. 에너지를 變해가면서 Xe<sup>133</sup> ion을 Al<sup>27</sup>에 衝擊시켰을 때의 Sticking factor. (Brown 等)

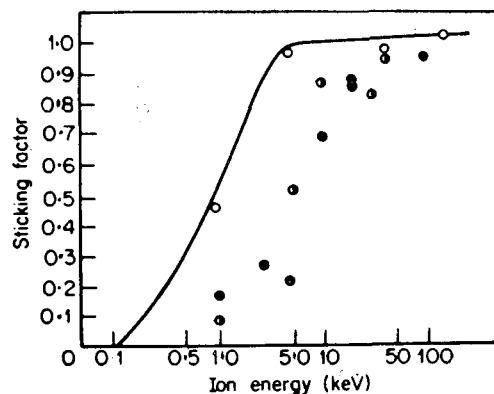


그림 13. b. 에너지를 變해가면서 Xe<sup>133</sup>, Kr<sup>85</sup>, Ar<sup>41</sup> ion을 W에 衝擊시켰을 때의 Sticking factor.

- Xe<sup>133</sup>→W
- ◐ Kr<sup>85</sup>→W
- Ar<sup>41</sup>→W. (Brown 等)

이 1에 接近하고 그 後는 一定值를 나타내나  $Kr^{85}$ 와  $Ar^{41}$ 은  $W^{184}$ 에 衝擊시켰을 때에 附着率은 100 keV 以上の 되어야 1에 도달하는데 그 理由는  $W^{184}$ 와 같은 重標의에서는 後面散亂이 過多하게 생기기 때문 이라고 간주된다.

### (b) Channeling 效果

앞서 본바와 같이 이온 滲入에 對해서는 標의 結晶 構造가 큰 役割을 하여  $Xe^{133}$ 과 같은 重 ion은 Al<sup>27</sup>과 같은 結晶內의 電子와 相互 作用을 하나 開放構造에서 電子密度가 낮은 領域에서는 抵抗을 받으면서도 깊이 滲入 (channeling)하는 確率이 크다. 輕 이온은 結晶內의 電子雲과의 相互作用을 크게 받게 된다. 前記한 Davies와 Brown<sup>14</sup>의 實驗結果에서 Robinson과 Oen<sup>51</sup>은 channeling 效果를 假定하였다. 이 效果의 可能性을 研究하기 위해서 Piercy, Brown, Davies 및 McCargo<sup>18</sup>는 sectioning 法中 stripping 技術을 導入하여 多結晶 Al, 無定形  $Al_2O_3$  및 單結晶 Al의 結晶方位를 變해가면서 40 keV의  $Kr^{85}$ 를 衝擊시켰으므로써 그림 14와 같은 結果를 얻

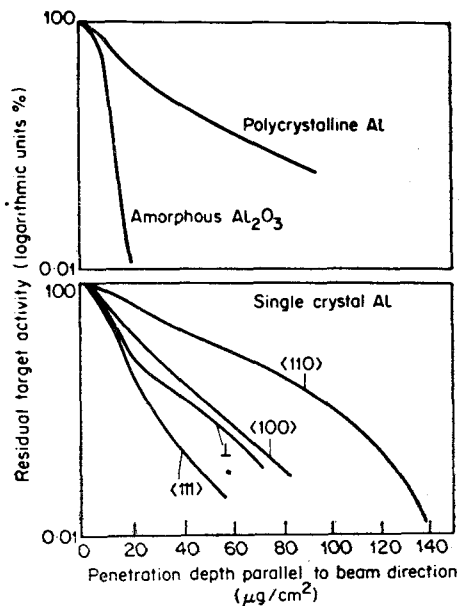


그림 14. 無定形  $Al_2O_3$ 와 Channeling 現象을 나타낸 多 및 單結晶 Al에 40 keV의  $Kr^{85}$ 를 衝擊시켰을 때의 積分型射程曲線. (Piercy 등)

었다.  $Kr^{85}$ 는 開放構造인 <110>에서 가장 깊이 또 <111>方位에서 가장 얇게 滲入하는 現象을 確認하였다. 다음에 Piercy<sup>18</sup> 등은 20~160 keV로 加速한  $Kr^{85}$ 를 無定形  $Al_2O_3$ 에 一定한 方位 <110>에서 衝擊한

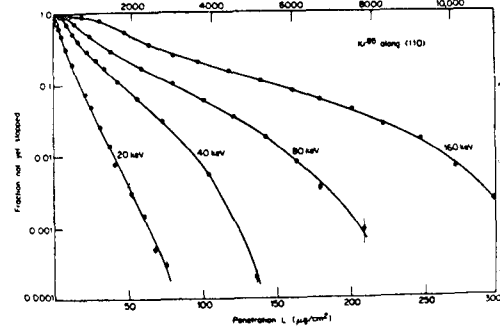


그림 15.  $Kr^{85}$ 의 에너지를 20~160 keV로 變하면서 Al <110> 方位로 衝擊시켰을 때의 滲透 (Piercy 등)

때 衝擊에너지가 클수록 그림 15와 같이 깊이 滲入한다는 事實을 알았다.

한편 Nelson과 Thompson<sup>52</sup>는 400 Å의 金薄膜標的의 法線과 35° 角度에서 75 keV의  $H^+$ 를 衝擊시켜서 transmission 法으로 그림 16과 같은 channeling

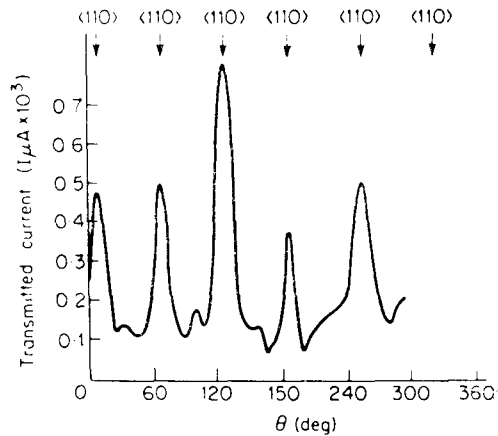


그림 16. 金結晶薄膜을 通過한 75 keV 陽性子の 透過 (Nelson and Thompson)

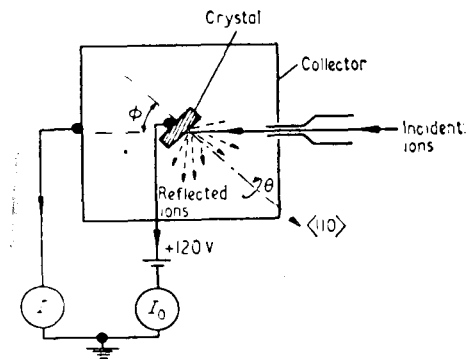


그림 17. Channeling 效果를 測定하는 測定裝置. (Nelson and Thompson).

효과에 관한 결과를 얻었다. 이때 薄膜은  $\langle 111 \rangle$ 軸에 一致하는 法線 方向으로 廻轉하고 陽性子線은 法線에 對해서  $35^\circ$  方向으로 入射하였다. 그림 17은 1963년에 Nelson과 Thompson<sup>52)</sup>이 上記 channeling 효과를 研究한 實驗裝置圖이다.

Channeling 효과를 考察하기 위해서 Eriksson<sup>53)</sup>은 그림 18과 같이 原子平面에 대해서 여러 角度로 入

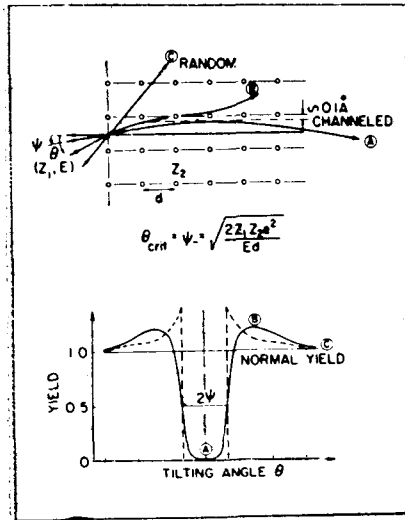


그림 18. 上圖는 加速된 荷電粒子的 運動이 結晶格子에 미치는 影響, Channeling 효과 下圖는 散亂 효과의 角度依存性을 表示했다(Eriksson).

射하는 荷電粒子的 3軌道 ①, ② 및 ③를 생각하였다.  $1 \text{ \AA}$  보다 작은 impact parameter 를 가진 ①은 channel에 拘束되어 平面에서 다른 面사이로 振動해가면서 깊이 滲透後靜止 한다. ②는 臨界角  $\theta_{crit} = \phi$  일때 channeling 효과를 나타낸다. 그러나 ③나 ④와 같이 臨界角보다 큰 角度에서 入射할 境遇에는 激甚한 衝突을 하거나 無秩序한 衝突을 하게된다. 이 효과에 對한 理論의 研究는 Thomas-Fermi의 potential 을 사용해서 Lindhard<sup>54)</sup>가 完成하였다. 그는 入射粒子的 速度가  $Z_1^{2/3}e^2/\hbar$  보다 클 경우에는

$$\theta_{crit} \approx \phi_c = \left( \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{Ed} \right)^{1/2}, \quad \phi_c < a_{FT}/d \quad (8)$$

이다. 여기서  $a_{FT} = 0.46(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} \text{ \AA}$  이고 低速度일때 즉  $\phi_c > a_{FT}/d$  인 경우에는

$$\theta_{crit} \approx \phi_{lc} = \left( \frac{a_{FT}}{d} \phi_{lc} \right)^{1/2}, \quad \phi_c > a_{FT}/d \quad (9)$$

이다.  $Z_1$ 과  $Z_2$ 는 각각 入射粒子 및 格子原子의 原子番號이고  $e$ 는 電荷,  $d$ 는 原子面上의 原子間의 거

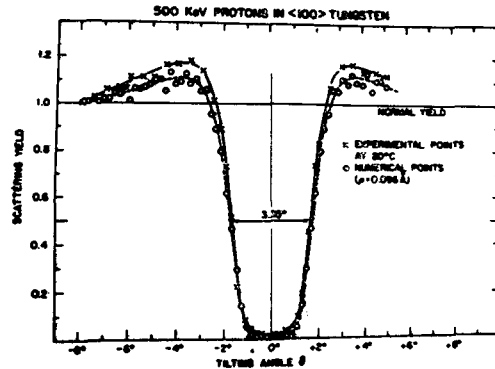


그림 19. W  $\langle 100 \rangle$ 에서의 背面散亂 陽性子의 角度依存性을 보인 그림이며 이때 入射에너지는  $0.5 \text{ MeV}$  ( $20^\circ \text{C}$ ). x實驗, (Andersen) o理論(Lindhard).

리이며  $E$ 는 入射粒子的 에너지이고  $a_{FT}$ 는 Thomas-Fermi의 screening distance이다.

그러므로 臨界角  $\phi_c$  및  $\phi_{lc}$ 는 入射粒子가 channeling 할 수 있는 條件을 規定해 준다.

最近에 Andersen<sup>55)</sup>은 그림 19와 같이 W 結晶體에  $500 \text{ keV}$ 의 陽性子를 衝擊시켰을때의 散亂된 陽性子의 角度依存性을 實驗하고 收率分布를 Lindhard<sup>54)</sup>의 理論과 比較해 보았다. 이 channeling의 효과는 放射線損傷, 不純物이온의 位置確認, 燒鈍效果 등을 調査하는 것과 같은 固體物理學方面에 많이 應用되고 있다.

### (c) 放射線 損傷

衝擊을 하는 一次이온은 標的格子原子와 彈性 또는 非彈性的 多重衝突을 하여 그 에너지는 점차로 減衰당하면서 結局 結晶格子속의 最終靜止位置에 到達하게 된다. 이 過程에서 衝突이 非彈性的인 경우 에너지의 減少는 electronic excitation 形態로써 格子로 移轉되며 彈性的인 경우에는 運動에너지의 形態로써 格子로 移轉된다. 前者의 경우에는 3章에서 既述한바와 같은 2次電子의 放出 또는 電磁輻射線의 放出로 나타나고 後者の 경우에서 충격을 받은 原子는 格子內의 平衡位置로부터 離脫하게 된다. 이 衝突過程에서 衝擊당한 原子가 充分한 에너지를 받으면 周圍原子의 影響으로부터 벗어나서 vacancy를 形成하고 自體는 格子內 他處에서 "foreign" 原子로 行세하게 된다. 그러나 충격당한 原子가 充分한 에너지를 받지 못하여 平衡位置로부터 離脫하지 못하면 받은 에너지는 格子를 加熱하든가 格子波(phonon) 形態로 散逸해 버리고 만다. 그러므로 一次 이온은 많은 原子들을 正常位置에서 迫出시키거나 또는 非



正常位置를 占有해 하는 것과 같은 激甚한 格子攪亂을 시킨 흔적을 남기게 된다. 固體에 對한 放射線損傷에 對해서는 이미 여러 研究者들에<sup>56-63</sup> 의해서 詳細한 研究文獻이 發表되어 있으므로 本稿에서는 다만 이온 衝擊에 의해서 誘發되는 格子缺陷을 理解하는데 必要한 몇가지의 興味있는 研究結果만을 提示하는데 그치려 한다.

Beeler 와 Besco<sup>64</sup> 는 5 keV 의 에너지를 가진  $I^{127}$  이온을 BeO 矩形面格子에 대해서 30° 角度로 衝擊시켜서 생긴 損傷을 一連의 計算을 통해서 그림 20(a) 와 같은 衝突 cascade 軌跡을 求하였다. 그림 20(b)

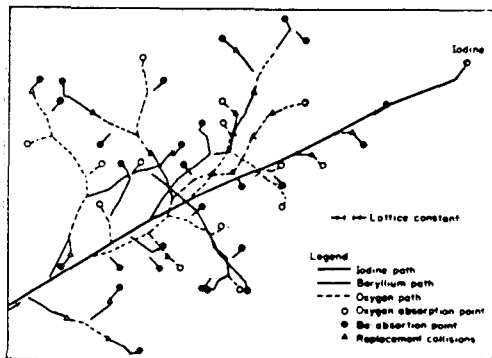


그림 20. a. BeO 結晶體를 5 keV 의  $I^{127}$  이온으로 衝擊했을 때 생긴 衝突 cascade 軌跡. (Beeler 等)

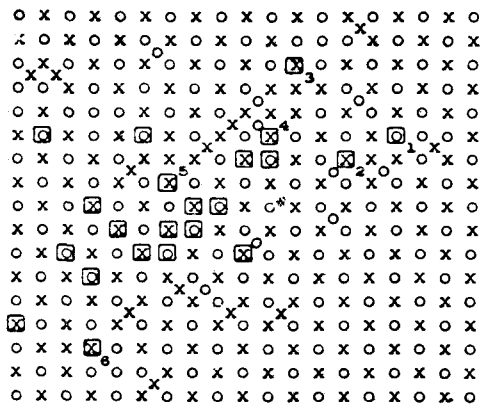


그림 20. b. 絶對零度下에서 5 keV 의  $I^{127}$  이온으로 BeO 를 衝擊시켰을 때 생긴 損傷模樣이다. 여기서 ×는 Be 原子 ○는 酸素原子 □는 vacancy 를 表示한다(Beeler 等).

는 絶對零度下에서 亦是 5 keV  $I^{127}$  ion에 의해서 衝擊을 當한 直後の BeO 面의 損傷模樣이다. 그림 20(a) 에서는 다음 4가지의 特徵을 찾아볼 수 있다. ① Iodine 의 最終靜止點은 比較的 損傷을 받지 않은 物

質로 둘러 쌓여 있다. ② 表面近處에서 靜止된 一次原子는 甚한 損傷을 받은 物質로 둘러쌓여 있고 入射原子가 增加하면 損傷도 重疊된다. ③ 缺陷은 cluster 속에 특히 vacancy 에서 나타나는 傾向이 있고 ④ 代置(replacement) 衝擊時에는 格子缺陷을 많이 나타내고 있다.

前記 Beeler 의 實驗은 入射이온을 標的에 대해서

表 3. T=0에서 5 keV  $I^{127}$ 으로 衝擊시킨 直後 BeO 에 생긴 損傷(Beeler)

元 素	Vacancies	Interstitials
Beryllium	13	12
Oxygen	10	9
Total	23	21

30°의 큰 角度로 衝擊시킨 實驗을 하였으나 그림 18 에서 보는 바와 같은 標的結晶의 原子列에 小角度로 入射하는 channeling beam 은 結晶體에 對한 損傷率을 훨씬 減小시킬 것으로 豫想된다. 이와같은 假定하에서 Oak Ridge National Laboratory의 Noggle 와 Oen<sup>65</sup> 은 2200 Å 두께의 Au單結晶<001>에 tandem 加速器로 加速한 51 MeV 의  $I^{127}$  이온을 0°, 1/2°, 2° 및 3°의 작은 角度로 衝擊시켜서 생긴 損傷構造를 電子顯微鏡으로 觀察하였다. 그림 21 중 0°의 사진에서 큰 검은 部分은 結晶속의 微細雙晶이고 0°에서 3°까지의 寫眞中 黑線은 轉位이고 各種의 큰 黑點은 이온 衝擊에 의한 損傷이다. 이 損傷密度를 <011>軸에서부터 misalign 된 角度에 對해서 圖示하면 그림 22와 같다. 이 그림에서 channeling 效果로 말미암아 衝擊이온이 얼마나 損傷을 남기며 標的 結晶속으로 滲入하는가를 짐작할 수 있을 것이다. 即 損傷密度는 channelled 이온은 non-channelled 이온 보다

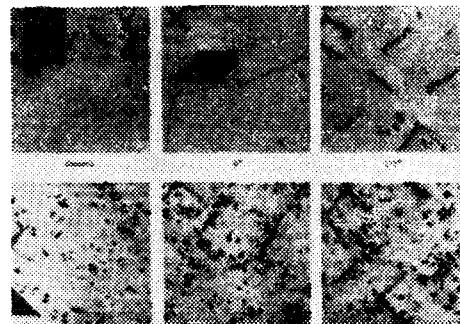


그림 21. 2200 Å 의 單結晶金薄膜을 51 MeV 의  $I^{127}$  이온으로 衝擊했을 때의 損傷을 43000倍로 擴大한 透過電子顯微鏡寫眞. (Noggle and Oen)

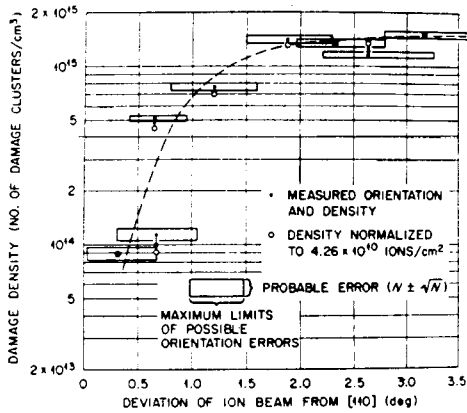


그림 22. 損傷密度와 金單結晶  $\langle 110 \rangle$  方位로부터 벗어난 ion beam 偏差와의 關係(그림 21에서 計算하였음)(Noggle and Oen).

1/20로 减小되었다.

帶電粒子的 相互散亂은 結晶體內에 正常的인 格子構造의 存在如何에 달여있는 가닥에 이 效果가 lattice disorder에 敏感하다는 것은 當然한 事實이다. 和蘭 Aarhus 大學의 Andersen, Uggerhøj 및 Bell Tel. Lab. 의 Gibson<sup>67</sup>은 그림 17과 같은 裝置를 使用하여  $\text{Cu}^{63}$ 을 이온 注入시킨 Cu 結晶試料에 400 keV의 陽性子로  $\langle 110 \rangle$  方向에서 衝擊시킨後  $\text{H}^+$ 의 背面散亂 스펙트럼을  $135^\circ$  方向에서 測定하므로써 放射線損

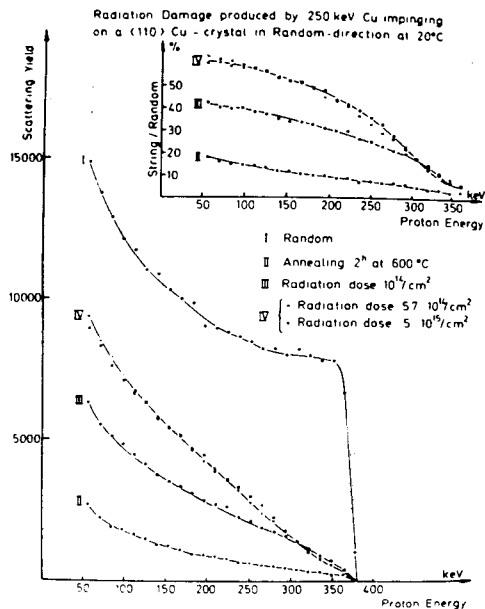


그림 23. Random 方向에서 注入量에 따른 損傷의 程度를 보여준  $\text{H}^+$ 의 背面散亂 스펙트럼. (Andersen)

傷을 研究하였다. 그림 23에서 曲線 I은 元形의 損傷되지 않은 random nonchanneling 方向에서의 陽性子背面散亂 스펙트럼이다. 그러나 曲線 II, III, IV는 random 方向에서 250 keV,  $10^{14} \text{ Cu}^{63} \text{ atoms/cm}^2$ 의 ion beam을 Cu 結晶에 注入後의 陽性子の 스펙트럼이다. 注入量에 따라 損傷은 增加하며 特히 注入量이  $5.7 \times 10^{14} \text{ atoms/cm}^2$  일경우에 損傷은 激甚함을 알 수 있다. 같은 技術로 結晶格子의 disorder가 燒鈍으로 얼마나 元狀으로 復歸하는가도 알 수 있다.

카나다 Chalk River Nuclear Lab의 Eriksson<sup>68</sup> 등은 약  $10^{15} \text{ Sb}^+$  ions/cm<sup>2</sup>을 室溫에서 40 keV로 ion implantation 한 Si 單結晶의 燒鈍條件을 1 MeV 陽性子에 대한 散亂收率의 角度依存性으로 觀察하였다. 그림 24에서 보는바와 같이 室溫에서 이온 注入을 하였을 경우에는 相當한 損傷을 입었다. 即  $\text{Sb}^+$ 는 random 또는 格子間 位置를 占有하고 있었으나  $550^\circ\text{C}$ 로 燒鈍後에는 20%의  $\text{Sb}^+$ 이온이, 그리고  $650^\circ\text{C}$ 로 燒鈍後에는 75%의  $\text{Sb}^+$ 이온이 格子點에 位置하게 되어 損傷은 거의 없어져서 undoped 경우와 흡사하다. 이 그림에서 實線은 beam이  $\langle 111 \rangle$  方位에 따라 入射하였을때의 aligned spectra이며 破線은  $\langle 111 \rangle$ 에 對해서  $5^\circ$ 의 角으로 入射하였을때의 unaligned 또는 random spectra 이다. 작은 表面 peak (channel 63—64 근처)는 特히  $750^\circ\text{C}$ 에서도 燒鈍이 困難한 表面의 損傷을 表示한 것이다. 그는 또한  $400^\circ\text{C}$ 로 Si 標의을 加熱하면서  $2 \times 10^{15} \text{ Sb ions/cm}^2$ 로 이온 注入한 後  $\langle 111 \rangle$ 方位에서  $\text{H}^+$ 의 背面散亂

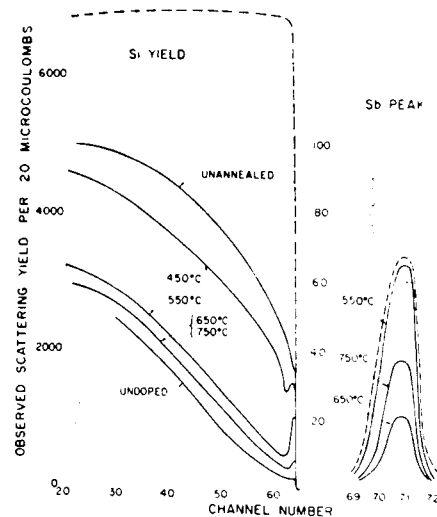


그림 24. 各種 燒鈍溫度에 따른 試料 Si 面의  $\text{H}^+$ 에 의한 背面散亂 spectra. (Eriksson 등)

spectrum 을測定해 보니 前記實驗에서 650°C로 post annealing 했을 경우와 비슷한 程度로 損傷의 大部分이 回復되었다는 結果를 얻었다. (그림 25) 所謂 “hot implant”의 結果는 各 이온飛跡周圍에 생긴 小部分的 disordered region 을 急速히 局部的으로 燒鈍시키는데 起因한 것이다. 前記한 室溫에서의 注入에 있어서 個個의 損傷 cluster 의 重疊狀態는 事實상 約

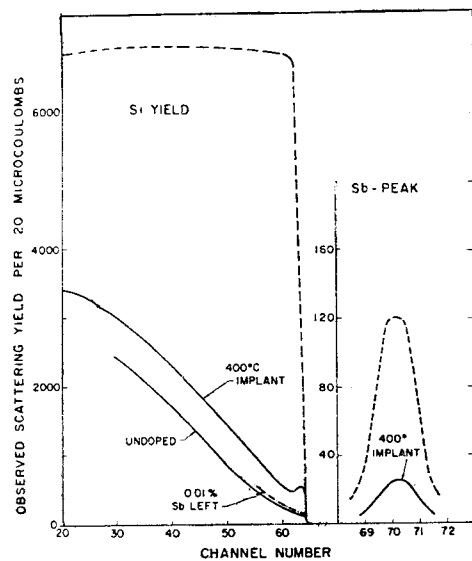


그림 25. 400°C의 “hot implant”를 實施했을 경우에는 別途 post annealing 이 必要없을 程度로 損傷이 回復된다는 事實을 보여준 H<sup>+</sup>의 背面散亂 spectra. (Eriksson)

0.1  $\mu$  두께의 無定形 領域을 形成케 함으로 “cold implant” 때에 必要한 燒鈍溫度는 “hot implant” 때의 溫度보다 훨씬 높은 燒鈍溫度가 必要하게 되는 것은 當然한 일이다. 그러므로 高溫을 기피하는 半導體檢出器를 이온 注入法에 의해서 製作時에는 “hot implant” 法이 有利함을 알 수 있다.

背面散亂된 陽性子 spectra 를 測定해보면 結晶속의 損傷의 量뿐만이 아니라 그 分布까지도 알 수 있다. 그림 26은 Gibson<sup>68</sup> 등이 Si 單結晶面에서 背面散亂에서 測定한 H<sup>+</sup>의 spectra 이다. <110> 方向에서의 H<sup>+</sup> spectra (B 曲線)는 損傷되지 않은 Si 結晶에 대한 收率의 減少를 나타내고 있다. 그 後 Si 單結晶에 <110> 方向에서 여러가지 線量的 400 keV Li<sup>7</sup> 이온을 衝擊하고서 再次 各 경우마다 H<sup>+</sup> spectra 를 測定하였다. C 曲線은  $5 \times 10^{15}$  Li<sup>7</sup> ions/cm<sup>2</sup> 으로 注入한 Si 에서 散亂된 H<sup>+</sup>의 스펙트럼이고 D 曲線은  $1.5 \times 10^{16}$  또한 E 曲線은  $4.7 \times 10^{16}$  ions/cm<sup>2</sup>의 경

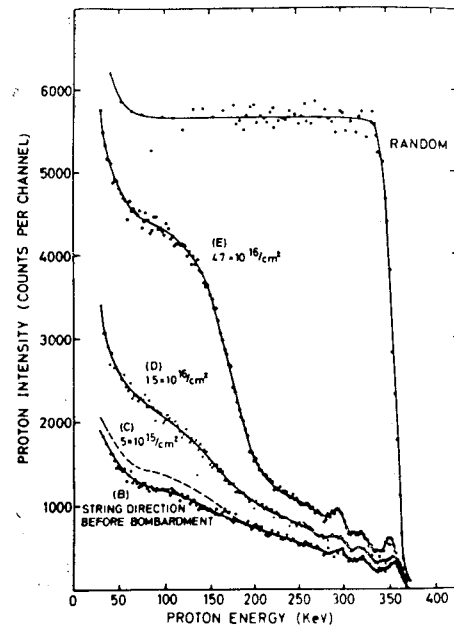


그림 26. <110> 方向에서 各種 線量的 Li<sup>7</sup> 이온을 400 keV로 注入한 Si 에 random 및 <110> 方向에서 背面散亂시킨 H<sup>+</sup>의 spectra (Gibson)

우를 보여준 것이다. 그림 26에서 보는 바와같이 Si 標의 表面近處에는 比較的 損傷이 적은데 反해서 Li<sup>7</sup> 이온의 射程距離에 該當되는 깊은 곳에서는 심한 損傷이 생겼다. 따라서 H<sup>+</sup> 스펙트럼曲線은 非線型的의 模樣을 보여주고 있다. 이 現象은 初期이온은 別로 損傷을 생기게하지 않으나 channel 을 通해서 脫出해나간 이온이 結晶속 깊은곳에 損傷을 比較的 많이 生成한 까닭이라고 解釋 된다.

1967年 Davies<sup>69</sup>는 Si 單結晶에 random 方向에서

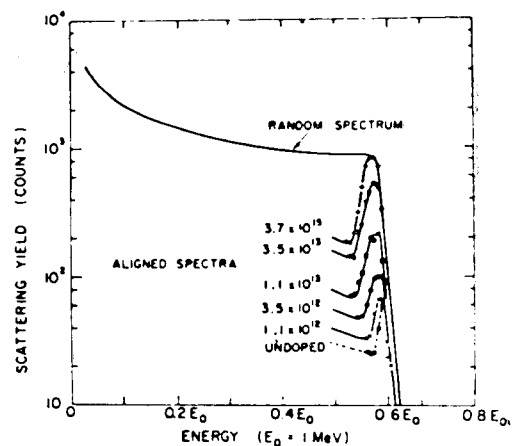


그림 27. Si 單結晶面에서 背面散亂된 1 MeV 의 He 이온의 spectra (Davies 등)

$1.1 \times 10^{12}$ 에서  $3.7 \times 10^{15}$   $\text{Sb}^+$  ions/cm<sup>2</sup>까지의 5段階의 이온을 Si에 40 keV로 注入後 <111> 方向에서 1 MeV의  $\text{He}^+$  이온을 衝擊시켜서 그 背面 spectra를 測定하니 그림 27과 같은 結果를 얻었다. 이 그림에서 表面 peak는 注入한  $\text{Sb}^+$  線量이 많을수록 random spectrum에 接近함을 보여 주며 表面의 損傷이 于甚함을 보여 주고있다. 이것은 그림 26의 경우에 比해서 (Li<sup>7</sup>)原子量이 큰  $\text{Sb}^{122}$ 를 低에너지인 40 keV로 注入하여 前記 Gibson의 경우와는 反對로 表面附近에 損傷이 많이 생겼음을 보여주고 있다. 萬若에 그림 27의 表面 peak의 強度를 disorder의 尺度로 取하여 이 量을 衝擊한 線量에 대해서 plot 하면 1968年 Eriksson<sup>70</sup>이 發表한 그림 28과 같이 된다. 이 그림은 40 keV의 Sb와 Ga 이온을 Si에 注入시킨後 1 MeV의  $\text{He}^+$  이온으로 背面散亂시켜서 얻은 그림이다.  $10^{14}$  ions/cm<sup>2</sup> 이상의 線量으로 衝突시키면 飽和狀態로 됨을 보여주고 있다. 그 理由는 이와같은 線量으로 衝擊당한 表面層은 完全히 disorder 狀態로 되는 까닭이다.  $10^{14}$  ions/cm<sup>2</sup> 이상의 線量으로 衝擊하면 結晶속으로 侵入한 이온으로 말미암아 變位된 約 3,000個의 原子가 생기게 된다.

上記와 같은 背面散亂에關한 研究에서 最近에와서  $\text{H}^+$  代身에  $\text{He}^+$ 을 使用하는 理由는 He 이온이 陽性子보다 結晶의 滲入度, 質量分離, 計數, 感度等에 있어서 優秀한 까닭이다.

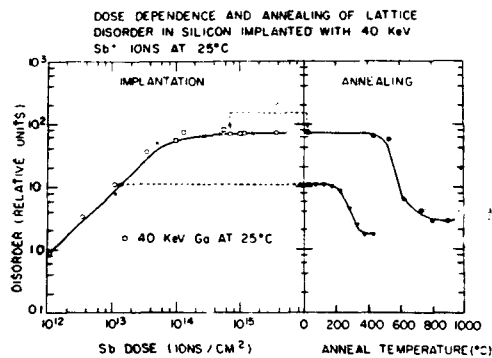


그림 28. 結晶의 disorder(그림 26과 같은 形의 그림에서 測定함)와 40 keV의 Sb 및 Ga 이온으로 Si 結晶을 衝擊하였을 때 그 燒純溫度의 測定(Eriksson 등)

#### 參 考 文 獻

- [1] R. S. Ohl, Bell Syst. Tech. J. 31, 104 (1952).
- [2] E. F. Kingsburg and R. S. Ohl, Bell Syst. Tech. J. 31, 802 (1952).

- [3] W. D. Cussins, Proc. Phys. Soc. B68, 213 (1955).
- [4] M. M. Bredov and N. M. Okuneva, Dokl. B. Akad. Nauk SSSR, 113, 795 (1957).
- [5] M. M. Bredov, V. A. Lepilin, I. B. Schestakov and A. L. Shakh-Budagov, Soviet Phys. Solid State 3, 195 (1961).
- [6] M. M. Bredov and A. B. Nuromskii, Soviet Phys. Solid State 4, 409 (1962).
- [7] F. M. Rourke, J. C. Sheffield and F. A. White, Rev. Sci. Instr. 32, 455 (1961).
- [8] T. Alväger and N. J. Hansen, Rev. Sci. Instr. 33, 567 (1962).
- [9] J. A. Davies, J. Friesen and J. D. McIntyre, Can. J. Chem. 38, 1529 (1960).
- [10] J. A. Davies, J. D. McIntyre, R. L. Cushing and M. L. Lousburg, Can. J. Chem. 38, 1535 (1960).
- [11] J. A. Davies, and G. A. Sims, Can. J. Chem. 39, 601 (1961).
- [12] J. A. Davies, J. S. McIntyre and G. Sims, Can. J. Chem. 40, 1605 (1962).
- [13] J. A. Davies, F. Brown and M. McCargo, Can. J. Phys. 41, 829 (1963).
- [14] F. Brown and J. A. Davies, Can. J. Phys. 41, 844 (1963).
- [15] M. McCargo, J. A. Davies and F. Brown, Can. J. Phys. 41, 1231 (1963).
- [16] M. McCargo, F. Brown and J. A. Davies, Can. J. Phys. 41, 2309 (1963).
- [17] I. Bergström, J. A. Davies, B. Domeij and J. Uhler, Arkiv for Physik 24, 389, (1963).
- [18] G. R. Piercy, F. Brown, J. A. Davies and M. McCargo, Phys. Rev. Lett. 10, 399 (1963), Can. J. Phys. 42, 116 (1964).
- [19] J. A. Davies, G. C. Ball and F. Brown, Bull. Amer. Phys. Soc. 9, 109 (1964).
- [20] J. A. Davies et al., Can. J. Phys. 42, 1070 (1964).
- [21] J. O. McCaldin, J. Appl. Phys. 34, 1748 (1963).
- [22] J. O. McCaldin and A. E. Widmer, J. Phys. Chem. Solids 24, 1073 (1963).
- [23] J. O. McCaldin and A. E. Widmer, Bull. Amer. Phys. Soc. 8, 473 (1963).

- [24] J. O. McCaldin, and A. E. Widmer, Proc. I. E. E. E. **52**, 301 (1964).
- [25] J. O. McCaldin, A. E. Widmer and J. Glass, Bull. Amer. Phys. Soc. **9**, 289 (1964).
- [26] J. O. McCaldin and A. E. Widmer, J. Appl. Phys. **35**, 1985 (1964).
- [27] J. O. McCaldin, *Progress in Solid State Chemistry* Vol. 2 (Pergamon, 1965) p. 9.
- [28] J. O. McCaldin and J. A. Brinkman, Physics Letters **17**, 221 (1965).
- [29] J. O. McCaldin, M. J. Little and A. E. Widmer, J. Phys. Chem. Solids **26**, 1119 (1965).
- [30] J. O. McCaldin, J. Appl. Phys. **36**, 211 (1965).
- [31] G. Carter and J. S. Colligon, *Ion Bombardment of Solids*, Ch. 9 (American Elsevier 1968).
- [32] *International Conference on Applications of Ion Beams to Semiconductor Technology*, Grenoble, France (1967).
- [33] A. O. Nier, Rev. Sci. Instr. **11**, 212 (1940).
- [34] A. O. Nier, Rev. Sci. Instr. **18**, 398 (1947).
- [35] K. J. Hill and R. S. Nelson, Nucl. Instr. and Meth. **38**, 15 (1965).
- [36] R.-G. Wilson, *Inter. Conf. on Applications of Ion Beams to Semiconductor Technology*, Grenoble, Mai, 105 (1967).
- [37] C. D. Moak, H. Reese, Jr., and W. M. Good, Nucleonics **9**, 18 (1951).
- [38] D. Blanc and A. Degeilh, J. Phys. Radium **22**, 230 (1961).
- [39] C. D. Moak, H. E. Banta, J. N. Thurston, J. W. Johnson and R. F. King, Rev. Sci. Instr. **30**, 694 (1959).
- [40] T. Roach, Rev. Sci. Instr. **40**, 179 (1969).
- [41] C. C. Lee, Y. K. Ko and D. K. Kim, *Inter. Conf. on Mass Spectroscopy* (to be published 1970).
- [42] C. C. Lee, Y. K. Ko and D. K. Kim, New Physics, Korea, **7**, 7 (1967).
- [43] H. B. Haskell, O. Heinz and D. C. Lorents, Rev. Sci. Instr. **37**, 607 (1966).
- [44] C. Brunnée, Zeits. f. Physik **147**, 161 (1957).
- [45] P. K. Rol, et al., 'Electromagnetic Separation of Radioactive Isotopes' Vienne, may p. 207 (Spring-Verlag, Wien 1960).
- [46] O. Almen, et al., 'Electromagnetic Separation of Radioactive Isotopes' Vienne, may p. 227 (Spring-Verlag, Wien, 1960).
- [47] C. E. Carlston, G. D. Magnuson, P. Mahadevan, and D. E. Harrison Jr., Phys. Rev. **139A**, 729 (1965).
- [48] R. L. Hines, Phys. Rev. **132**, 701 (1963).
- [49] B. Domeij, I. Bergström, J. A. Davies and J. Uhler, Arkiv. f. Fysik **24**, 399 (1963).
- [50] J. A. Davies, B. Domeij, Arkiv. f. Fysik **24**, 377 (1963).
- [51] M. T. Robinson and O. S. Oen, Phys. Rev. **132**, 2385 (1963).
- [52] R. S. Nelson and M. W. Thompson, Phil. Mag. **8**, 1677 (1963).
- [53] L. Eriksson, J. A. Davies, J. Denhartog, H. J. Matzke and J. L. Whitton, Can. Nucl. Tech. **5**, (No 6), 40 (1966).
- [54] J. Lindhard, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **34**, No. 14 (1965).
- [55] J. V. Andersen, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **36**, No. 7 (1967).
- [56] J. Kistemaker and C. Snoek, (1962) *Le Bombardement Ionique*, C. N. R. S. Bellevue, Paris, p. 51 (1962).
- [57] F. Seitz and J. S. Koehler, (1957) *Progress in Solid State Physics* 2, p. 30. (Academic Press Inc. New York 1957).
- [58] G. J. Dienes and G. H. Vineyard, *Radiation Effects in Solids* (Interscience Publisher, New York) (1957).
- [59] D. S. Billington and J. H. Crawford, *Radiation Damage in Solids* (Princeton Univ. Press, Princeton 1961).
- [60] L. T. Chadderton, *Radiation Damage in Crystals*, Methuen and Co. Ltd., London (1965).
- [61] Proceedings of the International School of Physics. Enrico Fermi (1960) **18**. *Radiation Damage in Solids* (Academic Press Inc. New York) (1962).
- [62] H. G. Van Bueren, (1960) *Imperfections in Solids*, North Holland Publishing Co. Amsterdam (1960).
- [63] A. C. Damask, and G. J. Dienes, (1963) *Point Defects in Metals*, Gordon and Breach Science

- Publishers Inc. New York (1963).
- [64] J. R. Beeler and D. G. Besco, (1962) *Radiation Damage in Solids*, Vol. 1. International Atomic Energy Agency, Vienna(1962) p. 43.
- [65] T. S. Noggle and O. S. Oen, Phys. Rev. Letters **16**, 395 (1966).
- [66] L. Eriksson, J. Denhartog, J. W. Mayer, O. J. Marsh and R. Markarious, Appl. Phys. Letter **10**, 323 (1967).
- [67] J. U. Andersen, W. M. Gibson and E. Uggerhøj, *Proceedings of the Inter. Conf. on Appl. of Ion Beams to Semiconductor Technology* Grenoble, France, May, p. 153 (1967).
- [68] W.M. Gibson, F. W. Martin, R. Stensgaard, F. Palmgren-Jensen, N. I. Meyer, G. Galster, A. Johansen and J. S. Olsen, Can. J. Phys. **46**, 675 (1968).
- [69] J. A. Davies, J. Denhartog, L. Eriksson and J. W. Mayer, Can. J. Phys. **45**, 4053 (1967).
- [70] L. Eriksson, J. A. Davies and J. W. Mayer, *Radiation Effects in Semiconductors*, p. 398 (Plenum press, New York, 1968).