

回折現象の動力学

- 透過電子顕微鏡学における動力学的回折理論の基礎-Basis of Dynamical Theory of Electron Diffraction in Transmission Electron Microscopy

> 赤瀬善太郎^{東北大学} _{多元物質科学研究所} Zentaro Akase 講師

し はじめに

回折現象を考えるうえで、試料中で一回散乱を受けた散乱 波だけで考える回折理論を運動学的回折理論(kinematical theory of diffraction)といい、それに対し、複数回の多重 散乱を考慮する回折理論を動力学的回折理論(dynamical theory of diffraction)という。特に電子回折では、電子と物 質の相互作用が大きいため、散乱強度の解釈には動力学的回 折理論が必要となる。

本稿では透過電子顕微鏡学における運動学的回折理論について述べたのち、動力学的回折理論の代表的な3つの手法、 すなわち(a)波動光学に基づいたHowie-Whelanの微分方程 式を解く手法、(b)シュレディンガー方程式から出発し行列 の固有値問題を解くBethe法、(c)波動光学に基づき、像お よび回折強度を試料厚さ方向に逐次計算するマルチスライス 法について概説し、最後に動力学的回折効果を積極的に利用 した解析手法についていくつか簡単に紹介する。

2 運動学的回折理論

運動学的回折理論では、回折波の確率振幅は、電子が試料の 中のある一点で一度だけ散乱して観測点にたどり着いたときの 確率振幅を、試料全体の点にわたって計算して、その和をとるこ とで計算される。実際には、まず試料の深さ方向に垂直な面内 での寄与の和を計算して、次にそれを深さ方向に積分する。透 過電子顕微鏡用試料の場合、電子の寄与は主に1 nm程度の広 がりを持ったコラム内からのものがメインとなり、その外からの 寄与は位相が激しく振動するためほとんど打ち消し合う。よっ て、このコラム内からの寄与だけを考える (コラム近似)。コラム 内の深さ2における平面からの夏反射の寄与の和dφc/dzは、 となる。ここで ξ_g は消衰距離 ($\xi_g = \pi V_c \cos \theta_B / (\lambda F_g), V_c$: 単位胞の体積、 θ_B : ブラッグ角、 F_g : 結晶構造因子)、sは励 起誤差 (逆空間における逆格子点gとエバルト球の距離) で ある。運動学的理論では、g回折波の波動関数 ϕ_g は、試料の 上面 (z=0) から下面 (z=t) まで、各面からの寄与を足し合 わせたものとなる。

よってg反射の回折強度の式は、

となる。ここで上付きの*は複素共役を意味する。回折強度 I_g は結晶構造因子 F_g の自乗に比例し(:: $\xi_g \propto 1/F_g$)、試料厚 さに対しては1/sの周期で振動するなど、運動学的回折理論 でも電子回折強度や像コントラストの多くの特徴を説明でき る。しかし、例えばs=0すなわちブラッグ条件が満たされた とき、 $I_g \rightarrow (\pi t/\xi_g)^2$ となるため、実験では試料厚さに対して 回折強度が振動するのに対し、計算では単調に増加してしま うなど適用限界がある。

3 Howie-Whelanの微分方程式による 二波励起条件における動力学的回折理論

多重散乱を考えるとき、電子が試料内のある一点で散乱を 起こし、「かつ」、違う点でまた散乱を起こすという確率振幅 の「積」を考慮する必要がある。まず、回折波が一つだけ励起 された、透過波とg回折波の二波励起条件における多重散乱 を考える。

コラム内の深さzにある平面からのg反射への寄与 $d\phi_g/dz$ は、多重散乱を考慮すると、

$$\frac{d\phi_g}{dz} = \frac{i\pi}{\xi_g}\phi_0 \exp\left(-2\pi i s z\right) + \frac{i\pi}{\xi_0}\phi_g \dots (4)$$

となる。右辺第一項は、式(1)と同じく透過波から散乱を起 こしてg回折波に寄与する成分であるが、式(1)との違いは 深さzにおける透過波の確率振幅 øo との 「積」 になっている 点である。右辺第二項は深さzにおけるg回折波の確率振幅 ϕ_{g} とその回折波が前方に透過する確率振幅 (i_{π}/ξ_{0}) の 「積」 である。同様に透過波方向への寄与 $d\phi_g/dz$ も下記の通り記 述できる。

$$\frac{d\phi_0}{dz} = \frac{i\pi}{\xi_0}\phi_0 + \frac{i\pi}{\xi_g}\phi_g \exp(2\pi i s z)$$
(5)

式 (4.5) の連立微分方程式をHowie-Whelanの式という。こ の形の連立微分方程式はもともと1914年C.G.Darwinによっ てX線回折の解析に導入され¹⁾、その後1961年A.Howieと M.J.Whelan によって電子線回折に応用された²⁾。この連立 方程式は、変数の置換 ($\phi_0 \exp(-\pi i z/\xi_0)$ を ϕ_0 、 $\phi_g \exp(2\pi$ $isz-\pi iz/\xi_0$) を ϕ_g とそれぞれ置きなおす) などを技巧的に行 うと、下記の2階線形常微分方程式に変形できる。

二階線形常微分方程式であるから、 ϕ_0 は $\phi_0 = \exp(2\pi i \gamma z)$ という形の特殊解を持ち、上式はγの二次方程式(特性方程 式)に変形できて、その特性方程式の解γ⁽¹⁾,γ⁽²⁾は

$$\gamma^{(1)} = \frac{\left(s + \sqrt{s^2 + \frac{1}{\xi_g^2}}\right)}{2} \qquad(7)$$
$$\gamma^{(2)} = \frac{\left(s - \sqrt{s^2 + \frac{1}{\xi_g^2}}\right)}{2}$$

となる。よって微分方程式(6)の一般解は

と、特殊解の線形結合となる。係数C₀ はこの時点では任意 定数である。回折波も同様に

と記述できる。ただし $C_{g}^{(j)} > C_{0}^{(j)}$ の間には $C_{g}^{(j)} / C_{0}^{(j)} = 2\xi_{g}\gamma^{(j)}$

という関係がある。ここで、透過波と回折波の強度を足すと 1になるようにC_aとC_oを規格化する、すなわち、

$$C_0^{(1)2} + C_e^{(1)2} = C_0^{(2)2} + C_e^{(2)2} = 1$$
(10)

となるように $C_0^{(j)}$ の値を決める。

上記で得られたCと y を用いると、Howie-Whelanの式を 満たす波動関数として次の二つの独立した解(ブロッホ波) が記述できる。

$$b^{(1)}(\mathbf{k}^{(1)},\mathbf{r}) = C_0^{(1)} \exp\left(2\pi i \mathbf{k}^{(1)} \cdot \mathbf{r}\right) + C_g^{(1)} \exp\left(2\pi i (\mathbf{k}^{(1)} + \mathbf{g}) \cdot \mathbf{r}\right)$$

$$b^{(2)}(\mathbf{k}^{(2)},\mathbf{r}) = C_0^{(2)} \exp\left(2\pi i \mathbf{k}^{(2)} \cdot \mathbf{r}\right) + C_g^{(2)} \exp\left(2\pi i (\mathbf{k}^{(2)} + \mathbf{g}) \cdot \mathbf{r}\right)$$

(11)

ここで屈折の効果を含めた結晶内の入射電子の波数ベクトル をKとすると、(k-K)のz成分が γとなる。結晶中の電子の 波動関数Ψ^Tはブロッホ波(1)とブロッホ波(2)の線形結合 となる。

ブロッホ波の励起係数 α⁽¹⁾ と α⁽²⁾ は、境界条件(試料の上面 では透過波強度が1になり、回折波強度が0になるという条 件) より決まる。なお、

$$w = s\xi_{g}$$

$$\cot \beta = w$$
(13)

という二つのパラメータ w、 β を定義すると、 C および a は

$$C_{0}^{(1)} = \sin \frac{\beta}{2}, \quad C_{g}^{(1)} = \cos \frac{\beta}{2}, \quad C_{0}^{(2)} = \cos \frac{\beta}{2}, \quad C_{g}^{(2)} = -\sin \frac{\beta}{2}$$

$$\alpha^{(1)} = \sin \frac{\beta}{2}, \quad \alpha^{(2)} = \cos \frac{\beta}{2}$$
(14)

.....(14)

という関係がある。g反射がブラッグ反射条件を満たしてい るとき、s=0、w=0、 $\beta=\pi/2$ であり、電子の入射方向とブ ラッグ反射面とのなす角θがブラッグ角θBよりも大きいほ うにずれている場合即ち $\theta > \theta_{\rm B}$ の時、s>0、w>0、 $\beta < \pi/2$ で ある。

最終的にg回折強度I_aは次式の通り運動学的回折理論で得 た式(3)と似た形になる。

$$I_{g} = \phi_{g} \phi_{g}^{*} = \frac{1}{w^{2} + 1} \sin^{2} \frac{\pi t \sqrt{w^{2} + 1}}{\xi_{g}} = \left(\frac{\pi}{\xi_{g}}\right)^{2} \frac{\sin^{2} \left(\pi s_{eff} t\right)}{\left(\pi s_{eff}\right)^{2}} \dots \dots (15)$$

ここで、seff は実効的な励起誤差で

である。また、有効励起誤差 s_{eff} の逆数を有効消衰距離 ξ_{geff} と よぶ。式 (15) では、ブラッグ条件を満たしたs=0の時、g回折強度は試料厚さに対し、消衰距離 ξ_{g} の周期で振動すること になる。

式(11)の状況をエバルトの作図の要領で波数空間上に描 いた図を図1に示す。図中一点鎖線の波数ベクトルの組み合 わせ (**k**⁽¹⁾ および**k**⁽¹⁾ +**g**) で示した波がブロッホ波 (1)、二 点鎖線の波数ベクトルの組み合わせ ($\mathbf{k}^{(2)}$ および $\mathbf{k}^{(2)} + \mathbf{g}$) で 示した波がブロッホ波(2)である。屈折効果を考慮した入射 電子の波数ベクトルKの始点は原点Oから半径Kの球面の 上に位置するのに対し、ブロッホ波はその球よりもγだけず れた位置にベクトルの始点がくる。いろいろな入射方位に対 し、ブロッホ波の波数ベクトルの始点を結んだ面を分散面と 呼ぶ。ブラッグ条件を満足しているところでは、分散面間の 距離は消衰距離の逆数(1/ ξ。)となる。なお、この図は透過 波と一つの回折波の二波励起状態の図であるが、後述する多 波動力学的回折理論でn個の回折波を考慮する場合、分散面 もn個生じ、n個のブロッホ波を考察することになる。電子 回折では透過波強度および回折波強度は試料の厚さに対して 振動するが、これは波数(つまり波長)わずかに異なるブロッ ホ波が足し合わさった結果、うなりが生じたものと解釈する こともできる。

4、Bethe法による多波動力学回折理論

次にBethe法による回折理論を概説する。Bethe法は結 晶ポテンシャルVの中の電子の運動をシュレディンガー



図1 ブロッホ波と分散面の模式図

方程式から求める手法であり、初めにH.Betheが考え³⁰、 後にC.H.MacGillavry⁴⁰、R.D.Heidenreich⁵⁰、N.Kato⁶⁰、 L.Sturkey⁷⁰、F.Fujimoto⁸⁰およびH.Niehrs^{9,100}らが発展された 理論である。

電子の波動関数Ψはシュレディンガーの波動方程式に従う。

ここで、mは相対論の補正をした電子の質量、eは電気素量、 hはプランク定数、Eは加速電圧である。 $V(\mathbf{r})$ は結晶ポテン シャルで、次式のようにフーリエ級数で記述できる。

$$V(\mathbf{r}) = \sum_{h} V_{h} \exp(2\pi i \mathbf{h} \cdot \mathbf{r})$$

= $\frac{h^{2}}{2me} \left(\sum_{h} U_{h} \exp(2\pi i \mathbf{h} \cdot \mathbf{r}) \right)$ (18)
= $\frac{h^{2}U_{0}}{2me} + \frac{h^{2}}{2me} \left(\sum_{h\neq 0} U_{h} \exp(2\pi i \mathbf{h} \cdot \mathbf{r}) \right)$

hは逆格子ベクトルである。フーリエ係数である結晶構造因 子*U*_eは次式で計算できる。

$$U_{g} = \frac{2m|e|}{h^{2}V_{c}}\sum_{j}f_{j}^{e}\exp\left(-2\pi i\mathbf{g}\cdot\mathbf{r}_{j}\right)\exp\left(\frac{-B_{j}|\mathbf{g}|^{2}}{4}\right)$$
....(19)

ここで f_j^e はj番目の原子の原子散乱因子で Σ は単位胞内の各 原子について行われる。 $\exp(-B_j|\mathbf{g}|^2/4)$ は温度因子と呼ばれ、 原子の熱振動等に起因した波の減衰を考慮するためのもので B_i は等方性原子変位パラメータと呼ばれる。

シュレディンガー方程式 (17) はブロッホの定理により、 次式に示すブロッホ波を特殊解に持つ。

式 (17) に結晶ポテンシャルの式 (18) とブロッホ波の式 (20) を代入し、

$$\sum_{g} \left[\left\{ K^{2} - \left(\mathbf{k} + \mathbf{g}\right)^{2} \right\} C_{g}\left(\mathbf{k}\right) + \sum_{h \neq 0} U_{h} C_{g-h} \right] \exp \left\{ 2\pi i \left(\mathbf{k} + \mathbf{g}\right) \cdot \mathbf{r} \right\} = 0$$
(22)

この式が任意のrについて成り立つには、指数の係数がすべ

て0でなければならない。よって、一連のgに対しての次式 に示す一連の連立方程式が得られる。

$$\left\{K^{2}-\left(\mathbf{k}+\mathbf{g}\right)^{2}\right\}C_{g}\left(\mathbf{k}\right)+\sum_{h\neq0}U_{h}C_{g-h}=0$$
(23)

この連立方程式が多波動力学的回折理論の基礎方程式である。本来、gとhは無限個あるが、実際の計算では求められる 計算精度に応じて有限個で打ち切る。式(23)を行列表記す ると、

$$\begin{pmatrix} |\mathbf{K}|^{2} - |\mathbf{k}|^{2} & U_{-g} & U_{-h} & \cdots \\ U_{g} & |\mathbf{K}|^{2} - |\mathbf{k} + \mathbf{g}|^{2} & U_{g-h} & \cdots \\ U_{h} & U_{h-g} & |\mathbf{K}|^{2} - |\mathbf{k} + \mathbf{h}|^{2} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{0} \\ C_{g} \\ C_{h} \\ \vdots \end{pmatrix} = 0 \quad \dots \dots \dots (24)$$

となる。ここで、図1の分散面の図から、

 $|\mathbf{k} + \mathbf{g}| \approx K + \gamma - s_g$ (25)

と近似できることが分かる。すると、式 (24) 左辺の行列の対 角要素は

となるので、式 (24) は次式のように変形できる。



左辺左の行列は、対角要素に励起誤差(結晶方位の情報)、非 対角要素に結晶構造因子(結晶構造の情報)を含んだ正方行 列となる。式(27)は、この正方行列の固有値が γ 、固有ベク トルが C_g になるという固有値問題に帰着され、 $\gamma \geq C_g$ は固 有値問題用の科学計算サブルーチン等を利用して数値的に解 くことができる。なお、非弾性散乱による強度の減衰を考慮 するには上の行列の結晶構造因子を $U_g \rightarrow U_g + iU_g$ と虚数 成分を加えたもの(U_g の振幅は U_g の1/10以下程度に設定す る¹¹⁾)に置き換えることで実効的に取り入れることができる が、後述するようにひとまず U_g で計算したのちに、摂動理論 で得られる吸収係数をもちいて補正をしてもよい近似が得ら れる。

次にブロッホ波の励起係数 α⁽ⁱ⁾を求める。厚さtにおけるg

回折波の式

において、α⁽ⁱ⁾は境界条件に決まる。各gに対する式 (28) を 行列の形でまとめて表記すると次式になる。

$$\begin{pmatrix} \phi_{0}(t) \\ \phi_{g}(t) \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{0}^{(1)} C_{0}^{(2)} C_{0}^{(3)} & \cdots \\ C_{g}^{(1)} C_{g}^{(2)} C_{g}^{(3)} & \cdots \\ C_{h}^{(1)} C_{h}^{(2)} C_{h}^{(3)} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \exp(2\pi i \gamma^{(1)} t) & 0 & 0 & \cdots \\ 0 & \exp(2\pi i \gamma^{(2)} t) & 0 & \cdots \\ 0 & 0 & \exp(2\pi i \gamma^{(3)} t) \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha^{(1)} \\ \alpha^{(2)} \\ \alpha^{(3)} \\ \vdots \end{pmatrix}$$

$$(29)$$

右辺左の固有ベクトルからなる行列を**C**として、試料の最 上面では、透過波強度が1、回折波強度が0という境界条件を 考える、即ち、t=0、 ϕ_0 (t=0) =1、 ϕ_g (t=0) =0、 ϕ_h (t=0) =0、… を式 (29) に代入すると、



となる。よって両辺にCの逆行列をかけることでブロッホ波の励起係数 $a^{(j)}$ は



と計算できる。

g回折波の式(28)は、非弾性散乱による回折強度の減衰を 取り入れると、下記のようになる。

ここで、**q**⁽ⁱ⁾はj番目のブロッホ波の吸収係数で下記の式で計 算できる。

$$q^{(j)} = \frac{1}{2K} \left(C_0^{(j)*} C_g^{(j)*} C_h^{(j)*} \cdots \right) \begin{pmatrix} U_0 & U_{-g} & U_{-h} & \cdots \\ U_g & U_0 & U_{g-h} & \cdots \\ U_h & U_{h-g} & U_0 & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_0^{(j)} \\ C_g^{(j)} \\ C_h^{(j)} \\ \vdots \end{pmatrix}$$

....(33)

5マルチスライス法による 動力学的回折強度の逐次計算

マルチスライス法はJ.M.CowleyとA.F.Moodieにより提唱 された¹²⁻¹⁴⁾。この手法では後述するようにまず実空間での投 影ポテンシャルを作成するところから始まるので、完全結晶 からスタートするBethe法とは異なり、結晶粒界のような複 雑なモデルにおける電子波の伝播を容易に取り扱えるという 特徴があり、高分解能電子顕微鏡像の解釈によく利用される。

結晶をn個のスライスに分割し、一つのスライスの厚さを Δzとする。電子線はこのスライスにほぼ垂直に入射するも のとする。スライスへの結晶の投影ポテンシャルをV_p(**x**) と し。まず、第1スライスの上面でポテンシャルによる散乱が 起こり、それによって電子波は、次式(透過関数)のように位 相変化を起こすと考える。

$$q(x, y) = \exp\left\{-i\sigma V_p(x, y)\Delta z - \mu(x, y)\Delta z\right\}$$
(34)

ここで、 σ は相互作用定数で、 $\sigma = 2\pi m |e| \lambda/h^2$ である。 $\mu \Delta$ zは吸収の効果である。次に、第1スライス上面で小角散乱し た電子線が、第1スライスの下面まで真空中を伝播すると考 える。この散乱過程を伝播関数

$$p(x, y) = \frac{1}{i\Delta z\lambda} \exp\left\{\frac{ik(x^2 + y^2)}{2\Delta z}\right\}$$
(35)

を用いて表すと、第1スライス下面での散乱振幅ψ1は

で表される。ここで⊗はコンボリューションである。第2ス ライス下面の散乱振幅ψ₂を計算するには、入射波ψ₁が第2ス ライス上面で散乱を起こしたのちに第2スライス下面まで伝 播すると考える。すると、

$$\psi_2(x, y) = q(x, y)\psi_1(x, y) \otimes p(x, y)$$

= $q(x, y) \{q(x, y) \otimes p(x, y)\} \otimes p(x, y)$ (37)

と表せる。以下同様の操作を行うと、nスライスからなる試 料下面での散乱振幅 ψ は

$$\psi_{n}(x,y) = q(x,y) \begin{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} q(x,y) \end{bmatrix} \\ p(x,y) \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} q(x,y) \begin{bmatrix} q(x,y) \otimes p(x,y) \end{bmatrix} \\ \otimes p(x,y) \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \otimes p(x,y)$$
(38)

と逐次計算できる。この式は実空間で考えたものであるが、 フーリエ変換を利用して逆空間で演算を行うやり方もある。 上式をフーリエ変換すると、

$$\psi_n(u,v) = \begin{bmatrix} Q(u,v) \otimes \cdots \begin{bmatrix} Q(u,v) \otimes \begin{bmatrix} Q(u,v) \otimes P(u,v) \end{bmatrix} \\ P(u,v) \end{bmatrix}_2 \cdots \begin{bmatrix} P(u,v) \otimes P(u,v) \end{bmatrix}_1$$

.....(39)

となる。Q(u,v)およびP(u,v)はそれぞれq(x,y)およびp(x,y)をフーリエ変換した関数である。試料が結晶の場合、Q(u,v)は、(u,v)は逆格子ベクトルと一致するときにピークを持ち、 逆空間内で離散的になるため、式 (38) でのコンボリューションおよび積は離散的な逆格子点のみにおいて行えばよい。逆 空間では伝播関数P(u,v)は

$$P(u,v) = \exp\left\{-i\pi\lambda\Delta z \left(u^2 + v^2\right)\right\}.$$
(40)

となる。入射ビームが晶帯軸から角度 (a_x , a_y) だけ傾斜し ている場合は、式 (40) に

を乗じると、その影響を考慮することができる。

(6) 動力学的回折効果の応用

以上、電子線の動力学的回折理論の代表的な手法について 概説した(詳しくは参考文献に挙げた教科書¹⁵⁻²²⁾を参考され たい)。最後に、動力学的回折を利用した例をいくつか簡単に 紹介する。まず、式(15)から導かれる簡単な応用例として、 収束電子回折の系統列反射ディスク内のロッキングカーブよ り、試料厚さと消衰距離を見積もる方法^{23,24)}がある。Bethe 法の応用例としては収束電子回折図形の強度より、結晶構 造因子を精密に求める研究がある。これには加速電圧を変 化させたときにγが重解を持つところで回折強度に異常が 生じることを利用した臨界電圧法^{25,26)}や、回折強度を直接シ ミュレーション結果と比較する手法²⁷⁻²⁹⁾がある。また、動力 学的回折ではフリーデル則が破れることを利用して、収束電 子回折図形の対称性から結晶の空間群を決定する研究があ る³⁰³²⁾。電子チャネリングとEDXを組み合わせて固溶原子の 占有サイトを決定するアルケミ法³³³⁵⁾も、動力学的回折効果 (ブロッホ波の励起係数αの電子線入射方位依存性)を利用 した技法である。

参考文献

- 1) C.G.Darwin : Philos. Mag., 27 (1914) 315, 675.
- A.Howie and M.J.Whelan : Proc. R. Soc., A263 (1961), 217.
- 3) H.A.Bethe : Ann. Phys., 87 (1928), 55.
- 4) C.H.MacGillavry : Physica, 7 (1940), 329.
- 5) R.D.Heidenreich : J. Appl. Phys., 20 (1949), 993.
- 6) N.Kato : J. Phys. Soc. Jpn., 7 (1952), 397.
- 7) L.Sturkey: Acta Crystallogr., 10 (1957), 856.
- 8) F.Fujimoto : J. Phys. Soc. Jpn, 14 (1959), 1558.
- 9) H.Niehrs: Z. Naturf., 14a (1959), 504.
- 10) H.Niehrs : Z. Phys., 156 (1959), 466.
- C.J.Humphreys and P.B.Hirsch : Philos. Mag., 18 (1968), 115.
- 12) J.M.Cowley and A.F.Moodie : Proc. Phys. Soc., B 70 (1957), 486.
- J.M.Cowley and A.F.Moodie : Acta Cryst., 10 (1957), 609.
- 14) J.M.Cowley : Diffraction Physics. 2nd revised ed. Amsterdam, North-Holland, (1981)
- 15) P.B.Hirsch, A.Howie, R.B.Nicholson, D.W.Pashley and M.J.Whelan : Electron Microscopy of Thin Crystals, London Butterworths, (1965)
- J.C.H.Spence and J.M.Zuo : Electron Microdiffraction, Plenum Press, New York, (1992)
- 17) C.J.Humphreys : Rep. Prog. Phys. 42 (1979), 1826.
- 18) D.B.Williams and C.B.Carter : Transmission Electron Microscopy, A Textbook for Materials Science, Second Edition, Springer, (2009)

- 19) 進藤大輔, 平賀贒二: 材料評価のための高分解能電子顕 微鏡法, 共立出版, (1996)
- 20) 進藤大輔, 及川哲夫: 材料評価のための分析電子顕微鏡 法, 共立出版, (1999)
- 21) 今野豊彦:物質からの回折と結像—透過電子顕微鏡法の 基礎—, 共立出版, (2003)
- 22) 堀内繁雄:高分解能電子顕微鏡, 共立出版, (1988)
- 23) P.M.Kelly, A.Jostsons, R.G.Blake and J.G.Napier : Phys. Stat. Sol. (a) , 31 (1975), 771.
- 24) S.M.Allen : Philos. Mag., A43 (1981), 325.
- 25) 渡辺伝次郎:日本金属学会会報, 14 (1975), 482.
- 26) Y.Tomokiyo, S.Matsumura and T.Eguchi : Proc. XI th Inter. Congr. on Electron Microsc., Vol.II, Kyoto, (1986), 1085.
- 27) J.M.Zuo, M.Kim, M.O' Keeffe and J.C.H.Spence : Nature, 401 (1999) 49.
- 28) D.Morikawa, K.Tsuda, Y.Maeda, S.Yamada and T.Arima: J. Phys. Soc. Jpn., 81 (2012) 093602.
- 29) Z.Akase, Y.Tomokiyo, Y.Tanaka and M.Watanabe : Physica C, 338 (2000), 137.
- M.Tanaka and M.Terauchi : Convergent-Beam Electron Diffraction, Tokyo, Jeol-Maruzen, (1985), 144.
- H.Inui, A.Fujii, H.Sakamoto, S.Fujio and K.Tanaka : J. Appl. Cryst., 5 (2007), 241.
- 32) K.Tsuda and M.Tanaka : Applied Physics Express, 9 (2016), 071501.
- 33) J.H.C.Spence and J.Taftø : J. Microscopy, 130 (1983), 147.
- 34) S.Sakaida, Y.Shimokawa, T.Asaka, S.Honsa andY.Iwamoto : Materials Research Bulletin, 67 (2015), 146.
- 35) M.Ohtsuka, S.Muto, K.Tatsumi, Y.Kobayashi and T.Kawata : Microscopy, 65 (2016), 127.

(2016年11月21日受付)