한국전자현미경학회지 제 36 권 제 1 호 2006
Korean J. Electron Microscopy 36(1), 1~6(2006)

종 설

TEM 관련 이론해설 (7): 투과전자현미경의 고분해능 영상이론: 결맞음 (2)

이 확 주
한국표준과학연구원 물질량 표준연구부

Theory of High Resolution TEM Image Formation: Coherence (2)

Hwack Joo Lee
New Materials Evaluation Center, Korea Research Institute of Standards and Science, 305-340, Daejon, Korea
(Received December 1, 2005; Accepted January 26, 2006)

ABSTRACT

In this review, the important ideas of coherence theory are introduced. The transfer function and damping envelopes of the microscope due to temporal and spatial coherence are described. The passbands and the condition of Scherzer focus are discussed in associated with the resolution of transmission electron microscope. The characterization of coherence is also described.

Key words : Coherence, Coherence width, Cross-correlation function, Michelson visibility (contrast), Partial coherence, Resolution of TEM, Transfer function

제 5 절 분해능 (Resolution) 제한인자와 파장에의 의존성

앞 논의에서 언급하였듯이 고 분해능 TEM에서는 두 가지 resolution limit을 구별할 필요가 있다. 첫 번째는 "information limit"로 장치의 궁극적인 band limit을 나타내는 것으로 원칙적으로 image-processing 기법이나 계산된 영상과의 비교에 의하여 도출할 수 있는 가장 고 분해능의 자세함을 의미한다. 두 번째는 잘 알려진 "point resolution limit"로 이것으로 영상을 간단히 해석할 수 있다. 이 두 개의 개념에 근거한 이론을 먼저 고려한 다음, 이들의 파장에 대한 다른 의존성을 가짐을 논의한다.

중앙의 빔이 다른 회절 빔보다 아주 강한 두께를 갖는 시편에서 전자적인 불안정성 (electronic instability)과 확장된 결안맞는 효과적인 disc source와의 조합은 "가상의 (virtual) aperture" 즉, "damping envelop"로 대물렌즈의 transfer function에 첨가된다. 따라서 그 형태는

본 연구는 과학기술부 NRL 연구사업에 의해 수행되었음.
* Correspondance should be addressed to Dr. Hwack Joo Lee, New Materials Evaluation Center, Korea Research Institute of Standards and Science, 305-340, Daejon, Korea. Ph.: (042) 868-5321, FAX: (042) 868-5032, E-mail: hjlee@kriss.re.kr

$$A(K)=e^{-\pi^2\lambda^2\Delta^2K^4/2}\frac{2J_1(|2\pi\theta_C[\Delta fK+\lambda(\lambda C_s-i\pi\Delta^2)K^3]|)}{|2\pi\theta_C[\Delta fK+\lambda(\lambda C_s-i\pi\Delta)^2K^3|} \quad (13)$$

으로 나타낸다. 앞 절에서 유사한 표현이 gaussian source에 대하여 제시되었다. 여기서 λ는 전자의 파장이고 C_s는 구면 수차, Δf는 defocus 증분, K는 scattering vector ($|K|=\sin\theta/\lambda=\sqrt{u^2+v^2}$, θ는 산란 각)이고 θ_C는 조사반각(illumination semi-angle)이다. J_1은 1종이고 1차의 Bessel 함수이다. 정대축 배열에서 sinusoidal Pendellosung을 보이는 근처에 약간의 Bloch waves만 여기되는 wedge-shaped 시료에서, 식 (13)은 중앙빔이 최대 세기를 갖는 여러 가지 두께의 시료에 사용될 수 있다. Δ는 앞에서 다음과 같이 정의되었다.

$$\Delta=C_cQ=C_c\sqrt{\frac{\sigma^2(V_o)}{V_o^2}+\frac{4\sigma^2(I_o)}{I_o^2}+\frac{\sigma^2(E_o)}{E_o^2}} \quad (9)$$

여기서 $\sigma^2(V_o)$과 $\sigma^2(I_o)$는 각각 가속전압 V_o와 대물렌즈 전류 I_o의 통계적으로 독립적인 동요에서의 variance를 나타낸다. 고전압 동요의 rms (root-mean-square)는 표준편차 $\sigma(V_o)=\sqrt{\sigma^2(V_o)}$와 같다. 마지막 항이 필라멘트를 떠나는 전자의 에너지 분포를 나타내기 위하여 첨가되어 있다. 필라멘트를 떠나는 전자의 에너지 분포의 FWHM 높이는

$$\Delta E=2.345\sigma(E_o)=2.345\sqrt{\sigma^2(V_o)}$$

가 된다. 대물렌즈 aperture가 사용되지 않은 고 분해능 영상에서 식 (13)은 전자 영상에서 도출할 수 있는 가장 높은 분해능의 세세함의 limit을 설정해준다. 그러나 이 세세함은 간단히 시편 구조와 관련되지 않는다. 왜냐하면, 그것은 진동하는 전달 (transfer) 함수를 사용하여 얻어지기 때문이다. Fig. 4에는 산란벡터 K 값에 따른 현미경의 transfer 함수를 나타낸다.

"information limit" 분해능은 $A(K)=2J_1(2.6)/2.6=e^{-1}$이 되는 K값, $U_o(i)$로 정의할 수 있다. Δ=0인 경우의 최종 3차식에 대한 해는

$$\begin{aligned}U_o(1)&=S_1+S_2\\U_o(2)&=-U_o(1)/2+i\sqrt{3}(S_1-S_2)/2\\U_o(3)&=-U_o(1)/2-i\sqrt{3}(S_1-S_2)/2\end{aligned} \quad (14)$$

여기서

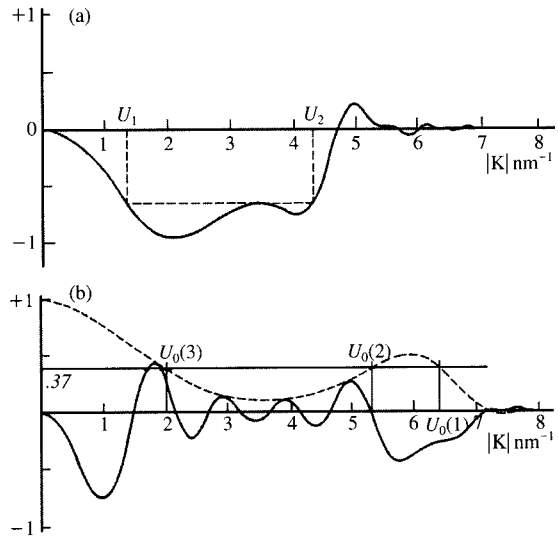

Fig. 4. Transfer function of microscope on the condition of V_o=300 kV, C_s=1.5 mm, and Δ=5.4 nm.

$$S_{1,2}=\left[\left\{\frac{b}{\theta_C}\pm\left(\frac{a/\Delta f^3}{\lambda^2C_s}+\frac{b}{\theta_C}\right)^{1/2}\right\}/(\lambda^2C_s)\right]^{1/3}$$

으로 $a=\frac{1}{27}$ 그리고 $b=\left(\frac{2.6}{4\pi}\right)^2$이다.

Fig. 4 (b)에서 나타낸 대로 만약 $Im(U_o(2))=0$이라면, 라인 $A(K)=e^{-1}$와 교차하는 $U_o(2)$와 $U_o(3)$가 바깥의 cut-off $U_o(1)$보다 앞에서 생긴다. 물리적으로 부분적인 결맞음 효과는 Fig. 5에서 보인대로 $\chi(K)$기울기가 큰 영역에서 contrast transfer 함수를 약화시키고 기울기가 작은 영역에서 좋은 콘트라스트를 보존한다. 좌표는 문헌에 자주 나타나는 일반화된 spatial frequency $\overline{U}$로 $|K|=\theta/\lambda=(C_s\lambda^3)^{-1/4}\overline{U}$이다. 제한된 spatial coherence에 의한 spatial frequency의 약화는 대략적으로 이 곡선의 기울기 (gradient)에 비례한다.

곡선들은 탈초점 (defocus) 값이 증가함에 따라 band limit가 더 높은 frequency $\overline{U}$로 이동됨을 보여 준다. 만약, $\chi(\overline{U})$가 3개의 접선으로 나타낸 임계 기울기를 넘어 약화가 현저해진다면, 탈초점 값이 증가함에 따라 cut-off gradient는 더 높은 spatial frequency에서 발생된다. 함수 $\chi(K)$는 U_1과 U_2사이에서 일어나는 contrast transfer 구간 내에 최소 값을 갖는다. 여기서

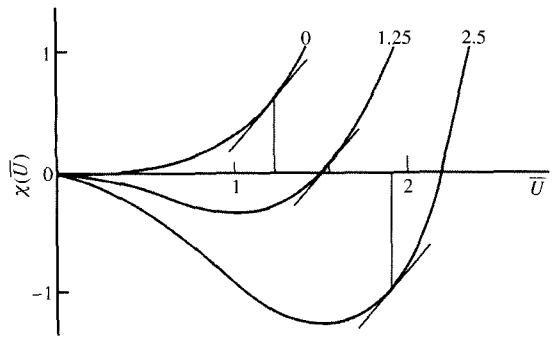

Fig. 5. Function $\chi(\overline{U})$ expressed at 3 focus values, $\Delta f=d_i C_s^{1/2}\lambda^{1/2}$. d_i is the value at each curve.

$$U_{1,2}=\left[\left(\frac{8n+3}{2}\right)^{1/2}\pm 1\right]^{1/2} C_s^{-1/4}\lambda^{-3/4}=k_n^{1/2} C_s^{-1/4}\lambda^{-3/4} \tag{15}$$

이고 focus setting에서는 Fig. 4 (a)에서 보인대로,

$$\Delta f_n=\left(\frac{8n+3}{2}\right)^{1/2} C_s^{1/2}\lambda^{1/2} \tag{16}$$

이다.

$n=0$이면, 식 (15)와 (16)은 결함의 구조 영상에 흔히 사용되는 Scherzer 조건이 되고 이것이 장치의 점 분해능(point resolution)이 된다. $n=0$과 $n=4$일 때에 전형적인 현미경에 대한 것을 Fig. 6에 나타냈다.

여기서 나타낸 함수는 실제로 $A_i\cos\chi(K)+A_R\sin\chi(K)$로 A_i와 A_R은 식 (13)의 허수부와 실수부를 나타낸다. 왜냐하면, linear imaging에서 이것은 결맞는 전달함수(coherent transfer function)가 될 수 있기 때문이다. 사실 $A_i(K)$가 관련된 항은 아주 작고 damping envelope는 식 (13)의 실수부로 잡는 것은 좋은 근사가 될 수 있다. Fig. 6 (a)에서 곡선은 Scherzer focus $\Delta f=-62.3$ nm인 반면, Fig. 6 (b)에서 곡선은 $n=4$인 $\Delta f=-212.8$ nm의 경우이다. 두 번째 곡선은 passband가 5 nm^{-1}까지 확장되므로 재구축된(reconstructed) 영상은 원칙적으로 점 분해능이 0.2 nm보다 작은 값을 보이는 장치에서 기록된 일련의 영상으로부터 영상처리 기법으로 합성될 수 있다. 그러나 transfer 함수의 zero-crossing과 image noise에의 영향으로 이 절차는 아주 복잡해진다. 값 n은 passband에 앞에 나타나는 최소 값의 수와 같다. 이 passband의 폭(width)은

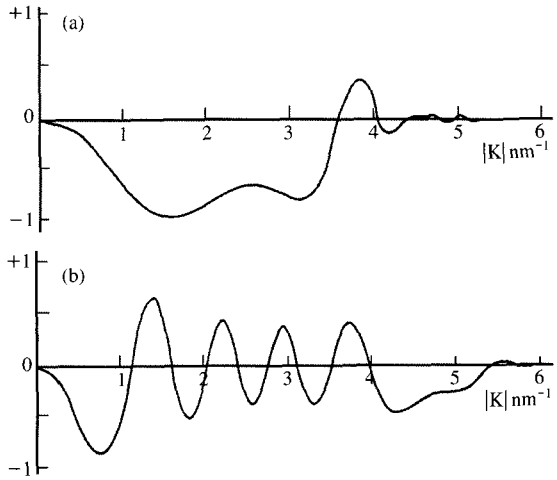

Fig. 6. Transfer function of 100 kV microscope on the condition of $C_s=0.7$ mm, beam divergence, $\theta_C=1$ mrad, and $\Delta=5.4$ nm.

($\Delta U=U_1-U_2$) 아래에서 논의 하는 것처럼 C_s, λ 그리고 n에 의존한다. 여기서는 ΔU에 대한 α와 Δ의 약한 의존성을 무시한다. 식 (14)와 유사한 해가 $\Delta\neq 0$인 경우에 또한 얻어질 수 있다. 그러나 최종 표현은 복잡하고 유용성이 없다. 왜냐하면, 이 분해능을 제한하는 효과는 쉽게 분리하여 취급할 수 있기 때문이다.

$\theta_C=0$ 이고 $A(K)=e^{-1}$에 대하여 식 (13)은

$$U_o(\Delta)=\sqrt{\frac{2}{\pi\lambda\Delta}} \tag{17}$$

으로 전자 불안정성(electronic instabilities)만으로 인한 information resolution limit를 제공한다(Fejes, 1977). 주지할 것은 가장 높은 information limit 분해능을 위하여 최소화되길 원하는 것은 $\lambda C_C Q$값이다. 영상이 식 (16)으로 주어진 focus에서 기록되어 부분적인 결맞는 효과가 passband $\Delta U(n)$의 근처에서 무시된다고 가정하면, 식 (15)와 (17)은

$$\Delta=\left(\frac{2}{k_n\pi}\right) C_s^{1/2}\lambda^{1/2}=C_C Q \tag{18}$$

으로 passband $\Delta U(n)$의 추가에 필요한 전자의 안정성을 제시한다. 여기서 $k_n=\sqrt{8n+3/2}+1$이다. 흔히 사용되는 Scherzer 조건에서는

$$\Delta = 0.286\, C_s^{1/2}\lambda^{1/2} = C_C Q \tag{19}$$

이다.

이 결과에서 알 수 있는 것은 대물렌즈 aperture가 없으면, 다른 인자가 여러 가지 가속 전압에서 전자 영상의 분해능을 제어함을 나타낸다. 예를 들어 $C_s = 0.7$ mm이고 $C_C = 1$ mm이고 100 kV이면, 식 (19)에서 Scherzer 분해능 limit [식 (15)와 (16)에서 $n=0$]를 얻기 위해 필요한 stability가 $Q = 1.5 \times 10^{-5}$가 된다. 이 안정도는 대부분의 최신 100 kV 장치에서 안정하게 초과하고 있다. 대부분의 제작자들이 $\sigma(V_o)/V_o = 2 \times 10^{-6} = \sigma(I_o)/I_o$, 그리고 $\sigma(E_o)/E_o = 5 \times 10^{-6}$으로 $Q = 6 \times 10^{-6}$을 주장하고 있기 때문이다. 전자 에너지 loss 측정에서 thermionic filament에서 전자 총 bias setting이 최대와 최소 사이에서 $0.7\,\text{eV} < \Delta E < 2.4\,\text{eV}$ 값을 준다. 여기서 최대 gun bias는 최소 beam current를 말한다. 따라서 그와 같은 장치에서 식 (9)에서 최대 gun bias에서는

$$\Delta = 10\sqrt{(4+16+9)} = 5.4\,\text{nm} \tag{20}$$

이고 minimum gun-bias에서는

$$\Delta = 10\sqrt{(4+16+100)} = 10.1\,\text{nm}$$

이다.

작은 illumination semiangle에서는 partial coherence 효과가 식 (14)로 주어진 pass band 영역에서 무시할만하므로 식 (16)의 호 조건의 focus setting에서 기록된 100 kV 영상의 분해능은 작은 bias setting (high beam current)에 대한 gun bias setting과 높은 bias setting에 대한 대물렌즈 전류(low bean current)로 제어된다. 이 결론은 대물렌즈 수차 계수와 무관하다. 식 (17)에서 그와 같은 장치의 최대 gun bias에서 $U_o(\Delta) = 0.56\text{Å}^{-1}$ 인데 이는 식 (15)에서 5 번째 contrast transfer가 포함되게 한다. 최소 gun bias에서 $U_o(\Delta) = 0.396\text{Å}^{-1}$이다. 그래서 100 kV 장치에서 아주 작은 illuminating aperture의 사용은 chromatic aberration의 최소화보다 중요도가 덜하다. Scherzer focus [식 (16)에서 n=0]에서 기록되는 구조 영상에는 더 작은 illuminating semi-angle의 사용은 물론 더 높은 분해능의 세세함을 주지만, 식 (16)의 focus setting에서 기록된 연이은 분석의 여러 영상의 사용은 가장 작은 분해능 손실에 대한 가장 강한 최종 영상을 만들어 가장 큰 illumination aperture가 사용되도록 해준다. 또한 주지할 것은 Scherzer 조건 [식 (15)와 (16)에서 n=0] 하에서 구조 영상에 대한 식 (16)에서 만약 부분 결맞음에 의한 분해능의 제한이 Scherzer cut-off ($U_1 = 0.345\text{Å}^{-1}$)와 같다면, $C_s = 0.7$ mm를 가진 100 kV의 장치에 $\theta_C = 2.3$ mrad의 다소 큰 조사 반각(illumination semi-angle)이 사용될 수 있다. 마지막으로 실용적인 문제로 제작자의 고전압 안정도를 유지하기 위해서는 gun-chamber 진공도의 성실한 모니터링이 필요하다.

더 높은 전압에서 전자 소스에 의한 색수차의 효과는 빠르게 감소한다. 식 (9)에서 가속전압 1 MeV에서 $\sigma(E_o)/E_o = 1 \times 10^{-6}$으로 $\sigma(V_o)/V_o = 5 \times 10^{-6} = \sigma(I_o)/I_o$이 된다. $C_C = 4.4$ mm로 그와 같은 장치는

$$\Delta = 44\sqrt{(25+100+1)} = 49.4\,\text{nm} \tag{21}$$

로 되어 식 (17)에서 0.384Å^{-1}의 information resolution limit를 주는데 이는 주로 대물렌즈 current instability에서 생긴다. 이 4.3Å^2의 $\lambda\Delta$값은 식 (20)에서 최대 gun bias에서의 100 kV 장치의 2.0Å^2보다 현저하게 나쁘다. 이것이 의미하는 것은 만약 비교될만한 고전압 안정도가 얻어질 수 있다면, field emission 100 kV 장치가 만약, 대물렌즈의 전류 안정도가 개선되는 것이 가능하다면, 가장 높은 information resolution limit를 제공하게 된다. 실제 경험에서 요구되는 emission의 안정도를 얻으려면, 그와 같은 장치는 ultra-high vacuum이 필요하다. 고전압 장치의 중요한 이점은 이들이 제공할 수 있는 간단히 해석 가능한 영상의 세세함의 확장된 범위이다. 이것은 구조가 완전히 알 수 없어 계산된 영상과 관찰 영상과 비교가 엄청난 시간 소모가 동반되는 작은 결정상이나 결함의 구조 분석에 중요한 요소가 된다.

정리하면, 영상 분석과 영상 simulation의 방법은 100 kV 장치에서 작은 gun bias와 식 (16)으로 설정된 focus에서 관찰한 영상에 적용할 수 있다. 직접 해석 가능한 영상에 대하여 전자 불안정성이 관심의 세세함이 분해될 수 있는 (식 (17)) 가장 높은 전압을 사용하여야 한다. 영상 관찰의 편리함, photographic emulsion 그리고 viewing phosphor sensitivity, 현미경에 대

한 방의 높이, 그리고 전체 비용에서 보면, 수 백 kV 현미경의 설계가 가장 좋은 타협이 된다. 예를 들어, V_o=300 kV, C_s=1.5 mm, 그리고 Δ=5.4 nm의 설계는 Scherzer resolution limit가 0.21 nm (point-to-point) (식 [15]에서 n=0)이고 information resolution limit가 U_o (Δ)=0.79 Å^{-1} (식[17])을 제공한다. 이 Scherzer resolution과 일치하는 조사반각은 1.9 mrad로 편리하게 고배율에서 관찰에 필요한 강한 최종 영상을 제공한다. 300 kV 설계에 대한 transfer 함수는 Fig. 3에 주어졌다. 사용된 설계 안정도는 현재의 100 kV 장치에서와 같이 $\sigma(V_o)/V_o=5\times10^{-6}=\sigma(I_o)/I_o$이다. 그러나 100 kV 장치와는 달리 그와 같은 장치에서 얻은 영상의 질은 electron gun bias 설정에 둔감해진다. 왜냐하면, 300 kV에서 식 (9)의 괄호에서 마지막 숫자는 최대와 최소 gun bias 설정에서 현저하게 변화되지 않기 때문이다. 상용 장치에서 가장 높은 분해능은 400 kV에서 약 0.165 nm (point-to-point)이다.

제 6 절 결맞음의 특성

물체위의 이웃한 점에서 파동장이 일치하여 진동하는 범위는 점 r_1과 r_2에서 파동의 진폭사이에 correlation으로 자연적으로 나타나며 이는 cross-correlation 함수로 주어진다.

$$\Gamma(|r_1-r_2|, T)=\lim_{\tau\to\infty}\int_{-\tau}^{\tau}\psi^*(r_1, t)\psi(r_2, t+T)dt \qquad (22)$$

하나의 공간적으로 정상화(stationary)된 장을 가정한다. 정규화 되면, 이 함수는 complex degree of coherence $\gamma(x_{1,2}, T)$라고 부른다. 여기서 $x_{1,2}=|r_1-r_2|$이다. 이 함수는 측방향(lateral) 또는 횡방향(transverse) 결맞음을 나타내는 공간의존도와 시간의(temporal) 혹은 종방향(longitudinal) 결맞음을 나타내는 시간의존성을 포함하고 있다. 전자현미경에서는 시간 결맞음 값이 크므로 주로 $\gamma(x_{1,2}, 0)=\gamma(x_{1,2})$만을 취급한다. 이웃한 산란중심으로부터 브래그 산란과 같은 강한 간섭효과를 얻기 위해서는 파동장이 이 점들에서 잘 correlation 되어야 함이 요구된다. 즉, $x_{1,2}$의 이 값에 대한 $\gamma(x_{1,2})$값이 크다는 것이다.

Van Cittert-Zernike 이론은 $\gamma(x_{1,2})$를 Fourier 변환을 통하여 앞 절에서 사용된 함수 F(k)와 관련시켜준다. 입자의 본성(광자는 bosons, 전자는 fermions)과 파동함수의 해석에서 다름에도 불구하고 전자간섭 실험결과는 이 중요한 광학이론을 전자광학에도 적용할 수 있음을 암시하고 있다. 결맞는 조사에서 고려할 수 있는 물체간격의 범위는 $\gamma(x_{1,2})$의 폭에 비례하여 좁은 소스($\gamma(x_{1,2})$는 넓은 함수)는 더 큰 소스보다 좀 더 결맞는 방사선을 만든다는 것을 보여준다. 그 이론은 단지 완벽한 결안맞는 소스에만 적용된다.

부분적인 결맞음이 영상에서 중요한 반면에 간섭실험에서도 가장 극적으로 관찰 된다. Near-field 간섭의 친근한 예가 시료 끝부분에서의 Fresnel 줄무늬 관찰이다. 부분적인 결맞음 문제는 한 개 이상의 이상적인 방사선의 점 소스가 사용될 때 일어난다. $\gamma(x_{1,2})$을 측정하기 위하여 사용되는 간섭실험은 Young의 slit 실험이다. 이 실험은 $\gamma(x_{1,2})$의 중요한 물리적 해석을 제공한다. 그것은 만약 pinhole이 충분히 작다면 간섭줄무늬의 콘트라스트이다. Fig. 7은 광학에서 사용된 실험배치를 나타낸다. 줄무늬 콘트라스트와 소스 크기와의 관계는 대부분의 광학 관련 책에 서술되어 있다. 날카로운 줄무늬가 한 개의 점 소스 P_1으로부터 얻어진다. 소스를 P_2로 움직이면 줄무늬를 반대방향으로

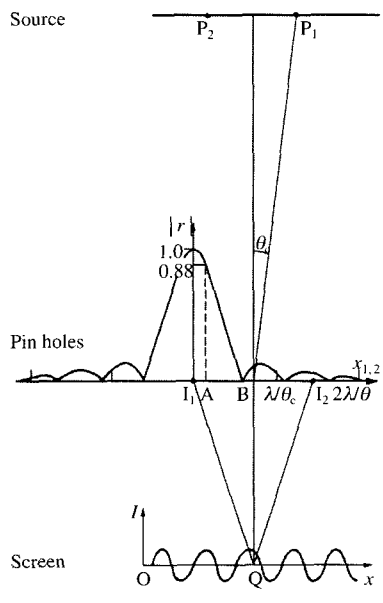

Fig. 7. Young's slit experiment in optics.

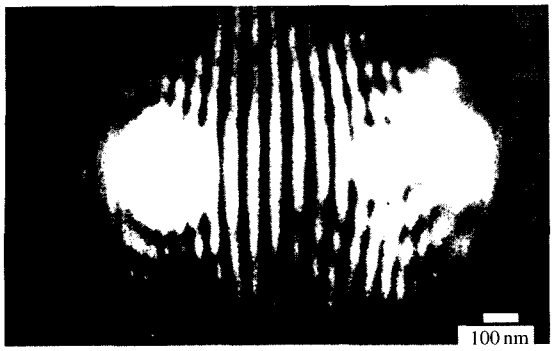

Fig. 8. Young's experiment performed with electron waves.

이동된다. 많은 세트의 줄무늬의 결안맞는 중첩은 약간 위치에서 벗어나고 P_1P_2를 따라 소스 set로부터 야기되는 것은 감소된 콘트라스트의 줄무늬 패턴을 만든다. 중요한 점은 소스의 폭에서 작은 증가는 큰 간격의 줄무늬에서 보다 작은 간격의 줄무늬의 콘트라스트에 더 큰 효과가 있다. 유사한 결과가 고 분해능 위상 콘트라스트 영상에서 소스크기 효과(콘덴서 랜즈 조리개)에 적용된다.

Fig. 8은 전자를 이용하여 영의 슬릿실험을 한 결과이다. 만약 pinhole이 광학 경우에서 충분히 작다면, 이 줄무늬의 Michelson visibility (콘트라스트)는 시간 결맞음이 큰 대칭형의 소스에 대하여 다음과 같이 주어진다.

$$V=\frac{I_{max}-I_{min}}{I_{max}+I_{min}}=|\gamma(x_{1,2})| \tag{23}$$

전자의 사용에서와 같이 더 큰 pinhole을 사용하였을 경우에는 여분의 변조된 envelope가 형성된다.

균일하게 채워진 결안맞는 디스크 소스에 대한 $|\gamma(x_{1,2})|$는 Fig. 7에서 pinhole I_1에 중심을 두고 그려져 있다. 이 실험에서 형성된 줄무늬 콘트라스트는 두 번째 pinhole I_2에서 구한 함수의 값과 같게 된다. $\gamma(x_{1,2})$의 형태는 원형 디스크 소스에 대하여

$$\gamma(x_{1,2})=\frac{2J_1(u)}{u};\ u=\frac{2\pi\theta_C x_{1,2}}{\lambda} \tag{24}$$

여기서 θ_C는 pinhole에서 소스의 대각의 반각이다. 관습적으로 y축 값이 12% 떨어지는 값보다 작은 거리를 결맞게 조사되었다고 말한다. 이는 u=1일 때이며 따라서 결맞음 폭 X_c는

$$x_{1,2}=\frac{\lambda}{2\pi\theta_C}=X_C \tag{25}$$

가 된다.

두 점의 결안맞는 조사에 대한 합리적인 기준은 u=2π 또는 그 이상이다. 따라서 "결안맞는" 폭(width)을 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$\chi_i=\frac{\lambda}{\theta_C} \tag{26}$$

χ_i보다 더 큰 거리로 떨어져 있는 점들은 결안맞는 조사라고 말한다. X_C와 X_i사이의 범위에서는 부분적인 (partial) 결맞음 이론으로 나타낼 수 있다. 정리하면, 결맞음은 함수 $\gamma(x_{1,2})$으로 평가할 수 있는 데(소스세기의 퓨리에 변환), 그의 폭은 결맞게 조사된 것으로 고려할 수 있는 최대 간격의 측정값을 나타낸다. 순수 위상물체의 콘트라스트는 이 함수가 더 좁아질수록 감소한다. 물리적으로는 그 함수는 간섭실험에서 줄무늬의 콘트라스트를 제공한다. 자세한 분석은 Barnett (1974)에 의하여 검토되었다.

참 고 문 헌

Barnett ME: Image formation in optical and electron microscopy. J Microsc 102: 1, 1974.

Fejes PL: Approximations for the calculation of high resolution electron microscope images of thin films. Acta Crystallogr A33: 109, 1977.

<국문초록>

고분해능 TEM 영상 이론의 결맞음 조사에서의 결맞음에 관한 개념을 소개하였다. 현미경에서 부분 결맞음 파동으로 인한 transfer function과 envelope의 발생을 설명하고 현미경의 분해능과 관련된 passband와 Scherzer 초점 조건을 소개하고 결맞음 특성에 관하여 소개하였다.