

## 고에너지 이온선을 이용한 분석 기술

김호배 · 송종한 · 김희중\*

한국과학기술연구원, 특성분석센터

\*한국과학기술연구원, 금속연구부

(1995년 10월 27일 받음)

### I. 서 론

Fig. 1에서 보는 바와 같이 수 MeV의 에너지를 가진 입사이온이 고체 시료표면과 충돌했을 때 여러 가지의 상호작용과 과정들이 일어난다. 입사 이온이 표적원자의 원자가전자나 내각전자와 상호작용을 하였을 때 원자를 여기시키거나 이온화시키게 되며 입사 이온이 표적 핵과 매우 가까이 접근했을 때 입사이온과 표적 핵사이에 쿨롱상호작용이나 핵 상호작용이 일어나게 된다. 이러한 여러가지 상호작용의 결과들로부터 분석하고자 하는 시료의 성분, 구조, 상호작용 과정에 대한 정보를 얻을 수 있다.

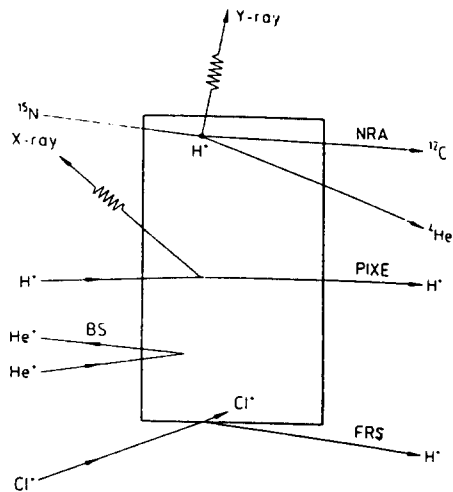


Fig. 1. Schematic illustration of ion-solid interactions, their consequences and possible application.

이러한 고에너지 이온선을 이용한 분석기술로는 Fig. 1에서 보는 바와 같이 후방산란법(BS : Backscattering Spectrometry), 전방산란법(FRS : Forward Recoil Spectrometry), 핵반응법(NRA : Nuclear Reaction

Analysis), 양성자여기X선검출법(PIXE : Proton-Induced X-ray Emission)등과 이러한 방법들과 같이 조합하여 사용하는 이온 채널링(ion channeling)등이 있다. 본 해설에서는 이러한 분석법중에서도 널리 사용되고 있는 후방산란법과 이온 채널링에 대하여 주로 기술하고자 한다.

### II. 후방산란법

#### 1. 기본 개념

후방산란된 입사입자(대개 알파입자 혹은 양성자)의 에너지를 측정함으로써 시료의 조성 및 두께등에 대한 정보를 얻는 방법이 후방산란법이다. MeV의 에너지를 지닌 알파입자( $^4\text{He}^+$ )가 시료원자와 쿨롱상호작용에 의한 탄성산란을 하고 난 후 알파입자의 에너지는 시료원자의 종류에 따라 다르게 되고, 표적진행시 잃는 에너지는 시료원자층의 밀도와 침투깊이에 따라 달라지게 된다. 이를 이해 하기 위해서는 kinematic factor K, 산란단면적  $\sigma$ , 저지단면적  $\epsilon$ 에 대한 기본개념이 필요하다.

#### 1) Kinematic factor, K

Fig. 2에서 보는 바와 같이 질량이  $M_2$ 인 표적 입자에 입사된 질량  $M_1$ 인 입자가 탄성 충돌에 의해 산란되었을 때 충돌전의 에너지  $E_0$ 에 대한 충돌후의 에너지  $E_1$ 의 비를 kinematic factor, K라 한다[1]. 에너지 보존과 운동량 보존 법칙에 의해 K는 다음과 같다.

$$K = \frac{E_1}{E_0} = \left[ \frac{(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} + M_1 \cos \theta}{(M_1 + M_2)} \right]^2 \quad (1)$$

$M_1$ 과  $\theta$ 가 고정되면 후방산란된 포물체의 에너지를 검출기로 측정하면 (1)식으로부터  $M_2$ 를 결정할 수 있다.

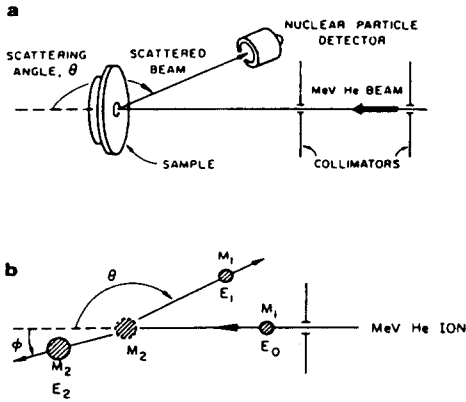


Fig. 2. (a) Schematic of the experimental setup for backscattering. (b) Schematic representation of an elastic collision between a projectile and a target.

2) 산란단면적

순수한 쿨롱상호작용에 대한 탄성충돌의 산란 단면적은 러더포드 산란단면적  $\sigma_R$ [2]로 알려져 있는데 다음과 같이 표현 된다.

$$\sigma_R = 4 \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_0 \sin \theta} \right)^2 \cdot \frac{\left\{ \left[ 1 - \left( \frac{M_1}{M_2} \right) \sin^2 \theta \right]^{\frac{1}{2}} + \cos \theta \right\}^2}{\left\{ 1 - \left[ \left( \frac{M_1}{M_2} \right) \sin \theta \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}} \quad (2)$$

탄성산란에 있어서 정해진 입체각내의 계측 확률을 나타내기 위해서는 적분 산란 단면적,  $\Sigma$ 로 기술되어야 한다.

$$\Sigma = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (3)$$

후방산란 시스템에서 검출기의 입체각  $\Omega$ 는 매우 작으며( $<10^{-2}$  sr), 다음과 같은 미분 산란 단면적을 이용하는 것이 편리하다.

$$\sigma = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (4)$$

검출기의 입체각이 작으면  $\sigma$ 는  $d\sigma/d\Omega$ 와 같다고 볼 수 있으며, 이 경우에 검출기에 검출된 입자의 총갯수  $A$ 는 다음과 같다.

$$A = \sigma \Omega \cdot Q \cdot Nt \quad (5)$$

여기서  $Q$ 는 입사 입자의 총갯수,  $N$ 은 표적 원소의 원자 밀도,  $t$ 는 두께를 나타내며,  $\sigma, \Omega, A$ 를 알게 되면 단위 면적당 표적 원소의 수  $Nt$ 를 알 수 있다.

3) 저지단면적

에너지를 가진 대전입자가 물질 속을 지나가면 표적 원자와 충돌에 의하거나(이에 해당되는 에너지 손실을 핵에너지손실이라 한다) 이온화나 전자의 여기에 의한 과정에 의해(이에 해당되는 에너지 손실을 전자에너지손실이라 한다) 에너지를 잃는다. 수백 keV에서 수 MeV의 가벼운 입자에 대해 지배적인 과정은 전자에너지손실 과정이다. 저지능(단위 길이당 에너지 손실)은 Bethe-Bloch의 식[3, 4]에 의해 다음과 같이 표현된다.

$$\left( -\frac{dE}{dX} \right)_e = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m v^2 N Z_2 \ln \left( \frac{2m v^2}{I} \right)} \quad (6)$$

여기서  $m$ 은 전자 질량,  $v$ 는 이온의 속력,  $N$ 은 표적의 원자 밀도이다. Bloch은 평균 들뜨기 에너지,  $I = k Z_2$ 임을 보였고, 여기서  $k$ 는  $\sim 10$  eV이다.

다음과 같이 정의 되는 저지단면적  $\epsilon$ 을 이용하면 편리하다.

$$\epsilon = \frac{-dE/dX}{N} \quad (7)$$

화합물의 경우는 Bragg의 법칙에 의해 저지단면적을 얻을 수 있다. 예를 들어  $A_m B_n$ 의 화합물에 대한 저지단면적은 다음과 같이 주어진다.

$$\epsilon(A_m B_n) = m \epsilon^A + n \epsilon^B \quad (8)$$

여기서  $\epsilon^A, \epsilon^B$ 는 각 원소의 저지단면적이다.

4) 에너지 스트래클링

초기 에너지가 같은 입사 입자들이 깊이  $x$ 를 통과후 정확히 같은 에너지를 갖지 않는다. 각 입자들의 에너지 평

균값 주위에서 요동한다. 깊이  $x$  후에 입사 입자의 에너지 퍼짐을 에너지 스트래글링이라고 하는데 이것이 후방산란법의 깊이 분해능을 제한하는 주요 요인이다. MeV 에너지 영역에서 가벼운 이온에 대해 보어이론으로부터 얻은 에너지 스트래글링의 분산은 다음과 같다.

$$\Omega_B^2 = 4\pi(Z_1 e^2)^2 N Z_2 x \quad (9)$$

여기서  $N$ 은 표적원소의 밀도,  $x$ 는 깊이를 나타내고,  $Z_1, Z_2, e$ 는 일반적인 의미를 나타낸다. Bohr이론에 의하면 에너지 스트래글링은 입사 입자와 표적 원소의 종류 및 갯수에 관계가 되고 입사 입자의 에너지는 무관함을 알 수 있다.

### 5) 원소의 판정

식(1)에서  $K$  factor와 표적 원자의 질량  $M_2$ 사이의 관계로부터 원소를 판정할 수 있다. Fig. 3은 한층정도의 Au, Ag, Cu 불순물이 표면에 있는 Si시료에 대한 후방산란스펙트럼이다. 스펙트럼 측정시 2.8 MeV  $^4\text{He}^+$  입사이온을 사용하였고 산란각은  $170^\circ$ 였다.  $x$ 축에는 각 원소가 표면에서 산란시의 에너지를 표시하고 있다. 하지만 원소를 판정할 수 있는 후방산란법의 능력은 한계가 있다. 무거운 원소들의 경우, 원자량이 유사한 원소들은  $K$ 값이 거의 같아서 구별할 수 없다. 한 원소를 판정하기 위해서는 두개의 다른 원소들에 의한 신호의 에너지 차이  $\Delta E_1 = \Delta K E_0$ 가 후방산란분석시스템의 에너지 분해능 보다 커야 한다.

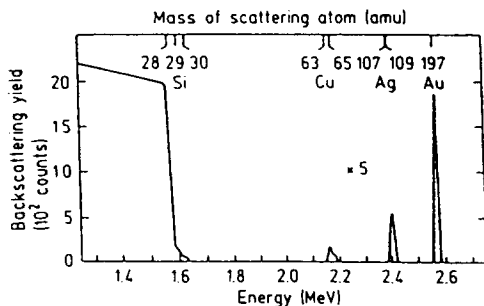


Fig. 3. Schematic energy spectrum of  $^4\text{He}$  backscattered from a Si substrate with about 1015 atoms/cm<sup>2</sup> each of Cu, Ag, and Au.

### 6) 두께 측정

여로써 가벼운 원소의 기관위에 무거운 원소층이 있는

경우를 생각하자. Fig. 4는 이 때의 후방산란 스펙트럼이다. 필름A의 신호는 기관B의 신호와 분리 되어있다. 필름스펙트럼의 고에너지 가장자리는  $E_1 = K_A E_0$ 이고 이는 표면에서 후방산란된 것이다. 필름의 저에너지 가장자리는 필름의 뒤쪽에서 산란한 것이고 에너지  $E'$ 에 해당한다.

$$E'_1 = K_A(E_0 - \Delta E_{in}) - \Delta E_{out} \quad (10)$$

여기서  $\Delta E_{in}$ 과  $\Delta E_{out}$ 은 안쪽과 바깥쪽 경로를 따라 생기는 에너지 손실이다. 저지단면적은 에너지의 함수이므로  $\Delta E_{in}$ 과  $\Delta E_{out}$ 은 경로를 따라  $\epsilon$ 를 적분해야 한다. 일반적으로 수천 Å의 두께에 대해  $\epsilon$ 는 안쪽 경로에 대해  $E_0$ 에서 평균값을, 바깥쪽 경로에 대해  $K_A E_0$ 에서 평균값을 계산하여 사용한다. 필름의 에너지 폭은 다음과 같다.

$$\Delta E = K_A E_0 - E'_1 = [\epsilon] N t \quad (11)$$

$$[\epsilon] = \frac{K_A \epsilon_{in}(E_0)}{\cos \theta_1} + \frac{\epsilon_{out}(K_A E_0)}{\cos \theta_2} \quad (12)$$

에너지폭  $E$ 를 측정함으로써 필름의 두께를 (11)과 (12)로부터 계산할 수 있다. 후방산란 분석 방법으로 표면 분석을 하였을 때 전형적인 깊이 분해능은 약 100 Å 정도이다.

필름의 두께가 아주 얇아서 후방산란 스펙트럼은 좁은 피크로 나타날 때, 에너지 폭  $E$ 를 결정하기 어렵다. 이런 경우에는 피크 아래의 총갯수  $A_0$ 를 측정해서 필름의 두께를 알 수 있다.

$$N t = \frac{A_0 \cos \theta_1}{[\sigma_R(E_0) \Omega Q]} \quad (13)$$

여기서  $\sigma_R$ 은 러더포드 저지단면적이고,  $\Omega$ 는 검출기의 입체각이고,  $Q$ 는 시료와 충돌한 입사입자의 총 양이며,  $\theta_1$ 은 시료면의 수직방향에 대한 입사각이다.

### 7) 성분 측정

균일한 화합물이나 혼합물의 성분은 후방산란 신호의 표면 피크의 높이로부터 알 수 있다. 수직 입사한 빔에 대한 화합물 AB의 원소A에 대한 표면 피크의 높이는 다음과 같다.

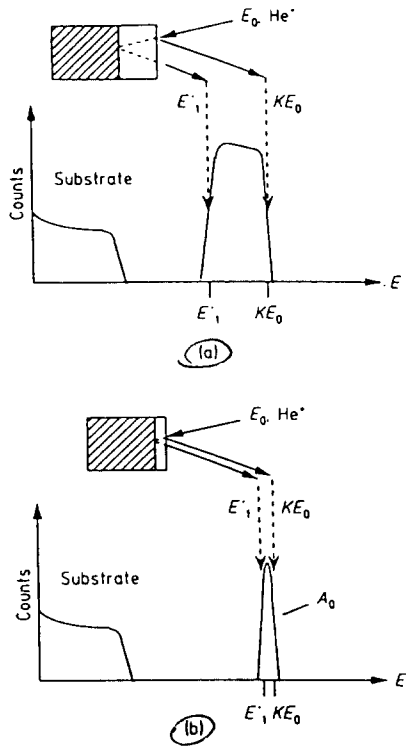


Fig. 4. Schematic representation of backscattering spectrum of (a) a thick film and (b) a thin film.

$$H_A = \sigma_A(E_0) \Omega Q \left( \frac{N_A}{N_{AB}} \right) \left( \frac{\xi}{[\epsilon_0]_{AB}^{AB}} \right) \quad (14)$$

여기서  $N_A$ 는 원소 A의 원자 밀도이다.

$N_{AB}$ 는 지지단면적  $\epsilon^{AB}$ 의 계산과 관련이 있다.  $\epsilon^{AB}$ 의 계산에 사용된 단위에서 표적의 밀도이다.  $\xi$ 는 검출기 시스템의 교정에 의해 결정되는 스펙트럼의 한 채널에 대응되며 에너지 폭이다. 원소 A, B의 성분비( $N_A/N_B$ )는 표면피크의 높이 비로 결정한다.

$$\frac{H_A}{H_B} = \frac{\sigma_A(E_0)}{\sigma_B(E_0)} \cdot \frac{N_A}{N_B} \cdot \frac{[\epsilon_0]_B^{AB}}{[\epsilon_0]_A^{AB}} \quad (15)$$

지지단면적인자 $[\epsilon_0]$ 의 계산은 원자 성분비  $N_A/N_B$ 와 관련이 있다. Fig. 5는 Ni와 기판 Si 사이에서  $Ni_2Si$ 가 형성된 시료의 스펙트럼이다. 실리콘사이드 층의 조성 및 두께를 Ni와 Si의 턱으로부터 구할 수 있다.

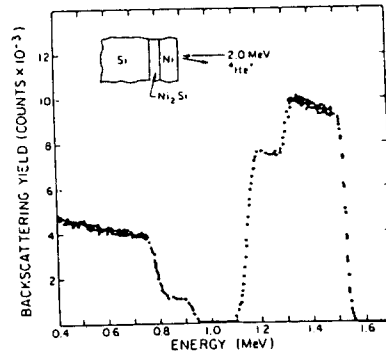
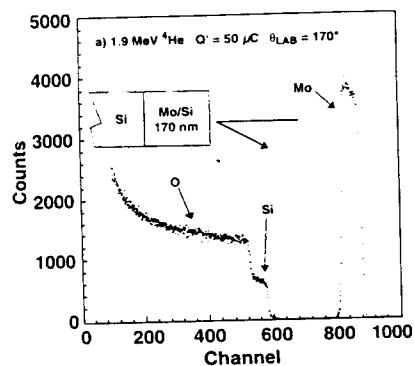


Fig. 5. Backscattering spectrum for 2.0 MeV  $^4He$  ions incident on a multilayer sample with  $Ni_2Si$  formed between Ni and the Si substrate.[5]

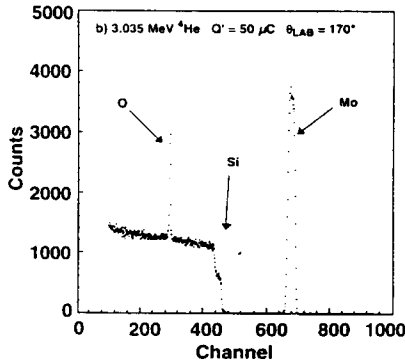
### 8) 중이온 후방산란법과 공명산란법

Li, C, O, Cl등과 같은 중이온을 사용하는 중이온 후방산란법은 무거운 원소에 대해 질량분해능을 향상시킬 수 있다. 또한, 입사 알파입자의 에너지가 3 MeV 이상이 되면 nuclear effect로 인하여 가벼운 원소에 대한 알파입자의 후방산란단면적이 러더포드 산란단면적보다 훨씬 커지게 되는 소위 공명산란을 하게 된다. 공명산란법은 산소, 탄소와 같은 경원소 분석에 적합하다.

Fig. 6은 Si기판 위에 Mo/Si다층박막의 시료에 대해 알파입자의 입사에너지가 1.9 MeV일 때와 3.035 MeV일 때의 후방산란 스펙트럼이다. Fig. 6(b)에서 보는 바와 같이 산소의 경우 알파입자의 에너지가 3.035 MeV일 때 좁은 공명산란( $\sim 10$  keV)을 하게 된다.



(a)



(b)

Fig. 6. (a) The 1.9 MeV and (b) 3.035 MeV <sup>4</sup>He<sup>+</sup> backscattering spectrum of Mo/Si multilayer film on a Si substrate.

2. 후방산란법의 장단점

후방산란법의 장점으로는 첫번째, 이온 스퍼터링에 의한 원소층의 파괴가 수반되지 않으므로 SIMS나 AES등에 비해 상대적으로 비파괴분석이 가능하다는 것과 두번째, 깊이방향의 원소조성을 신속 정확하게 알아낸다는 것과 세번째, 비교체를 요구하지 않는 정량분석법이라는 것과 네번째, 스펙트럼의 분석이 용이하고 모의 실험에 의한 예측이 가능하다는 것과 다섯번째, 탄소석장비처럼 초고진공을 요구하지 않기 때문에 시료의 교체 및 조작이 간편하다는 장점이 있다. 반면에 후방산란법은 다중원소로 이루어진 시료의 경우 신호의 중첩으로 인한 분석의 어려움이 있고 무거운 시료의 경우 K값의 차이가 작기때문에 질량분해능에 문제가 있으며 경원소분석에 단점이 있다. 그러나 이러한 단점들은 다른 고에너지이온분석법들을 적절히 사용할 경우 극복이 가능하다.

3. 후방산란법의 활용

후방산란법의 활용분야는 Table I 과 같다.

III. 이온 채널링

1. 기본개념

Fig.7(c)에서 보는 바와 같이 단결정 시료에 입사 이온을 임의의 방향에서 시료의 축이나 면에 정렬된 방향으로 방향을 바꾸어 입사시키게 되면 입사이온은 원자열상의 원자들과 작은 각도 산란을 하게 되어 입사 이온이 결

Table I. 후방산란법의 활용

Process or structure	Typical material
Film composition	
Insulating layers (oxides and nitrides)	Si /SiO <sub>2</sub>
Metal-semiconductor interactions	Ni /Si(111)
Metal-polymer interactions	Au /polystyrene
Superconducting films	Y <sub>1</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7</sub>
Epitaxial layers	AlGaAs /GaAs
Silicide formation	NiSi
Corrosion	Aluminium
Hydride analysis	PdH : NbD
Interdiffusion	Sn /Si
Metallurgy	Cr /Cu : W /Cu
Implantation	
Dose calibration	As in Si
Damage and annealing studies	Si ; III - V ; Al
Impurity profiles	As in Si ; Ni /Si
Impurity lattice location	C in Fe ; B in Si
Formation of metastable phases	WCu
Buried oxides and nitrides	Si /SiO <sub>2</sub> /Si
Implanted silicides	Ni in Si
Epitaxial regrowth	Si ; GaAs
Impurity segregation	As in Si
Laser annealing	Si ; Ge
Defect analysis	Si ; Al
Bulk properties of materials	
Composition	Superconductors
Diffusion of impurities	As in amorphous Si
Solubility studies	Dopants in Si
Crystallinity	Oxides
Thermal vibrations	Superconductors
Hydrogen analysis	Glasses ; hydrides
Polymer-polymer diffusion	Polystyrenes
Precipitation phenomena	Dopants in Si
Phase transitions	Ferroelectrics
Impurity defect interactions	Mn in Al
Structure	Na β-alumina
Structural properties of surfaces	
Surface relaxation	Ag(110) ; FCCs
Surface reconstruction	W(100) ; Si(111)
Adsorbate coverage	Hydrogen on Ni
Adsorbate surface location	Sulfur on Ni
Hydrogen coverage	W(100)
Adsorbate induced reconstruction	Pt(110)

Process or structure	Typical material
Surface melting	Pb(110)
Surface phase transitions	W(100)
<b>Epitaxial layers</b>	
Crystalline quality	CaF <sub>2</sub> /Si(111)
Critical thickness measurements	Ge <sub>x</sub> Si <sub>1-x</sub> /Si(100)
Strained layers	GaAs / Si ; GeSi / Si
Superlattices - Composition and Strain	GeSi... GeSi Si / Si Growth
Epitaxial insulating films	CaF <sub>2</sub> on Si
Epitaxial silicide formation	CoSi <sub>2</sub> /Si(111)
Metal /metal epitaxy	Au / Ag ; Pd / Ag(111)
Initial stages of epitaxy	Ge / Si ; Au / Ag
Ion beam initiated epitaxy	Si regrowth
Superconducting epitaxial layers	Ba <sub>2</sub> Y <sub>1</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7</sub> /SrTiO
Epitaxial regrowth of implanted layers	Si ; Ge ; GaAs
Beam annealing	Si
Impurity segregation	Dopants in Si
<b>Interfaces</b>	
Crystalline-amorphous interface	SiO <sub>2</sub> /Si(100)
Defects at crystal-crystal interfaces	Si /Sapphire
Interfacial reactions	Pt, W, Au /GaAs
phase formation	BeAlFe Alloy
Grain boundary diffusion	Sb in Fe
Metal-ceramic	Au /silica
<b>Surface processing</b>	
Sputtering processes	Damage-InP, Si
Preferential sputtering	PtSi
Low-energy ion beam damage	Si
Reactive ion etching-damage	Si
Reactive ion etching- surface chemistry	CF /Si
Plasma processing	Si, InP
Sputter deposition and damage	AlO <sub>2</sub> on InP
Plasma deposition	SiO <sub>2</sub> on InP
Surface cleaning techniques	HF /Si
<b>Surface analysis</b>	
Hydrogen analysis	Hydrogen /Ni(110)
Calibration for SIMS, Auger	As /Si
<b>Thin films(not included above)</b>	
Clustering and morphology	Sn, Ga on Si
Stoichiometry	High Tc superconductors
Polycrystallinity	Metal /Si

정축을 따라 진행시 시료원자와의 산란이 현저히 줄어들게 되는데, 이 현상을 채널링이라고 한다.

**1) 채널된 입자의 경로와 flux peaking**

Fig. 7은 다이아몬드 육방정계구조를 지닌 격자원자들을 (a)입자의 방향으로 보았을때와 (b){110}평면으로 보았을 때와 (c)<110>축방향으로 보았을 때의 그림이다. 결정의 축방향으로 이온이 입사되면 채널된 입자는 작은 각도의 산란을 경험한다. 채널된 입자의 경로의 편향은 한 두개의 표적원자에 의한 것이 아니라 원자 열위의 많은 표적원자들에 의한 충돌의 결과이다. 이와 같은 운동에서는 큰 각도의 산란을 일으키는 작은 충돌 파라미터의 경로는 억제된다. 축의 경우, 특히 채널링 축에 대한 작은 입사각에 대해, 대부분 채널된 입자들이 채널의 중심 영역에 집중된다. 이와 같은 현상을 flux peaking이라 한

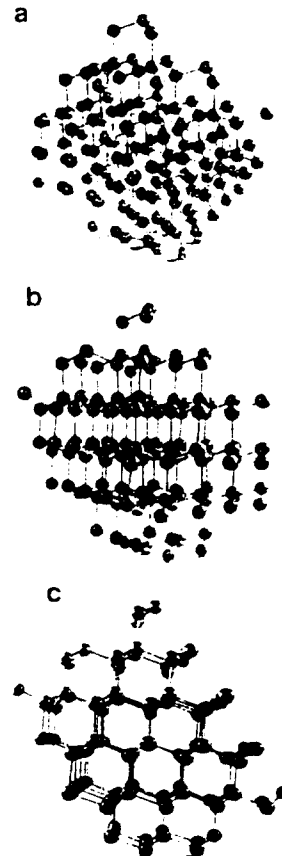


Fig. 7. Model of lattice atoms, showing the atomic configuration in the diamond cubic structure, viewed along (a) random, (b) {110} planar, or (c) <110> axial directions. [1]

다. 면의 경우에는 채널된 입자들이 채널의 가장자리 근처에 집중된다.

2) 채널링 스펙트럼, 표면피크, 최소수율, 임계각도

Fig. 8에서 완전히 정렬된 방향의 스펙트럼을 정렬된 스펙트럼이라 하는데, 이 스펙트럼은 최소 갯수를 갖는다. 임의의 스펙트럼이라 불리는 임의방향의 스펙트럼은 최대 갯수를 갖는다. 결정면에는 연마, 오염, 산화물 형성 등으로 인해 얇은 비정질 층이 항상 존재한다. 이 비정질 층은 결정 영역보다 더 높은 산란수율을 가지게 되는데, 이 피크를 표면 피크라 한다. 가려지지 않은 첫번째 층의 원자가 아래 층의 원자 보다 산란수율이 높기 때문에 비정질 층이 없는 경우라도 표면 피크는 항상 존재한다. 표면 피크로부터 표면완화, 표면오염, 표면흡착등의 중요한 정보를 얻을 수 있다. 정렬 스펙트럼과 임의의 스펙트럼에서의 수율비를 최소수율(minimum yield( $\chi_{min}$ ))라 한다. 가장 작은  $\chi_{min}$ 값은 표면 피크 다음에 위치하는데 이것으로부터 결정도에 대한 정보를 얻을 수 있다. 양질의 결정은  $\chi_{min}$ 이 2% ~ 4% 사이이다. 표면 피크 바로 다음 부분의 수율은 각도에 의존하고 Fig. 9(b)와 같이 나타낼 수 있으며 이를 channeling dip이라고 한다. Channeling dip의 half width at half maximum은 임계각도( $\psi_{1/2}$ )이라고 하며 대부분의 경우  $\psi_{1/2}$  값은 1° 미만이다. Fig. 9(a)에서 불순물이 없을 경우 Fig. 9(b)의 실선처럼 channeling dip을 나타내지만, 불순물이 치환형 위치에 있을 때는 불순물에 의해 최소수율이 증가하고(쇄선의 경우) 불순물이 격자간 위치에 있을 때는 채널의 중앙에서 높은수율을 나타낸다(점선의 경우).

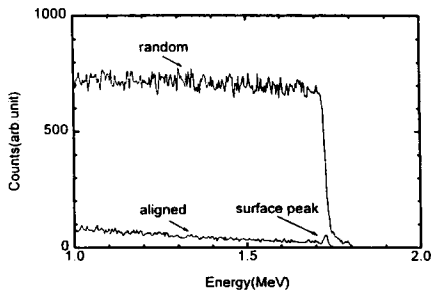
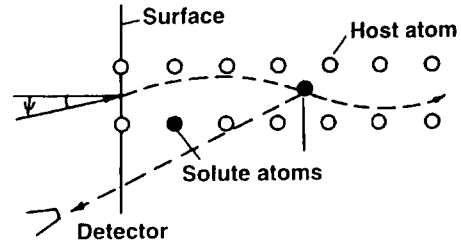
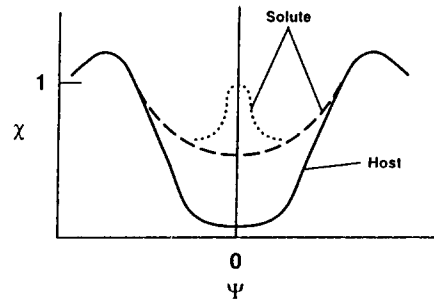


Fig. 8. Random and aligned spectra of the Si(100).

Lindhard[6]의 연속체모델을 기초로 채널의 임계각도를 구할 수 있는데, MeV의 He 이온에 대한 축채널의 임계각도  $\psi_{1/2}$ 은 다음과 같다.



(a)



(b)

Fig. 9. (a) Schematic view of the channeling of ions directed at an angle  $\psi$  to a close-packed row of atoms in a crystal. (b) Angular yield profile measured from perfect crystal(solid line), crystal with interstitial (broken line) and substitutional defect (dotted line).

$$\psi_{1/2} = \alpha \left( \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{Ed} \right)^{1/2}, \text{ for } \psi_{1/2} < \frac{a}{d} \quad (16)$$

여기서  $Z_1, Z_2$ 는 포물체와 표적원자의 원자번호, E는 포물체의 에너지, d는 격자상수,  $\alpha$ 는 0.8과 1.2 사이의 상수, a는 다음과 같은 Thomas-Fermi 가리기 반경[7]이다.

$$a = 0.8853 a_0 \left( Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2} \right)^{-2/3} \quad (17)$$

여기서  $a_0$ 는 보어반경이다.

축채널링과 비교 했을 때 면의 임계각도  $\psi_{1/2}^P$ 는 더 작으나 면의 최소수율  $\chi_{min}^P$ 는 훨씬 더 크다. 면채널링은 초

격자, 변형측정 뿐만 아니라 전위분석에서 불순물 격자 위치를 연구 하는데 중요하다[6, 8].

## 2. 응용

이온채널링은 시료의 결정성, 결정내 결함의 분포, 표면오염분석, 스트레인 분석, 표면구조 연구등에 활용된다.

## IV. 참고문헌

[1] W. K. Chu, J. W. Mayer, M-A. Nicolet,

**Backscattering Spectrometry**, Academic Press, London(1978).

[2] E. Rutherford, Phil. Mag. **21**, 669(1911).

[3] H. A. Bethe, Ann. Phys. **5**, 325(1930).

[4] F. Bloch, Ann. Phys. **16**, 285(1933).

[5] K. N. Tu, W. K. Chu, and J. W. Mayer, Thin Solid Film **25**, 403(1975).

[6] J. Lindhard, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **34**(14), 1(1965).

[7] O. B. Firsov, Soviet Phys. JEPT **6**, 539(1957).

[8] J. H. Barrett, Phys. Rev. **B3**, 1527(1971).