

RBS의 원리와 응용[II] (RBS의 응용)

황정남 · 송종한

*연세대학교 물리학과

Principle and Applications of RBS(II)

C. N. Whang and J. H. Song

Department of physics, Yon Sei University

1. 단원자시료 (범선 입사 $\theta_1 = 0$)

가. Surface Yield

표면에서의 channel당 계측된 입자의 수가 신호의 높이이다.

$$H = Q\sigma(E_0) \Omega N\delta x / \cos\theta_1 \quad (1)$$

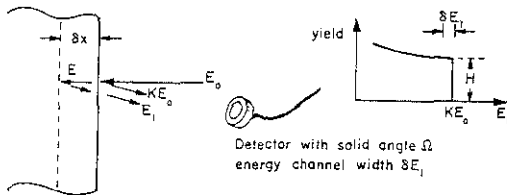


Fig. 1. Spectrum height at the surface

여기서 Q 는 표적에 입자한 입자들의 총수이고, N 은 원자밀도, δx 는 후방산란시 에너지폭 δE_1 에 해당하는 두께이다. δE_1 의 증가가 신호에 있어서의 channel당 에너지폭이다. $\delta E_1 = [S_0]\delta x$ 이므로 신호의 높이는 아래와 같고 같다.

$$H = Q\sigma(E_0) \Omega \delta E_1 / [e_0] \quad (\text{surface yield}) \quad (2)$$

나. Thick Target Yield

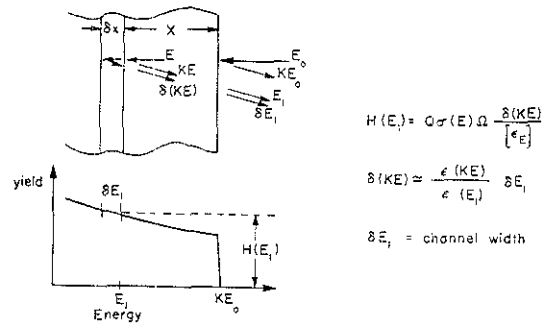


Fig. 2. Thick target yield

δE_1 은 검출계의 한 channel에 해당하는 에너지폭이고 $\delta(KE)$ 는 이에 해당하는 산란깊이 x 에서의 channel당 에너지폭에 해당한다. 에너지 E_1 에서의 신호의 높이 $H(E_1)$ 은

$$\begin{aligned} H(E_1) &= Q\sigma(E) \Omega N \frac{\delta(KE)}{[S(E)]} \\ &= Q\sigma(E) \Omega \frac{\delta(KE)}{[e(E)]} \quad (3) \end{aligned}$$

으로 주어진다. 식 (2)와 식 (3)의 차이점은 표적내에서의 거리 δx 는 에너지폭 $\delta(KE)$ 에 해당하지만 검출되는 에너지폭은 δE_1 에 해당하고 $\delta(KE) = [S$

(E)] δx 이다. 따라서 $\delta(KE)$ 는 측정할 수 있는 값이 아니므로 MCA상에서 나타나는 에너지폭 δE_1 으로 표시하여야 한다.

$$H(E_1) = Q\sigma(E) \Omega \frac{\delta E_1}{[\epsilon(E)]} \frac{\epsilon(KE)}{\epsilon(E_1)} \quad (4)$$

따라서 입자 입자가 시료를 통과하면서 에너지가 감소되면 그 결과로 산란 단면적 (E)는 증가되고 이 영향으로 계측수 H(E₁)는 증가하게 된다.

2. 기본표적의 응용
가. 박막

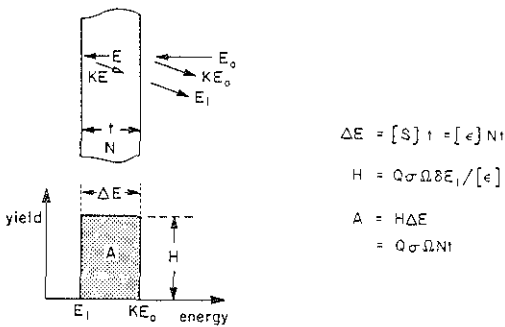


Fig. 3. Analysis of thin elemental film

박막으로부터 나오는 에너지폭의 신호는 $\Delta E = [\epsilon_0]Nt$ 이며 표면으로부터 산란된 입자들로 인한 신호의 높이는 다음식과 같다.

$$H = Q\sigma(E_0)\Omega \delta E_1 / [\epsilon_0] \quad (\text{surface yield}) \quad (5)$$

만약 표적이 충분히 얇아 신호의 높이의 변화가 거의 없다면, 신호의 면적은 아래와 같다.

$$A = H \left(\frac{\Delta E}{\delta E_1} \right) = Q\sigma(E_0) \Omega \frac{\Delta E}{[\epsilon_0]} \quad (6)$$

식 (6)과 $\Delta E = [\epsilon_0]Nt$ 로부터 구한 면적은 다음과 같다.

$$A = Q\sigma(E_0) \Omega Nt \quad (7)$$

나. 표면 불순물
RBS 스펙트럼에는 각 조성 원소에 의한 피크들의

중첩이 일어난다. 따라서 기관을 구성하는 원소의 질량보다 큰 불순물을 검출할 경우 검출 감도는 좋아진다. 이러한 경우는 가벼운 원소로 이루어진 기관위에 무거운 원소의 박막이 있는 경우 가벼운 원소로부터 산란된 이온의 에너지가 박막을 이루는 원소로부터 산란된 이온의 에너지보다 상대적으로 낮기 때문에 박막을 이루는 원소의 조성이 10^{-4} 정도로 낮아져더라도 검출이 가능하다.

가벼운 질량 M 을 갖는 기관위에 질량 i 를 갖는 무거운 불순물이 있는 경우를 생각해 보자. 그림에서 보는 바와 같이 불순물 신호의 면적이 A_i 이고, 기관의 표면으로부터 산란된 신호의 높이가 H_M 일때 식 (7)로부터 불순물의 양을 구할 수 있다.

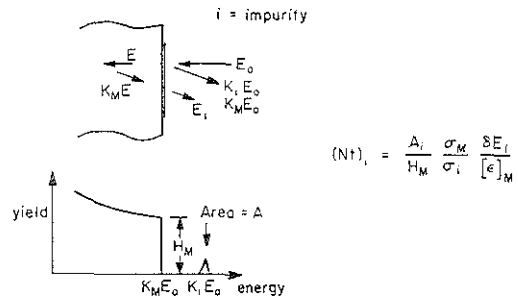


Fig. 4. Surface impurity analysis

$$(Nt)_i = A_i / Q \Omega \sigma_i \quad (8)$$

여기서 아랫첨자 i 는 불순물을 의미하고, 기관표면에 의한 신호의 높이로부터 입자입자들의 갯수 및 검출기의 입체각에 대한 정보를 알 수 있다. 즉,

$$Q \Omega = H_M [\epsilon]_M^M / (\sigma_M \delta E_1) \quad (9)$$

여기서 후방산란저지 단면적의 윗첨자는 저지물질, 아랫첨자는 산란원자를 각각 표시한다. 윗식 (8)과 (9)로부터

$$\frac{\text{No. of impurity atoms}}{\text{cm}^2} = (Nt)_i = \frac{A_i}{H_M} \frac{\sigma_M}{\sigma_i} \frac{\delta E_1}{[\epsilon]_M^M} \quad (10)$$

법에 대해 시료를 기울임으로써 표면에 불순물이 있음을 알 수 있으며 불순물 신호의 에너지가 기울이는 각도에 따라 변화가 없어야 한다. 입사이온빔을

기울임으로써 시료표면의 irregularities를 확인할 수 있는데 그림 5에서 보는 바와 같이 islands가 있는 경우 islands가 기관을 shadow한다.

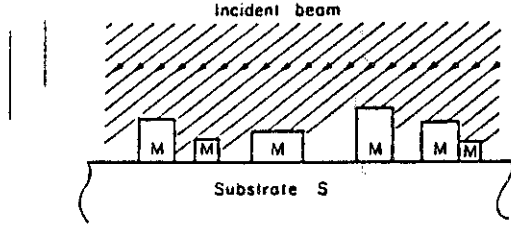


Fig. 5. The presence of small islands of a metal M on a substrate S can reveal themselves by tilting the sample with respect to the incident beam. The island shields the substrate from the incident beam. There is no scattering from the substrate surface, and the substrate signal is below the edge K, F₀ in the spectrum.

한편 두꺼운 시료내에 포함되는 질량이 작은 불순물의 분석에서는 모체 원자로부터의 산란, 즉 백그라운드를 빼야 하므로 1/10이하의 원자 농도의 분석은 거의 불가능에 가깝다. 이러한 경우 모체를 이루는 기층이 격자 구조를 이루고 있을 때에는 격자의 <100> 방향으로 입자를 조사하는 channeling 방법을 사용하여 격자틈에 끼인 불순물을 분석할 수 있다.

다. 두 박막간의 상대적인 양 및 두꺼운 기관위에 박막이 있는 경우

SiO₂ 기관위에 Ag 및 Au 박막이 있는 경우 Au와 Ag의 신호들의 높이가 각각 H_{Au}와 H_{Ag}일때, 높이비는 두 박막계면에서 산란된 에너지로 나타내어진다.

$$\frac{H_{Au}}{H_{Ag}} = \frac{\sigma_{Au}}{\sigma_{Ag}} \frac{[\epsilon]_{Ag}^{Au}}{[\epsilon]_{Au}^{Ag}} \frac{\delta(K_{Au}E)}{\delta(K_{Ag}E)} \quad (11)$$

여기서 오른쪽 마지막항은 1이다.(대개의 경우 5% 오차) 이와 같이 표면 혹은 표면근처에서 산란된 신호의 높이비는 식 (12)과 같이 근사적으로 쓸 수 있다. 신호의 절대값을 측정하지 않고 상대적인 비를 사용하는 경우 Q와 Ω의 절대치를 결정하지 않아도 되며 실험시 장치간의 안정성이 요구되지 않는 장점이 있다.

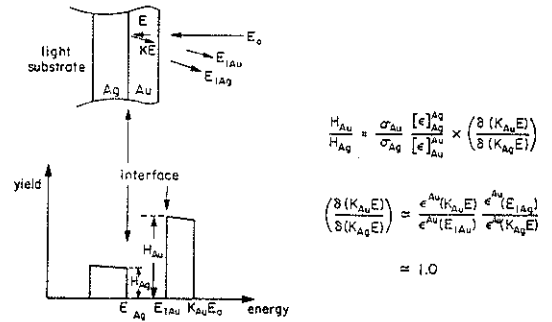


Fig. 6. Relative height between two elemental films(Au on Ag)

$$\frac{H_{Au}}{H_{Ag}} = \frac{\sigma_{Au}}{\sigma_{Ag}} \frac{[\epsilon]_{Ag}^{Au}}{[\epsilon]_{Au}^{Ag}} \quad (12)$$

3. 화합물
가. 박막

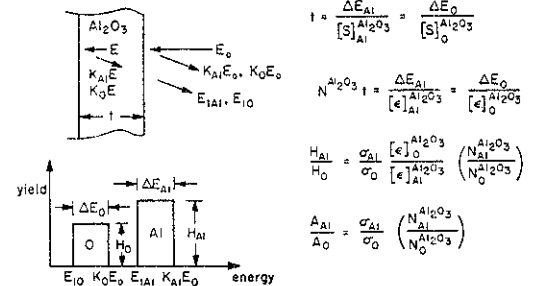


Fig. 7. Compound film analysis : thickness and composition of thin Al₂O₃ film

균일한 Al₂O₃ 박막으로부터 후방산란된 He의 에너지 손실은 박막두께에 대해 거의 일정하다. 즉,

$$t = \Delta E_{Al} / [S]_{Al}^{Al_2O_3} \quad (13)$$

여기서 뒷첨자 (Al₂O₃)는 입사입자의 에너지 손실이 일어난 매질을 의미하고, 아랫첨자 Al과 O는 입사입자와 산란이 일어난 원자를 의미한다. 특히

$$[S]_{Al}^{Al_2O_3} = K_{Al} \left. \frac{dE}{dx} \right|_{(E_0)} \left| \cos\theta \right| + \frac{1}{K_{Al}} \left. \frac{dE}{dx} \right|_{(K_{Al} E_0)} \quad (14)$$

여기서 에너지손실항 (dE/dx)는 표면원자와의 산란에 해당하는 E_0 와 KE_0 로 구할 수 있으며, 분자들에 대한 저지단면적은 Bragg의 법칙으로부터

$$\epsilon^{Al_2O_3} = 2\epsilon^{Al} + 3\epsilon^O \quad (15)$$

구할 수 있으며 분자저지단면적인자 $[\epsilon]$ 을 사용하여 박막의 두께를 결정할 수 있다.

$$N^{Al_2O_3}t = \Delta E_{Al} / [\epsilon]_{Al}^{Al_2O_3} \quad (16)$$

여기서 $N^{Al_2O_3}$ 는 단위체적당 분자들의 갯수를 의미한다.

표면으로부터 산란된 입자들의 신호의 높이는

$$H_{Al} = Q \Omega \sigma_{Al} \frac{\delta E_1}{[\epsilon]_{Al}^{Al_2O_3}} \left(\frac{N_{Al}^{Al_2O_3}}{N^{Al_2O_3}} \right) \quad (17)$$

$$H_O = Q \Omega \sigma_O \frac{\delta E_1}{[\epsilon]_O^{Al_2O_3}} \left(\frac{N_O^{Al_2O_3}}{N^{Al_2O_3}} \right) \quad (18)$$

이며 $N_{Al}^{Al_2O_3}$ 는 Al_2O_3 기지에서서의 단위체적당 Al원자들의 갯수이다. 결과적으로 신호의 비는

$$\frac{H_{Al}}{H_O} = \frac{\sigma_{Al}}{\sigma_O} \frac{[\epsilon]_O^{Al_2O_3}}{[\epsilon]_{Al}^{Al_2O_3}} \frac{N_{Al}^{Al_2O_3}}{N_O^{Al_2O_3}} \quad (19)$$

이며 마지막항은 표적에서의 O에 대한 Al의 원자농도비이므로 2/3이 되며, 신호의 면적비로도 농도비를 구할 수 있다.

$$\frac{H_{Al}}{A_O} = \frac{\sigma_{Al}}{\sigma_O} \frac{N_{Al}^{Al_2O_3}}{N_O^{Al_2O_3}} \quad (20)$$

나. 기판위에 화합물 박막이 있는 경우

Ta와 같이 기판이 무거운 물질로 이루어져 있고 그 위에 무거운 원소 Ta와 가벼운 원소들 O로 이루어진 화합물 Ta_2O_5 가 성장되어 있는 경우에는 Ta기판에 의한 background 신호로 인해 O에 의한 신호의 높이나 면적을 구할 수 없다. Ta_2O_5 화합물 박막의 두께는 아래와 같이 구할 수 있다.

$$N^{Ta_2O_5}t = \Delta E_{Ta} / [\epsilon]_{Ta}^{Ta_2O_5} \quad (21)$$

박막의 농도비는 Ta기판과 Ta O화합물의 계면에서의 신호들의 높이 $H_{Ta}^{Ta_2O_5} / H_{Ta}^{Ta}$ 를 비교함으로써

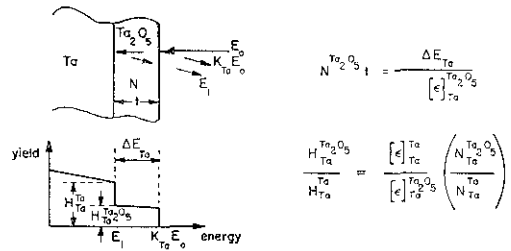


Fig. 8. Compound film on heavy substrate : thickness and composition analysis for Ta_2O_5 on Ta

구할 수 있다.

Ta기판에서의 Ta, Ta_2O_5 화합물에서의 Ta에 의한 산란전과 후의 에너지는 같다.

$$\frac{H_{Ta}^{Ta_2O_5}}{H_{Ta}^{Ta}} = \frac{[\epsilon]_{Ta}^{Ta_2O_5}}{[\epsilon]_{Ta}^{Ta_2O_5}} \frac{N_{Ta}^{Ta_2O_5}}{N_{Ta}^{Ta}} \quad (22)$$

산란단면적비나 에너지폭의비가 잊식에 없는 이유는 산란 species가 Ta로 같고 단지 기지만이 변하기 때문이다.

다. 화합물 후막

한개이상의 원소를 포함하고 있는 균일한 화합물 후막에 있어서 표적표면에 위치한 개개입자로 부터 산란된 신호의 높이비에 의해 조성비를 구할 수 있다.

4. 혼합물

A와 B원소의 혼합물로 이루어진 교체시료에 있어서 농도가 깊이에 따라 변하는 경우를 생각해 보자

가) 표면 근처에서의 분석

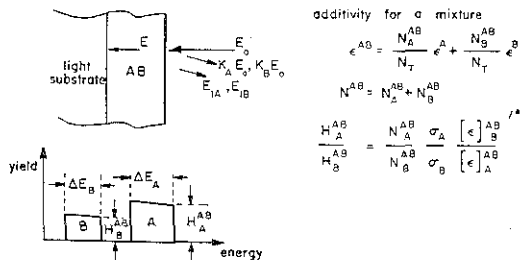


Fig. 9. Analysis of Mixture of A and B

앞에서 경우처럼

$$H_A^{AB} = Q\Omega\sigma_A \frac{\delta E_1}{[\epsilon]_A^{AB}} \frac{N_A^{AB}}{N^{AB}} \quad (23)$$

여기서 전체농도 N^{AB}

$$N^{AB} = N_A^{AB} + N_B^{AB} \quad (24)$$

이다. 그리고 부분농도는

$$C_A = N_A^{AB} / N^{AB} \quad (25)$$

이다. 이 혼합물에 대한 저지단면적은 Bragg의 법칙에 의해 아래와 같이 주어진다.

$$\epsilon^{AB} = \frac{N_A^{AB}}{N^{AB}} \epsilon^A + \frac{N_B^{AB}}{N^{AB}} \epsilon^B = C_A \epsilon^A + C_B \epsilon^B \quad (26)$$

혼합물의 경우는 화합물의 경우와는 다르다. 화합물의 경우에 있어서는 ϵ compound가 주어진 원자에서의 저지단면적이지만 혼합물의 경우는 ϵ^{AB} 가 주어진 위치에서의 혼합물의 weighting인자 C_A 와 C_B 를 갖는 원자당 weighted 평균 저지 단면적이다.

$$[\epsilon]_A^{AB} = K_A \epsilon^{AB}(E_0) + \frac{1}{|\cos\theta|} \epsilon^{AB}(K_A E_0) \quad (27)$$

$$[S]_A^{AB} = N^{AB} [\epsilon]_A^{AB} \quad (28)$$

이 분석의 목적은 신호의 높이와 비로부터 atomic concentration을 구하는 것이다. 만약 표준시료가 있다면 순수한 표적원자 A에 의해 산란된 원자 스펙트럼의 높이를 알 수 있다.

$$H_A^A = Q\Omega\sigma_A \frac{\delta E_1}{[\epsilon]_A^A} \quad (29)$$

식 (23)과 식 (29)으로부터 구한 신호의 높이비는

$$\frac{H_A^{AB}}{H_A^A} = \frac{N_A^{AB}}{N^{AB}} \frac{[\epsilon]_A^A}{[\epsilon]_A^{AB}} = C_A \frac{[\epsilon]_A^A}{[\epsilon]_A^{AB}} \quad (30)$$

식 (23)로부터 H_A^{AB} / H_A^A 의 높이비를 구하면

$$\frac{H_A^{AB}}{H_B^{AB}} = \frac{N_A^{AB}}{N_B^{AB}} \frac{\sigma_A}{\sigma_B} \frac{[\epsilon]_A^{AB}}{[\epsilon]_B^{AB}} = \frac{C_A \sigma_A}{C_B \sigma_B} \frac{[\epsilon]_A^{AB}}{[\epsilon]_B^{AB}} \quad (31)$$

윗식들로부터 표면농도 C_A (혹은 C_A/C_B)를 구할

수 있다.

나. Concentration Profile

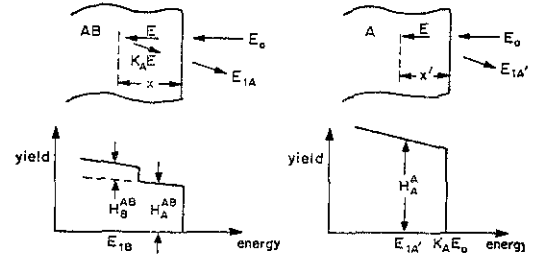


Fig. 10. Height ratio of compound AB and pure element A

무거운 기본 표적 B에 들어 있는 원소 A의 concentration profile은 앞에 언급한대로 1차근사에 있어서 표면분석을 반복함으로써 구할 수 있다. 표면분석에서 처럼 깊이 x에서 산란적전의 에너지 E에 해당하는 검출에너지 E_{1A} 인 무거운 불순물 A의 신호높이 H_A^{AB} 를 구하고, 그리고 깊이 x'에서 산란적전의 같은 에너지 E에 해당하는 검출에너지 E_{1A}' 인 순수 기본 표적원소 A에 의한 신호높이를 비교한다. 높이 비는 아래와 같이 근사적으로 구할 수 있다.

$$\frac{H_A^{AB}(E_{1A})}{H_A^A(E_{1A}')} = C_A(x) \frac{[\epsilon(E)]_A^A}{[\epsilon(E)]_A^{AB}} \quad (32)$$

윗식들은 대개의 경우에 5% 정도의 보정을 요하는 근사식이다. 식 (30)과 식 (32)은 다음과 같은 점에서 다르다.

- 두 신호의 높이들은 검출에너지와 깊이가 틀리지만 산란적전의 같은 에너지에서 비교한다.
- 계산결과 얻어진 $C_A(x)$ 는 깊이 x에서의 local concentration ratio를 나타낸다.
- 후방저지단면적 인자 $[\epsilon]$ 는 식 (27)에서 주어진대로 E대신 E_0 에서 값을 구한다.

5. Ion Implantation

반도체기술에서 사용되고 있는 ion implantation법에 있어서 RBS는 주입된 이온선량, 주입된 이온의 평균도달거리, 결함이나 dislocation을 규명하는데 이용되고 있다. 그림 11은 Si3N4막위에 250keV의 에너지

지를 가진 As를 1.2×10^{15} ions/cm² 조사하였을 경우의 RBS 스펙트럼이다. As의 주입된 깊이가 작다면 표면 에너지 근사법을 이용할 수 있으며 주입된 이온의 선량을 표면에 불순물이 있는 경우로 생각하여 식 (4)를 이용하여 구할 수 있다.

$$(Nt)_{As} = \frac{A_{As}}{H_{Si}} \frac{\sigma_{Si}(E_0)}{\sigma_{As}(E_0)} \frac{\delta E_1}{[\epsilon_0]_{Si}} \quad (33)$$

그리고 As의 peak 위치가 표면에 있는 경우보다 ΔE_{As} 만큼 이동하였다면

$$N_{Si} R_p = \Delta E_{As} / [\epsilon_0]_{Si} \quad (34)$$

이므로 As의 평균도달거리 R_p 를 구할 수 있다.

만약 As이 표면에서 0.5~1 μ m 정도에 위치하고 있다면 평균에너지 근사법을 사용하여야 한다. 그림 12과 같이 As의 신호가 Si의 표면신호까지 나오는 경우에는 식 (4)를 이용하여 As신호의 높이를 구하여야 한다.

$$H_{As}(E_1) = \sigma_{As}(E) \Omega Q \frac{N_{As}(x)}{N_{Si}} \frac{\delta E_1}{[\epsilon(E)]_{Si}} \frac{\epsilon(K_{As}E)}{\epsilon(E_1)} \quad (35)$$

6. 이온선 혼합(Ion Beam Mixing)

원하는 물질을 두층 또는 여러층으로 진공 증착시킨 다음 질량이 큰 불활성 기체(Ar⁺, Xe⁺)를 증착된 박막층에 주입시켜 두층의 경계면에서 화합물 또는 비정질 상태의 박막을 생성시키는 방법이다. 다층 박막 구조를 이용하면 이온선 혼합법으로 원자조성비나 원자의 종류에 구애 받지 않고 여러종류의 화합물을 만들 수 있다. 이온선 혼합을 위한 시료를 제작하는 방법은 다음과 같이 세가지로 분류된다.

가. 두층박막 구조 : Si, C, 유리 또는 NaCl 기판 위에 전자선 증착법이나 통상의 진공증착법으로 먼저 A 물질을 증착시킨 다음 B 물질을 증착시켜 A/B 두층의 박막을 제작한다. 이 경우에는 A, B 두 물질이 혼합될때 혼합되는 농도 분포가 Gaussian 분포를 이루게 되며, 이 Gaussian 분포를 조사하여 혼합 매카니즘을 규명한다. 특히 이 구조를 이용하면 혼합시 두 물질의 원자조성비에 제한을 받지 않고 혼합할 수 있다.

Pd/Si 두층박막구조에 있어서 이온을 주입시키지 않은 경우와 3×10^{16} ions/cm² 이온선량의 Ar⁺ 이온을 주입시킨 경우 시료들에 대한 스펙트럼이 그림

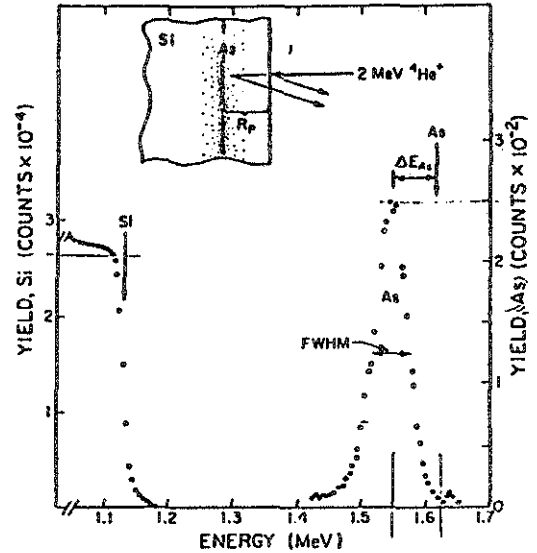


Fig. 11. Energy spectrum of 2-MeV⁴He ions backscattered from a silicon crystal implanted with a nominal dose of 1.2×10^{15} As ions/cm² at 250KeV. The vertical arrows indicate the energies of particles scattered from surface atoms of ²⁷Si and ⁷⁵As.

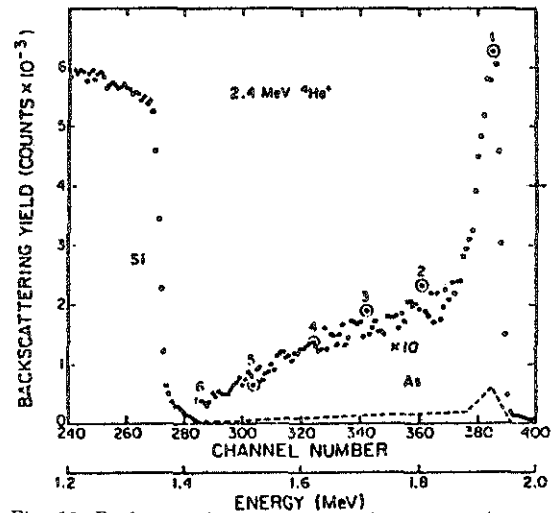


Fig. 12. Backscattering spectrum of 2.4 MeV⁴He ions incident on a silicon sample implanted with a nominal dose of 3.4×10^{16} As/cm² and then heat treated to produce a depth diffusion profile of As. Scattering geometry is set for normal incidence : $\theta=170$, $\Omega=4.11$ msr, and $Q=20\mu C=1.25 \times 10^{14}$ ions. The data points for the As signal are scaled by a factor of ten above the original signal height (dashed line)

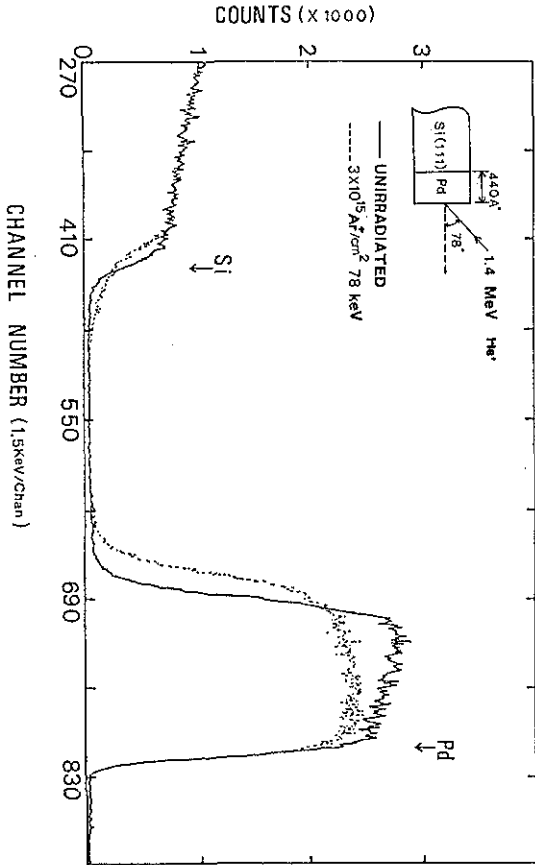


Fig. 13. RBS spectra normalized to random Si spectra for a virgin sample and sample irradiated with $3 \times 10^{15} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ at 78 KeV.

13에 나타나 있다. Ar^+ 이온의 충격으로 인해 Pd와 Si에 대한 스펙트럼이 퍼진 것을 알 수 있으며 Pd에 대한 끝단 신호위치가 이온주입 후 낮은 에너지쪽으로 이동하였고 반면에 Si의 앞단은 높은 에너지쪽으로 이동하였다. 또한 이온충격을 가한후 Pd영역의 신호 높이가 감소한 것은 Si 속으로 Pd가 침투함에 따라 Pd의 두께가 처음 증착시의 두께보다 더 얇아짐으로 인해 전체적인 Pd층 신호가 줄어든 것이다. 또한 그림 14에는 $1 \times 10^{16} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ 의 많은 이온선량을 주입시킨 시료에 대한 RBS 스펙트럼이 나타나 있다. 비교를 위해서 이온을 주입하지 않은 시료의

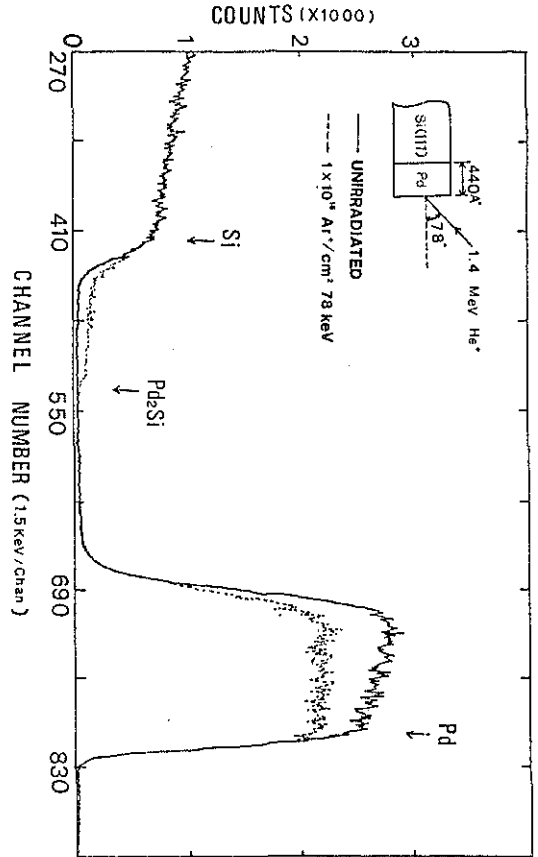


Fig. 14. RBS spectra after irradiation with $1 \times 10^{16} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ showing the silicide formation (480 \AA thickness) at room temperature.

스펙트럼도 그려 보았다. Ar^+ 이온을 조사하는 동안 스퍼터링으로 인하여 Pd 신호의 총량은 감소되었고 Si의 미부와 Pd의 전영역에 있어서 고른 평탄면이 나타나는 것으로 미루어 보아 균일한 Pd_nSi_n 층이 형성되었음을 알 수 있다.

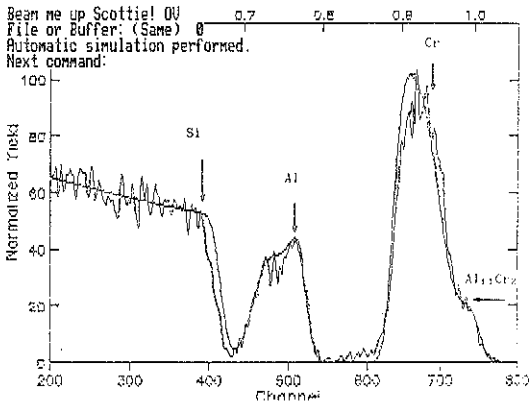
$$\frac{m}{n} = \frac{H_{\text{Pd}}}{H_{\text{Si}}} \left[\frac{Z_{\text{Si}}}{Z_{\text{Pd}}} \right]^2 \frac{[\epsilon_0]_{\text{Pd}}^{\text{Pd}_n\text{Si}_n}}{[\epsilon_0]_{\text{Si}}^{\text{Pd}_n\text{Si}_n}} \quad (36)$$

여기서 H_{Pd} 과 H_{Si} 은 각각 Pd와 Si의 신호높이이고, Z_{Pd} 과 Z_{Si} 은 각각 Pd과 Si의 원자번호이다.

그림 14는 Al/Cr 두층시료에 80keV의 에너지를

가진 Ar⁺ 이온을 선량 16×10¹⁵ions/cm² 조사한 경우에 대한 RBS 스펙트럼과 RUMP code를 이용한 computer simulation 결과를 함께 그린 그림이다. Computer simulation 결과 Al과 Cr 계면에서 Al₁₁Cr₂가 350Å정도 형성되어 있음을 알 수 있었다. 전형적인 RBS의 길이 분해능도 100Å 정도이다.

나. 다층박막 구조 : 두층 박막구조의 동일하나, A/B/A/B/... 여러층을 사용하는 점이 다르다. 이 구조를 사용할 경우 혼합되는 원자조성비가 증착된 두께의 비로 결정되므로 마음대로 조성비를 변화시키면서 비정질 박막이나 준안정상태의 박막을 제작할 수 있고, 두층구조와는 달리 증착된 전두께를 균일하게 혼합시킬 수 있어 공학적 응용에 주로 이용되고 있다. 그림 16은 Ti-Au 다층구조의 이온선 혼합 전후의 RBS 스펙트럼이다. 이온선혼합전에는 서로 분리된 Au와 Ti층을 선명하게 나타내고 있으나 이온선혼합후에는 모든 층이 혼합되어 균일하게 혼합되었음을 나타내고 있다. 그림 17은 Au-Co 다층구조를 이온선혼합시킨 RBS 스펙트럼이다. (a)에는 그림 16과 같은 현상을 나타내고 있으며 (b)에서는 증착시 Au와 Co의 박막두께를 조절하여 원자조성비를 자유자재로 바꿀 수 있음을 나타낸 결과이다.



16×10 ¹⁵ Ar ⁺ 이온을 조사시켰을때 (RUMP) [Å]					
Al	Al ₁₁ Cr ₂	Al ₅ Cr ₄	AlCr ₂	Cr	Si
250	350	100	100	230	

Fig. 15. Experimental and simulated RBS spectra for an Al/Cr sample after irradiation with 16×10¹⁵ Ar⁺/cm² at 80KeV(RUMP program)

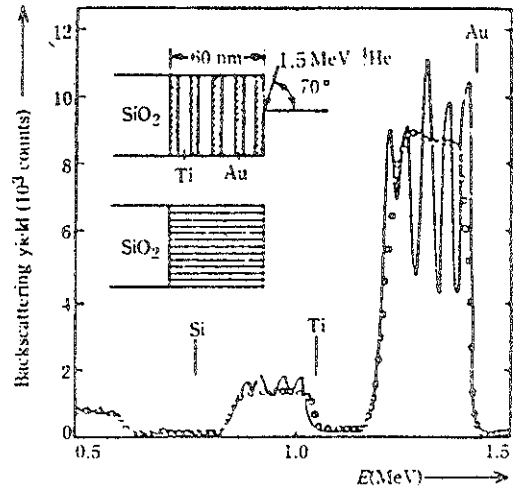


Fig. 16. Backscattering spectra of Ti-Au multilayered films before (solid line) and after ion mixing (5×10¹⁵ Xe/cm² at RT).

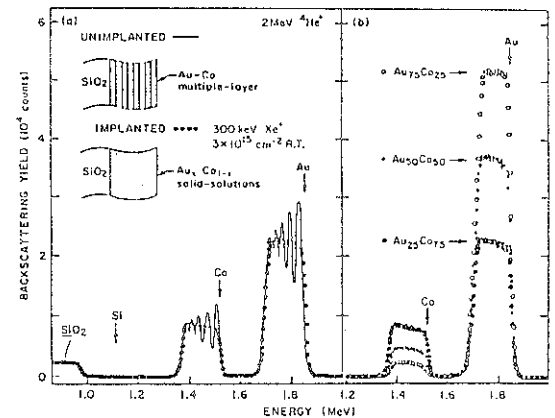
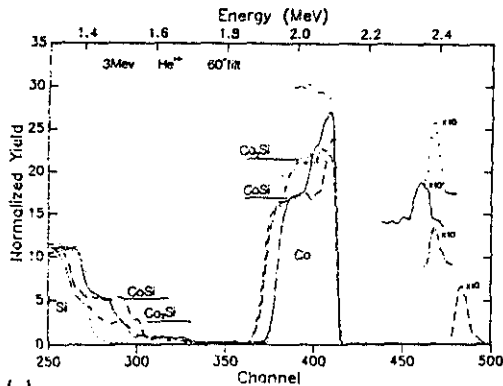


Fig. 17. (a) Backscattering spectra showing the formation of a uniformly mixed Au-Co layer by ion-beam mixing of thin deposited Au and Co multiple layers (b) Backscattering spectra of ion-mixed Au-Co films with compositions Au₇₅Co₂₅, Au₅₀Co₅₀ and Au₂₅Co₇₅.

다. Mark 구조 : A/B 두층 구조와 동일하나 A와 B층 사이에 10Å 정도의 W, Pt 또는 M층을 끼워 넣어 이온선 혼합시, A 또는 B원자층 어떤것이 mo-

ving species로 작용하는 지를 결정하는데 사용된다. 그림 18은 Si/(W)/Co 구조에 온도를 변화시키면서 280keV Ar⁺ 이온을 선량 5×10¹⁶ions/cm² 조사한 경우의 RBS 스펙트럼인데, W marker의 위치변화를 볼 수 있으며 이것으로부터 Co나 Si중 어느것이 moving species로 작용하는지를 알 수 있다.



(a)

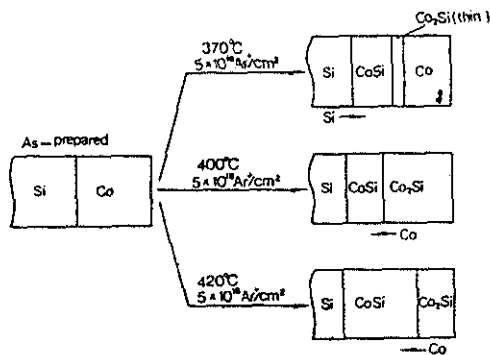


Fig. 18. (a) Rutherford backscattering spectra of Si/(W)/Co samples before (dot line) and after irradiation with 280KeV ions at 370°C (solid line), 400°C (dash dot line), and 420°C (dash line) with a dose of 5×10¹⁶cm⁻² (b) Schematics showing the layer structures before and after ion mixing. The arrows indicated the direction of the dominant moving species at specific interfaces.

1. H. Geiger and E. Marsden, Phil. Mag., 25, 606 (1913)
2. F. Namavar and J. I. Budnick, Nucl. Instr and Meth., B15, 285 (1896)
3. W. K. Chu, F. W. Saris, C. A. Chang, et al, Phys. Rev., B26, 1999(1982)
4. W. K. Chu, J. W. Mayer and M. A. Nicolet, *Backscattering Spectrometry*, Academic Press, London(1978)
5. E. Rutherford, Phil. Mag., 21, 669(1911)
6. J. F. Ziegler, J. W. Mayer, B. M. Ullrich and W. K. Chu, *New Uses of Ion Accelerators*, Ed. J. F. Ziegler(Plenum Press, New York, p.73, 1975)
7. W. K. Chu, J. W. Mayer, M-A Nicolet, T. M. Buck, G. Amsel and F. H. Eisen, Thin Solid Films 17,1(1973)
8. J. W. Mayer *Ion Beam Handbook for Material Analysis*, Academic Press(1977)
9. T. E. Burlin, Radiation Dosimetry, Vol.I, Academic Press, New York(1968)
10. J. S. Y Feng, W. K. Chu and M. A. Nicolet, Phys. Rev., B10, 3781(1974)
11. D. J. O' Connor and T. Chunyu, Nucl. Instr. and Meth., B36, 178(1986)
12. *Ion Beam Surface Layer Analysis*, Eds J. W. Mayer and Z. F. Ziegler(American Elsevier Publ. Co., New York, 1974) also Thin Solid Films 19(1974)
13. *Applications of Ion Beams to Metals*, Eds. S. T. Picraux, E. P. EerNisse and F. L. Vook(plenum Press, New York, 1975)
14. *Ion Beam Surface Layer Analysis*, Eds. O. Meyer, G. Linker and F. Kappeler (Plenum Press, New York, 1976) Vol.1 and 2