

電子顕微鏡の位相差コントラスト像と分解能

Resolution of Phase Contrast Images in Electron Microscopy

菰 田 孜*
Tsutomu Komoda

要 旨

最近の高分解能電子顕微鏡のように分子や原子の大きさが問題になる領域では、像は主として位相差コントラストによって生ずる。したがって分解能も位相差コントラストにもとづいて考察する必要がある。本論文では光学レスポンス関数を用いてレンズ系の位相差コントラスト透過関数 $R(w)$ を求め、色収差、照射ビームの開き角の影響によるコントラストの減衰をしらべた。その結果、コントラスト関数の減衰は同一の空間周波数 w をもった結晶格子像のコントラスト減衰と一致する。したがって結晶格子像の撮影によって、電子顕微鏡の分解能の測定が可能である。実際に種々の試料を撮影して上記の関係をしらべた。

1. 結 言

金の結晶格子による $1.18\text{\AA}$ の分解能記録⁽¹⁾をはじめとして、ここ数年間における電子顕微鏡の分解能向上⁽²⁾はめざましいものがある。応用面でも、たとえば分子生物学のように、分子を直接観察する手段として電子顕微鏡に寄せる期待は大きいものがあり、高分解能の重要性はますますたかまりつつある。これに対して分解能の理論的な考察や実際に分解能を測定する方法は、1940年代あるいは1950年代前半、すなわち、分解能が $10\text{\AA}$ よりも低かった時代に確立されたものが、依然としてそのまま用いられている現状である。現在のように分子や原子の大きさが問題となる時代には、これらの古い考え方は現実よりかなりずれた面もあって、電子顕微鏡の分解能に対する正しい評価を阻げるおそれがある。

最近、光学のほうでは、光学系の特性を表現する手段として従来の分解能の概念に代わって情報伝達理論が盛んに用いられるようになってきた。筆者はこの理論にしたがって電子顕微鏡の分解能を新しい観点から考察するとともに、実際に撮影された例をもとにして検討を行なったので、以下その大要を述べる。

2. 従来の理論分解能と分解能測定法

まず従来の電子顕微鏡の理論分解能について、Scherzer 氏の理論⁽³⁾にしたがって述べる。

一般に顕微鏡の分解能は、「きわめて接近して存在する2物点を、像において2物点として識別し得る最小の距離」によって定義されている。レンズの収差が無視できる場合でも、点の像は点にならずに Airy pattern と呼ばれる広がりをもった回折像をつくる。2個の Airy pattern が像面で接近すると、相互に重なり合うので2点として識別できなくなる。この限界が分解能で、電子顕微鏡のように可干渉性の照明の場合には

$$d = 0.8 \frac{\lambda}{\sin \alpha_0} \quad (1)$$

で与えられている^{(4)*}。 λ は波長、 α_0 は対物レンズの開き角である。

電子レンズでは光学レンズのように球面収差の補正ができないので、開口角を十分に小さくとる必要がある。Scherzer 氏は試料モデルとして無限に小さいピンホールを仮定し、波動光学的に球面収差の影響を見積った。球面収差や焦点はずれがあると、波面がレンズを通過する際に軸対称な位相の遅れを生ずる。波面位相は光軸に

表1 種々の球面収差(C_s)のときの分解能(d)、開口角(α_0)、最適焦点の外れ(Δf)を示す。

C_s (mm)	4.0	2.0	1.5	1.0	0.5
d (Å)	4.0	3.4	3.1	2.8	2.4
α_0 (rad)	7.8×10^{-3}	9.3×10^{-3}	9.8×10^{-3}	11×10^{-3}	13×10^{-3}
Δf_0 (Å)	1,220	860	740	610	430

$\lambda = 0.037\text{\AA}$ (100 kV)

近いところではほぼ一定、離れるにしたがって急激に変化する。Scherzer 氏は位相がほぼ一定の領域を理想的なレンズ、位相が急激に変化をする領域は結像に寄与しない(絞りでおおったことと同じ)と仮定して、有効開口角 α_0 を次式のように与えた。

$$\alpha_0 = 1.4 \lambda^{1/4} C_s^{-1/4} \quad (2)$$

したがって、(2)式を(1)式に代入して、分解能として

$$d = 0.6 \lambda^{3/4} C_s^{1/4} \quad (3)$$

が得られる^{**}。 C_s は対物レンズの球面収差係数で、表1に種々の収差係数のときの分解能を示した。これが従来、一般に認められて来た理論分解能である。

一方、実際に分解能を測定する方法として、(1)白金などの重金属を薄い支持膜の上に真空蒸着した、いわゆる蒸着粒子試料を用いる方法と、(2)結晶の格子像を観察する方法とがある。(1)の方法は粒子間の最小距離を測定するもので、さきに述べた分解能の定義にかなっているのも、一般に公認されている方法である。ただ、粒状像と電子線の統計的な変動によるノイズ(付記参照)とを区別するために、同一視野を数枚連続して撮影することが規定されている⁽⁵⁾。(2)の方法は、結晶の格子間隔が正確に知られているので倍率誤差を生じない、像の規則的な周期性が知れているので電子ノイズと区別しやすい、数オングストロームの間隔でも十分に高いコントラストが期待できる、などの長所があるが、形像的に球面収差や非点収差の影響を受けないことの理由から、一般には、認められるまでには至っていない。

Scherzer 氏が用いたピンホール・モデルは、像が振幅コントラストによって形成されることが想定されている。また、蒸着粒子の像は、電子線の散乱吸収によってコントラストがつくことが期待されている。しかし最近のように分解能が数オングストロームになると、試料による電子線の散乱吸収はほとんど無視できるといって小さいので、像は主として位相差コントラストによって見えることになる。したがって、電子顕微鏡の分解能も、位相差コントラストに

^{**} 係数として0.4が用いられる場合があるが、これは非干渉照明の場合であって非現実的である。

* 日立製作所中央研究所

* 非干渉照明の場合には係数として0.61が用いられている。電子顕微鏡では非干渉照明を得ることがむずかしいので(1)式を用いるべきである。非干渉照明とは $\beta_0 \geq \alpha_0$ 、干渉照明の条件は $\beta_0 \ll \alpha_0$ (β_0 : 試料照射角) である。

よる形像に基づいて検討し直されねばならない。

3. 光学系のレスポンス関数

位相差コントラストによる電子顕微鏡像の形成を記述するとき、光学系の情報理論あるいはレスポンス関数⁽⁶⁾⁽⁷⁾を用いると便利である。この章および次章では、主として Hanszen 氏^{(8)~(10)}の論文にもとづいて光学系のレスポンス関数、および位相差コントラスト透過関数について述べる。

光学系のレスポンス関数は電気通信の分野で発展した情報理論を光学系に適用したもので、光学系の分解能をはじめとして像の性質などを表示するのに適している。いま簡単のために、物面および像面の座標(1次元を考える) u, u' を共役な物・像点に対して $u=u'$ の関係にあるように選ぶものとする。物面 u にある点光源の像強度分布を $h(u'-u)$ とすると、強度分布 $f(u)$ で表わせる物体の像面における強度分布 $g(u')$ は

$$g(u') = \int_{-\infty}^{\infty} f(u) \cdot h(u'-u) du \quad \dots\dots\dots (4)$$

である。一方、 $f(u), g(u'), h(u)$ のフーリエ変換を $F(w), G(w), H(w)$ とすると、フーリエ積分の Convolution の定理により、(4)式から

$$G(w) = F(w) \cdot H(w) \quad \dots\dots\dots (5)$$

の関係が得られる。像強度分布のフーリエ変換 $G(w)$ は、物面の強度分布のフーリエ変換 $F(w)$ と点光源の像面における強度分布のフーリエ変換 $H(w)$ との積に等しい。このことは、任意の物体の強度分布は種々の空間周波数 w をもった正弦波形(長さの周期を d とすると、 $w=1/d$)の強度分布の重ね合わせとして表わされ、その各周波数のフーリエ成分は、 $H(w)$ という透過率をもつ光学系を通過すること、さらに像の強度分布は、光学系において変調された各フーリエ成分を再び重ね合わせることによって表現できることを意味している。光学系の特性は点光源の像のフーリエ変換 $H(w)$ によって表示することができ、 $H(w)$ は一般にレスポンス関数と呼ばれている。

電子顕微鏡のように光学系が可干渉性照明(平行照明)の場合には、強度ではなしに位相を考慮した振幅に対して前記の関係が成立する。また、物体のフランホーファ回折像が対物レンズの出射瞳(レンズの後焦点面)に生ずるが、出射瞳の座標を ξ とすると

$$\xi = f_0 \lambda w \quad (f_0: \text{対物レンズの焦点距離})$$

の関係により、回折像の振幅は物体の振幅のフーリエ変換 $F(w)$ と一致する。また、レスポンス関数 $H(w)$ は、レンズの瞳関数そのもので与えられる。レンズに収差や焦点の外れがある場合には、波動がレンズを通過する際に波面の位相が変化するので、

$$H(w) = \exp\left[2\pi i \frac{W(w)}{\lambda}\right] \quad \dots\dots\dots (6)$$

のようになる。ここで $W(w)$ は波面収差と呼ばれ、球面収差 C_s と焦点のはずれ Δf_0 によって

$$W(w) = \frac{1}{4} C_s \lambda^4 w^4 - \frac{1}{2} \Delta f_0 \lambda^2 w^2 \quad \dots\dots\dots (7)$$

のように与えられる⁽³⁾。

像面において実際に観察できるのは波動の強度 $I(u')$ である。像面における振幅を $g(u')$ とすると、像は

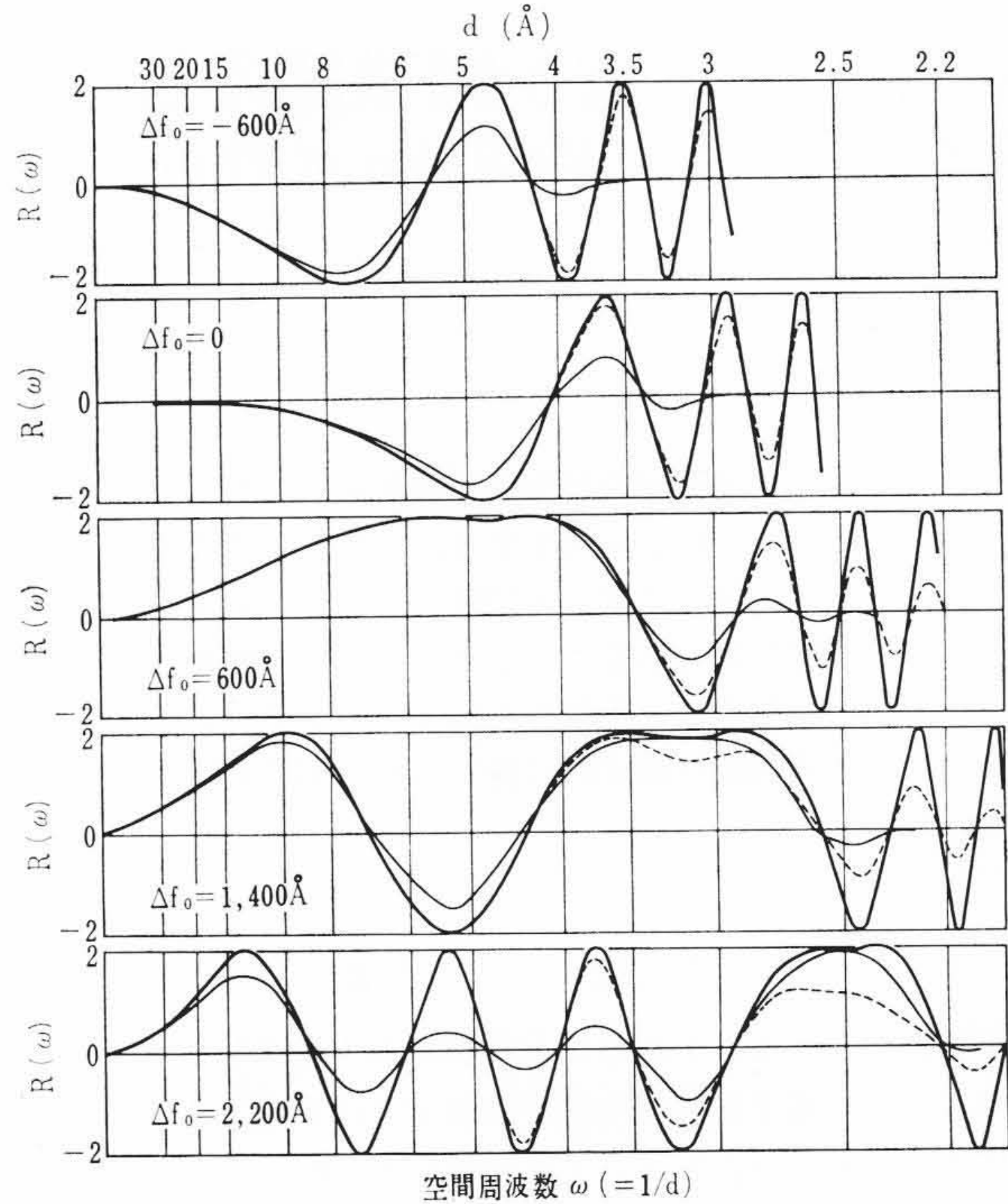
$$I(u') = |g(u')|^2 = g(u') \cdot g^*(u') \quad \dots\dots\dots (8)$$

で与えられる。

4. 位相差コントラスト透過関数

物面における波動の振幅分布は、一般に

$$f(u) = A(u) \exp[i\phi(u)] \quad \dots\dots\dots (9)$$



太線：色収差、照射角の影響を無視した場合
点線：色収差(焦点変動 150 Å)のある場合
細線：照射角($\beta_0=1 \times 10^{-3}$ rad)のある場合

図1 位相差コントラスト透過関数の例

で表わせる。電子顕微鏡試料、とくに 10 Å よりも小さい物体を問題にする試料では、電子線の散乱吸収による振幅変化は無視($A(u)=1$)でき、また位相変化の分布も小さいので、

$$f(u) = 1 + i\phi(u) = 1 + i \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(w) \exp[2\pi i w u] dw \quad \dots\dots (10)$$

のように表わせる。レンズのレスポンス関数が(6)式で与えられるものとする、像面における振幅分布は、

$$g(u') = 1 + i \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(w) \exp\left[2\pi i \frac{W(w)}{\lambda}\right] \cdot \exp[2\pi i w u'] dw \quad \dots\dots\dots (11)$$

である。したがって像の強度分布は、高次の項を省略して

$$I(u') = 1 + \int_{-\infty}^{\infty} R(w) \cdot \Phi(w) \exp[2\pi i w u'] dw \quad \dots\dots\dots (12)$$

ただし、

$$R(w) = -2 \sin\left(2\pi \frac{W(w)}{\lambda}\right) \quad \dots\dots\dots (13)$$

が得られる。

(10), (12)式の比較から、 $R(w)$ は物体の位相分布と像面におけるコントラスト分布^{***}との比例関係を示し、位相差コントラスト透過関数と呼ばれている。物体の位相分布(あるいは位相構造)は、 $R(w)$ を通してはじめて像として観察できることになる($|f(u)|^2 \neq 1$ 、したがって物体の強度分布にはコントラストはない)。 $R(w)$ の正、負はコントラストの正、負すなわち、像における白、黒に対応する。

図1は、種々の Δf_0 に対する位相差コントラスト透過関数 $R(w)$ を示したものである(太い実線)。

このように像のコントラストは、 w のとびとびの領域において高くなる。以下、これらのコントラスト領域を、空間周波数 w の低い

*** 干渉しまのコントラストは一般に

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

で与えられている。(14)式において w のフーリエ成分のみを考慮すると、像のコントラストは、 $C_w = R(w) \Phi(w)$ で与えられる。

ほうから第1コントラスト帯(正あるいは負),第2コントラスト帯,また,不足焦点($\Delta f_0 > 0$)であらわれる幅の広いコントラスト領域を最大コントラスト帯(正あるいは負)と呼ぶことにする。

5. 位相差コントラスト透過関数に基づく分解能

この章では位相差コントラスト透過関数に基づいて,電子顕微鏡像の分解能を考察しよう。

図1の太線で表わされた位相差コントラスト透過関数 $R(w)$ は,高い空間周波数領域までコントラスト帯が存在する。したがって,直接,球面収差のために像のコントラストが減衰するようなことはない。ただ w の高い領域では球面収差により $R(w)$ の振動が激しいので,数個以上のコントラスト帯にまたがるようにフーリエ成分をもつ試料では,相互にコントラストが相殺されて像が観察できないこともある。結晶のように,ある特定の空間周波数に限られたフーリエ成分をもつ試料では,コントラスト帯の幅が狭くても十分に高いコントラストが期待できる。

次に色収差について考察しよう。加速電圧やレンズ励磁電流に変動がある場合には,焦点距離が時間 t とともに変動するので,露出時間 t_0 の間に撮影される像の強度は

$$\bar{I}_c(u') = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} I\{u', \Delta f_0(t)\} dt \quad (14)$$

のようになる。すなわち,焦点距離の変動により

$$\bar{R}_c(w) = -\frac{2}{t_0} \int_0^{t_0} \sin \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{C_s}{4} \lambda^4 w^4 - \frac{\Delta f_0(t)}{2} \lambda^2 w^2 \right] dt \quad (15)$$

のように減衰すると考えてよい。図1の点線は,焦点距離が撮影中に $150 \text{ \AA}$ 変動すると仮定した場合の $\bar{R}_c(w)$ を示す。コントラストの減衰 $\bar{R}_c(w)/R(w)$ は, w の空間周波数をもつ結晶格子像のコントラスト減衰^{(2),(11)}とまったく等しい。

電子顕微鏡では,試料を照射するビームに, $1 \times 10^{-3} \text{ rad}$ 程度の開き角があるので,この影響を考える必要がある。図1の細実線は, $\beta_0 = 1 \times 10^{-3} \text{ rad}$ のときのコントラスト減衰を示す。図のように,幅の狭いコントラスト帯は照射ビームの開き角によってほとんど消失するが,最大コントラスト帯では,依然として高いコントラストを示している。

この幅の広い最大コントラスト帯は,波面収差による位相変化が w に対してもっともフラットな特性を示す領域,すなわち $W(w)$ が極大となる w_0 の近傍で生ずる。 w_0 は $dW(w)/dw = 0$ により,

$$w_0^2 = \frac{\Delta f_0}{\lambda^2 C_s} \quad (16)$$

で与えられる。さらに $R(w_0)$ が最大のコントラスト ($R(w_0) = \pm 2$) になる条件では,

$$\frac{2\pi}{\lambda} W(w_0) = \pi \left(\frac{1}{2} + n \right) \quad \text{ただし } n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (17)$$

したがって最大コントラスト帯の生ずる焦点 ($\Delta f_{0,0}$) は, (16), (17) 式より

$$\Delta f_{0,0}^2 = -\lambda C_s (2n+1) \quad (18)$$

である。(18)式より n は負でなければならないから,最大コントラスト帯は $W(w_0) < 0$, すなわち $\Delta f_{0,0} > 0$ (不足焦点) においてのみ起こり得る。

$n = -1$ のとき,最大コントラスト帯は第1コントラスト帯と重なる。興味深いことに, $n = -3$ のとき(第3コントラスト帯(正)と重なる),

$$\frac{1}{w_0} = d_0 = 0.67 \lambda^{\frac{3}{4}} \cdot C_s^{\frac{1}{4}} \quad (19)$$

となり, Scherzer 氏の求めた理論分解能の式(3)ときわめてよい一

致を示す。ただ前式では, w_0 の領域でコントラスト透過が最大になることを意味しているのに対して, Scherzer 氏の理論式の場合には, w がほぼ, $0 \rightarrow w_0$ の範囲で透過が一定であることを仮定しているので,形像上はまったく異質のものである。しかし, $n = -3$ の最大コントラスト帯を実際の写真のうで示し得る電子顕微鏡は,球面収差以外の収差や像障害の影響はこれよりも十分に小さいことが明らかなので,もし Scherzer 氏のようなピンホール試料が存在するならば(3)式の理論分解能を現実に示すことができるにちがいない。

最大コントラスト帯が生ずるときの w_0 と Δf_0 は(16)式で与えられているが,この関係は $w = 1/d$ の関係から $\Delta f_0 = \lambda^2 C_s / d^2$ となって,周期 d の結晶格子像を最大コントラストで撮影する焦点条件⁽¹¹⁾とも一致している。このように,位相差コントラスト像の分解能が結晶格子像の分解能とまったく一致することは,すでに4.で示したように,物体の像が種々の空間周波数 w をもつ正弦波形の像(格子像^{xxxx})の重ね合わせによるものであることから,きわめて当然といわねばならない。

6. 電子顕微鏡像の撮影例

この章では実際に電子顕微鏡で撮影された写真をもとにして,前章までに述べてきた位相差コントラスト透過理論の正当性について検討しよう。

写真はすべて HU-11B 形電子顕微鏡を用い,加速電圧 100 kV ($\lambda = 0.037 \text{ \AA}$),直接倍率 $200,000$ 倍で撮影されたものである。撮影時には特に,非点収差の補正,試料ドリフト,コンタミネーションの除去に意を用いた。

写真1はカーボン蒸着膜の through focus 像である。写真中の大きい黒い塊りはカーボン膜に付着した金の蒸着粒子である。この一連の写真に見られるように,カーボン膜の粒状像は撮影する焦点によって変化しており,しかも1枚の写真ではある特定の大きさの粒状像がコントラストよく見えている。このことは図1に示すように,カーボン膜の構造のうち特定のフーリエ成分が焦点によって選択的に透過して写像されたことを意味する。写真(a)では金結晶に(111)格子像($d = 2.35 \text{ \AA}$)が観察でき,最大コントラスト帯が $w = (2.35 \text{ \AA})^{-1}$ の近傍に生じた場合と考えられる。(b)では $12 \text{ \AA}$ と $3 \text{ \AA}$ の2種類の粒状像が重なって見えており,小さいほうの数値はほぼ Scherzer 氏の理論分解能を示すものと考えてよいだろう。(c)の焦点は図1の $\Delta f_0 = 600 \text{ \AA}$ に相当するもので,比較的 w の広域にわたってフラットな透過を示すために粒状像はフィラメント状に見えている。(d), (e)はそれぞれほぼ正焦点,過焦点の像で,いずれも図1のコントラスト透過関数によって像を説明することができる。

写真2は酢酸ウラニル ($\text{UO}_2(\text{CH}_3\text{COOH})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) を電子線照射によって酸化ウラン (UO_2) に還元した試料の像である。写真では酸化ウランの(111)格子像($d = 3.15 \text{ \AA}$)が鮮明に観察でき,しかも支持膜であるコロジオン膜(白い部分)にも約 $3 \text{ \AA}$ 粒状像が選択的に写像されている。このことは格子像でも粒状像でも空間周波数が同じならば,同一焦点のときに同じようなコントラストが得られることを示している。

写真3は酸化モリブデン (MoO_3) 結晶の像である。この結晶は強い電子線照射によって格子が乱れ,結晶性を失っている。しかし図中の電子回折像が示すように,この試料は結晶の単位胞を単位としてもとの結晶軸に沿った分子配列の傾向が残っており, $w = (3.8 \text{ \AA})^{-1}$ 近傍に強いフーリエ成分を示している(回折像中の矢印)。したがって,この成分をよく透過する焦点で撮影すると,この試料

xxxx ここでは,格子像が位相差コントラストにより結像されていることを想定している。

特有の構造がコントラストよく観察できる。(a), (b), (c)は同一視野を異った焦点で撮影した写真であるが、(a)において結晶軸に沿って約3.8Åの比較的規則性のある粒状構造が見える。

写真4は pyrophyllite 結晶 ($\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 4\text{SiO}_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$) をC軸に沿って観察した像である。この結晶は軽元素で構成されているので厚さが薄い場合には電子線の反射が弱く、(10)式で表わせる弱い位相物体と考えてよい。したがって格子像も位相差コントラストによって形成される。写真は3回対称(120°)で交わる{020}格子面の像($d=4.57\text{Å}$)だが、(a)(b)において焦点が異なるためにコントラストの反転が認められる。(a')(b')の写真は結晶が2枚上下に重なっているために生じたモワレ像で、ここでも焦点によるコントラスト反転が見られる^{xxxxx}。

7. 実際的な分解能測定法

分解能が問題になるような微細な像はほとんど位相差コントラストによって形成されるので、分解能測定も位相差コントラスト像に基づいてなされるべきである。図2に示したカーボン膜は焦点によって種々の大きさの粒状像を示すので測定に適している。これを through focus で撮影し、最小の粒状間隔を測定すればよい。写真(b)のように2種類の大きさの粒状像が同時に現われる場合には、コントラストのよい、小さいほうの粒子間隔が Scherzer 氏の理論分解能と数値的に一致するので興味がある。

このように粒状像から分解能を測定する場合に、(1)倍率の誤差、(2)電子線ノイズの影響について注意する必要がある。従来(1)については撮影者のデータを信用するほかに、今までにも故意に倍率を偽り問題となったケースがあった。このような曖昧さを避けるために、写真の倍率を客観的に表示する手段が必要である。この点、図2の試料は金の結晶格子像が同一視野に撮影されているので((a)矢印)、格子間隔から倍率の較正ができ正確なデータを示し得る。今後、この例のように、格子間隔のはっきりした結晶をカーボン膜と同一視野に撮影して、倍率を客観的に表示できるようにすべきである。

(2)の影響は従来、同一視野を2枚連続して撮影することによって避けてきたが、最近のように撮影倍率が高くなると電子線照射による試料変化が激しく、同一視野を時間を置いてまったく等しい条件で撮影することはほとんど不可能になりつつある。撮影倍率を十分に高くすると電子線ノイズの影響を無視できるようになるので、このときには1枚の写真でもノイズの影響なしに分解能の測定ができる(必要倍率については付記参照のこと)。

次に結晶格子像による分解能測定について検討してみよう。まず位相差コントラスト像は(10)~(12)式で表わされるように、試料の構造を1度フーリエ分解し、その成分をそれぞれ透過率 $R(w)$ で変調して再合成したものと考えることができる。すなわち、レンズ系の透過率 $R(w)$ を知ることによって、そのレンズ系の特性を知ることができ、また、 $R(w)$ の w に対する限界が分解能である。結晶格子は w なる空間周波数の単一フーリエ成分をもった試料であるから、その像のコントラストは、まさに $R(w)$ で表わせる。したがって種々の格子間隔の格子像を撮影して、そのコントラストが減衰する限界から分解能を知ることができる。つまり、結晶格子像の撮影によってレ

ンズ系の分解能測定が可能である。ただし、ここで述べた結晶格子は弱い位相物体であることを想定しており、レンズ系が光軸に対して回転対称であることから、結晶格子は図5に示すように、3回以上の対称性を示すものであることが必要である。この点に注意すれば、格子像の場合には試料の格子間隔が知られているので先に述べたような倍率を誤認する懸念はなく、また、像は規則的な配列を示すので電子線ノイズと試料像との区別が容易である、などの利点があり、カーボン膜などの試料を用いた分解能測定法よりも実用的である。

8. 結 言

最近のように電子顕微鏡の分解能が高くなって来ると、それに応じた像の形成や分解能について考察を行なう必要がある。観察の対照が10Åよりも小さい領域では、像は主として位相差コントラストによるものであるから、本論文では分解能を位相差コントラストに基づいて再検討した。像の位相差コントラストはレンズ系の位相差コントラスト透過関数 $R(w)$ によって表わされ、分解能も $R(w)$ の減衰によって表わすことができる。 $R(w)$ は色収差、照射ビームの開き角によって減衰し、その度合いは空間周波数 w の結晶格子像のコントラスト減衰と同一である。したがって、結晶格子像のコントラストから、電子顕微鏡の分解能を知ることができる。終わりに臨み電子顕微鏡像の撮影に協力していただいた本多幸雄君に感謝の意を表する。

参 考 文 献

- (1) T. Komoda: Japan. J. appl. Phys., 5, 1120 (1966)
- (2) T. Komoda: J. Electronmicroscopy, 15, 179 (1966)
- (3) O. Scherzer: J. Appl. Phys. 20, 20 (1949)
- (4) M. Born: Principles of Optics, London, Pergamon (1965)
- (5) E. Ruska: Proc. 3rd Int. Conf. on Electron Microscopy, London, 673 (1954)
- (6) 久保田広: 科学, 26, 285 (1956)
- (7) 久保田広: 写真レンズとレスポンス関数, カメラ工技研組合 (1956)
- (8) K.-J. Hanszen: Z. angew. Phys., 16, 477 (1964)
- (9) K.-J. Hanszen: Z. angew. Phys., 19, 215 (1965)
- (10) K.-J. Hanszen: Z. angew. Phys., 20, 427 (1966)
- (11) T. Komoda: J. Electronmicroscopy, 13, 3 (1964)

付 記:

電子ノイズと撮影倍率

電子はまったく任意に写真乳剤面上に到達するので、統計的に電子密度に変動がある。電子エネルギーが十分に高い(>50 KeV)場合には、1個の電子は少なくとも1個の銀粒子を感光し得るので、電子線の統計変動がそのまま乳剤黒化度のムラとなって現われる。この影響が電子線ノイズと呼ばれるものである。

いま乳剤面上に面積 $S(=d^2)$ の領域を考え、露出時間中にこの領域に到達する電子数を n とすると、電子数の統計的変動(ノイズ)は $\Delta n = \sqrt{n}$ である。したがって、乳剤面上には面積 S を単位として $C = \sqrt{n}/n$ のコントラストをもった粒状ノイズが現われる。乳剤を黒化 ($D=1.0$) するのに必要な単位面積あたりの電子量を Q とすると、

$$d = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{e}{Q}} \dots\dots\dots (20)$$

である。F. G. フィルムを使用するものとする、 $Q=5 \times 10^{-11}$ クーロンであるから、 $C=2\%$ (写真乳剤で検出可能な最低コントラストは2~3%といわれている)とすると、ノイズ粒子の大きさ d は約30μである。安全を見積っても、乳剤上で60μよりも大きい粒子像は試料による像と考えてよい。たとえば、3Åの分解能を測定するためには、直接倍率を200,000倍に選ばばよいことになる。この論文に掲載した写真はいづれも直接200,000倍以上で撮影されており、事実、これらの写真に、すべて共通するようなバック・グラウンド・ノイズを見いだすことは難しい。

^{xxxxx} Pyrophyllite 結晶でも結晶の厚さが十分に厚く、しかも2個の{020}面が同時に Bragg の条件を満足している場合には3回対称の格子像が現われる。このとき試料は(10)式のような弱い位相物体とは考えられない。実際、焦点を変え、格子像は横方向に変移するのみでコントラストの反転は生じない。

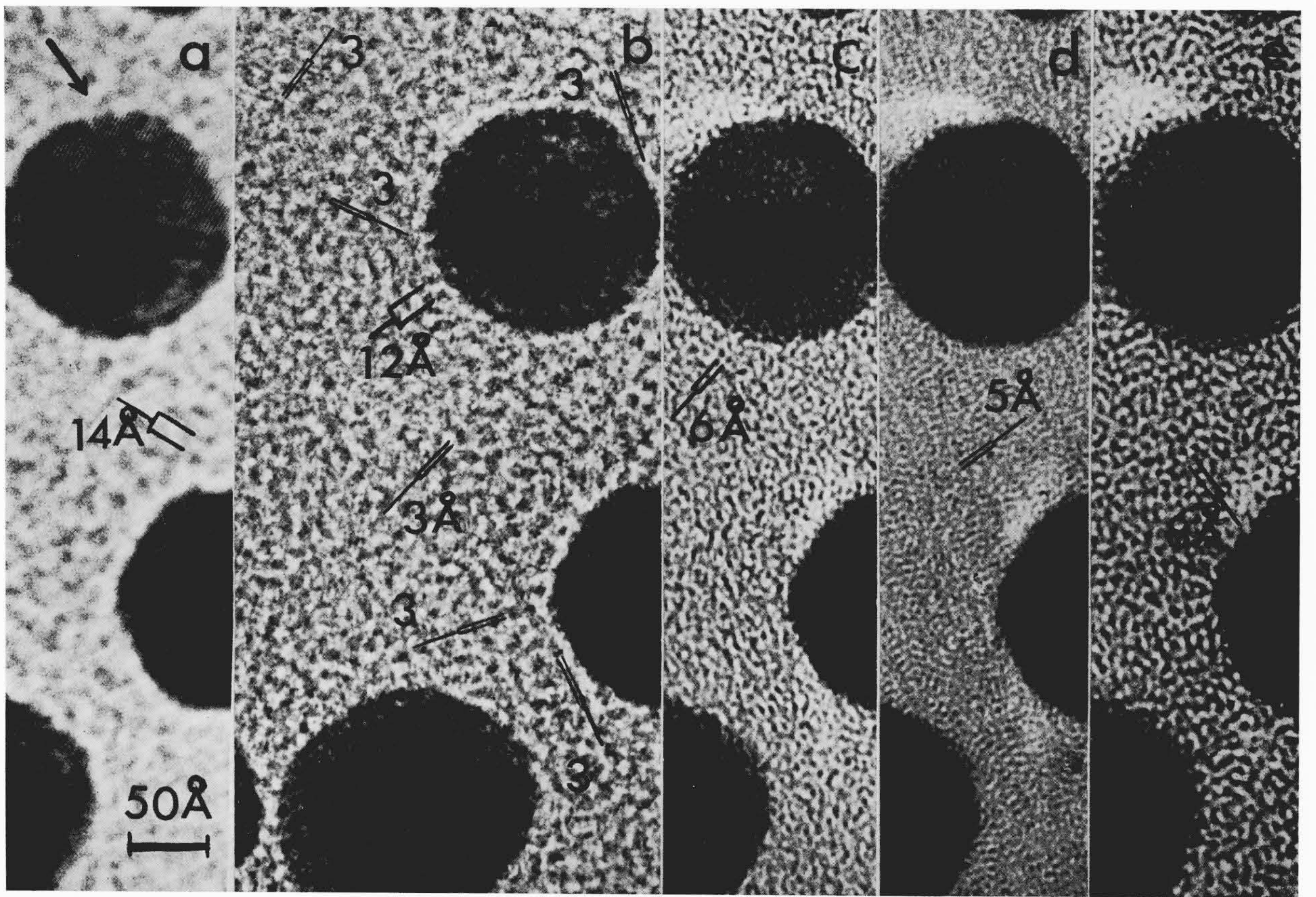


写真1 カーボン膜の位相差コントラスト像。大きい黒い塊りは金の蒸着結晶粒子

a: $\Delta f_0 = 2,400 \text{ \AA}$, 金の結晶に (111) 格子像が見える (矢印) b: $\Delta f_0 = 1,200 \text{ \AA}$
c: $\Delta f_0 = 400 \text{ \AA}$ d: $\Delta f_0 = 0$ e: $\Delta f_0 = -400 \text{ \AA}$

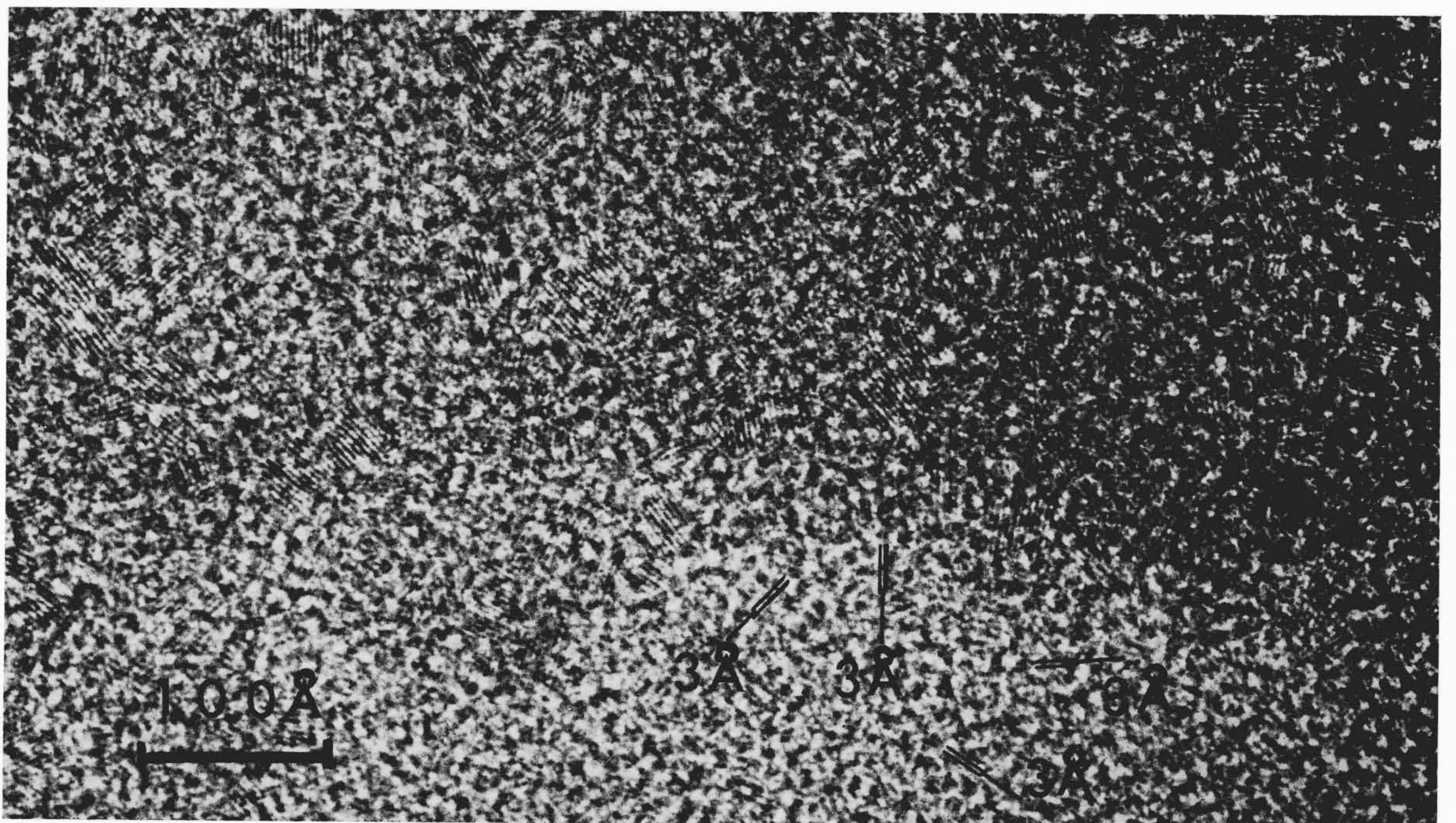


写真2 強い電子照射を受けた酢酸ウラニルの像。格子像は酸化ウランの (111) 面 ($d = 3.15 \text{ \AA}$) を示す。

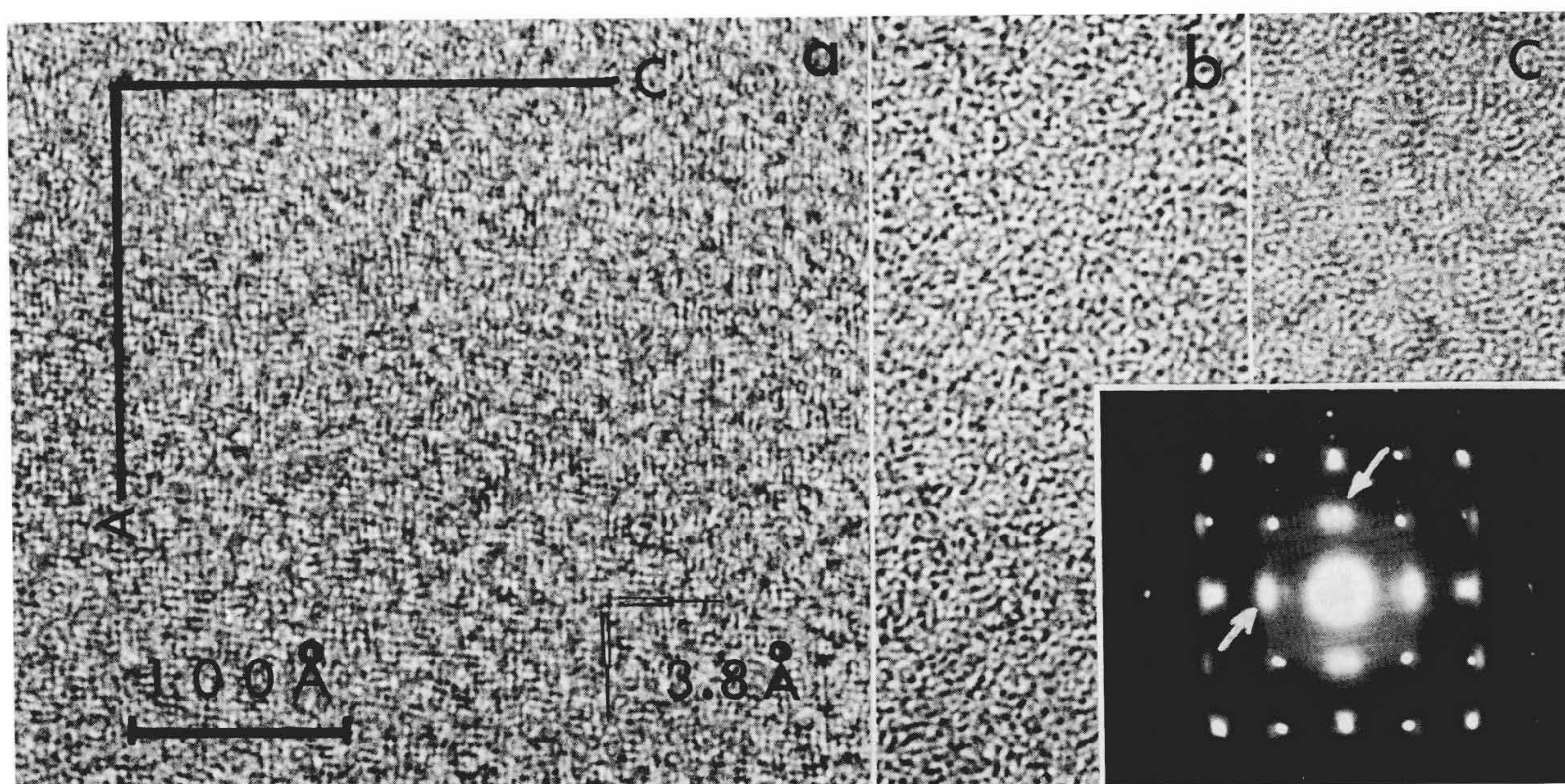


写真3 酸化モリブデン結晶の像。電子照射により結晶性は失われている。

(a)(b)(c)は同一視野の through focus 写真

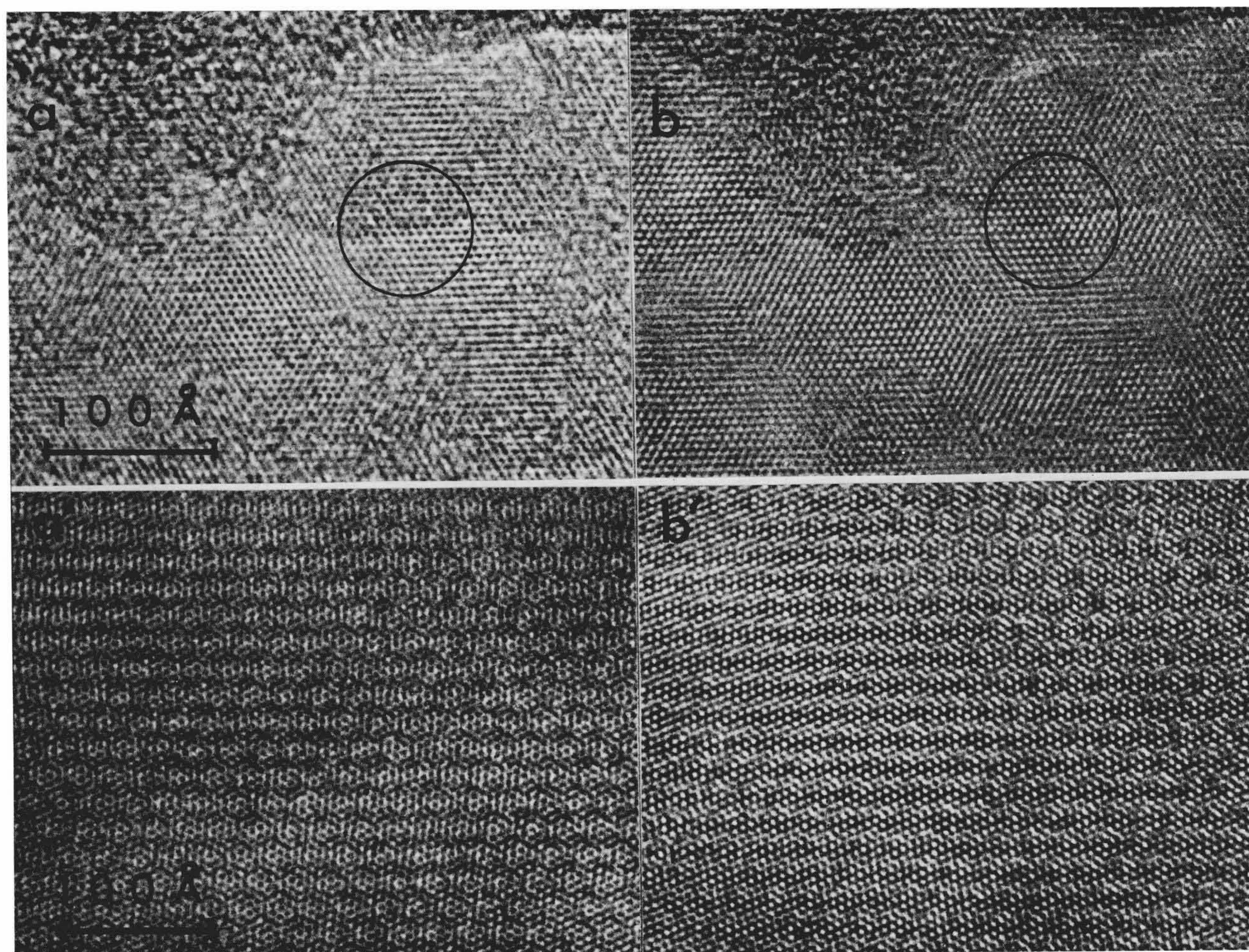


写真4 Pyrophyllite 結晶の格子像 ($d=4.57 \text{ \AA}$)

(a)(b)は同一視野だが焦点が異なる。(a')(b')は結晶が重なっているために生じたモワレ像