

§ § 結晶からの X 線回折

結晶構造因子 と Laue 関数

散乱波の強度 I は

$$I = |\Psi|^2 = \Psi \Psi^* = \frac{I_0 C}{R^2} \left| \int_{\text{散乱体全体}} \rho(\mathbf{r}') e^{2\pi i (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r}'} d\mathbf{r}' \right|^2 \quad (1)$$

ここで, I_0 : 入射波強度, C : 散乱断面積に比例する定数

$$\downarrow \leftarrow \mathbf{k} - \mathbf{k}_0 = \mathbf{S} : \text{散乱ベクトル} \quad (2)$$

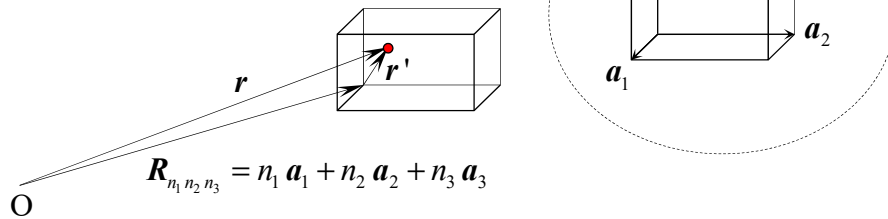
$$\downarrow \leftarrow \int_{\text{散乱体全体}} \rho(\mathbf{r}') e^{2\pi i \mathbf{S} \cdot \mathbf{r}'} d\mathbf{r}' \equiv G(\mathbf{S}) \quad (3)$$

ここで, $G(\mathbf{S})$ は $\rho(\mathbf{r}')$ の Fourier 変換 (X 線に対しては, $\rho(\mathbf{r}')$ は電子密度分布関数)

$$I(\mathbf{S}) = \frac{I_0 C}{R^2} |G(\mathbf{S})|^2 \quad \text{散乱波強度の一般式} \quad (4)$$

単位胞からの散乱

● ← 電子 電子の座標は $\mathbf{r} = \mathbf{r}' + \mathbf{R}_{n_1 n_2 n_3}$



結晶 (単位胞の数 = $N_1 N_2 N_3$) を考える. $N_1 \gg 1, N_2 \gg 1, N_3 \gg 1,$

$$0 \leq n_1 \leq N_1 - 1, \quad 0 \leq n_2 \leq N_2 - 1, \quad 0 \leq n_3 \leq N_3 - 1$$

単位胞(unit cell)の電子密度分布 = $\rho'_{UC}(\mathbf{r}')$ とする.

並進対称性は,

$$\rho'_{UC}(\mathbf{r}') = \rho'_{UC}(\mathbf{r}' + \mathbf{R}_{n_1 n_2 n_3}) = \rho'_{UC}(\mathbf{r}' + n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3) = \rho'_{UC}(\mathbf{r}) \quad (5)$$

結晶(crystal)全体の電子密度分布 = $\rho_{\text{Cry}}(\mathbf{r})$ とする.

結晶全体からの X 線散乱波の振幅 : $G(\mathbf{S})$ は 式(3)より

$$\begin{aligned}
 G(\mathbf{S}) &= \int_{\text{結晶全体}} \rho_{\text{Cry}}(\mathbf{r}) e^{2\pi i \mathbf{S} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad \text{ここで } \mathbf{S} = \frac{\mathbf{s} - \mathbf{s}_\theta}{\lambda}, \quad |\mathbf{S}| = \frac{2 \sin \theta}{\lambda} \\
 &\downarrow \leftarrow \mathbf{r} = \mathbf{r}' + \mathbf{R}_{n_1 n_2 n_3} \\
 &= \int_{\text{単位胞}} \left\{ \sum_{\text{すべての } \mathbf{R}_{n_1 n_2 n_3}} \rho'_{UC}(\mathbf{r}' + \mathbf{R}_{n_1 n_2 n_3}) e^{2\pi i \mathbf{S} \cdot (\mathbf{r}' + \mathbf{R}_{n_1 n_2 n_3})} \right\} d\mathbf{r}' \\
 &\downarrow \leftarrow \int_{\text{単位胞}} \text{と} \sum_{\text{すべての } \mathbf{R}_{n_1 n_2 n_3}} \text{を入れ替え, } \mathbf{R}_{n_1 n_2 n_3} = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3 \text{ とすると} \\
 &= \sum_{n_1=0}^{N_1-1} \sum_{n_2=0}^{N_2-1} \sum_{n_3=0}^{N_3-1} \int_{\text{単位胞}} \rho'_{UC}(\mathbf{r}' + n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3) e^{2\pi i \mathbf{S} \cdot (\mathbf{r}' + n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3)} d\mathbf{r}' \\
 &\downarrow \leftarrow \rho'_{UC}(\mathbf{r}' + n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3) = \rho'_{UC}(\mathbf{r}') \quad \leftarrow \text{並進対称性} \\
 &= \sum_{n_1=0}^{N_1-1} \sum_{n_2=0}^{N_2-1} \sum_{n_3=0}^{N_3-1} \left(\int_{\text{単位胞}} \rho'_{UC}(\mathbf{r}') e^{2\pi i \mathbf{S} \cdot \mathbf{r}'} d\mathbf{r}' e^{2\pi i \mathbf{S} \cdot (n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3)} \right) \\
 &= \int_{\text{単位胞}} \rho'_{UC}(\mathbf{r}') e^{2\pi i \mathbf{S} \cdot \mathbf{r}'} d\mathbf{r}' \sum_{n_1=0}^{N_1-1} \sum_{n_2=0}^{N_2-1} \sum_{n_3=0}^{N_3-1} \left(e^{2\pi i \mathbf{S} \cdot (n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3)} \right) \\
 &\downarrow \leftarrow F(\mathbf{S}) \equiv \int_{\text{単位胞}} \rho'_{UC}(\mathbf{r}') e^{2\pi i \mathbf{S} \cdot \mathbf{r}'} d\mathbf{r}' \quad \text{crystal structure factor} \quad (6) \\
 &\quad \text{結晶構造因子} \\
 &\downarrow \leftarrow L'(\mathbf{S}) \equiv \sum_{n_1=0}^{N_1-1} \sum_{n_2=0}^{N_2-1} \sum_{n_3=0}^{N_3-1} \left(e^{2\pi i \mathbf{S} \cdot (n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3)} \right) \quad \text{Laue's function} \quad (7) \\
 &\quad \text{Laue 関数} \\
 &\therefore G(\mathbf{S}) = F(\mathbf{S}) \cdot L'(\mathbf{S}) \quad (8)
 \end{aligned}$$

§ Laue 関数

単位胞の基本並進ベクトルを $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ とする.

各稜の方向に $N_1|\mathbf{a}_1|, N_2|\mathbf{a}_2|, N_3|\mathbf{a}_3|$ 広がった結晶を仮定する.

$$\begin{aligned} L'(\mathbf{S}) &\equiv \sum_{n_1=0}^{N_1-1} \sum_{n_2=0}^{N_2-1} \sum_{n_3=0}^{N_3-1} \left(e^{2\pi i \mathbf{S} \cdot (n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3)} \right) \\ &= \sum_{n_1=0}^{N_1-1} e^{2\pi i \mathbf{S} \cdot n_1 \mathbf{a}_1} \sum_{n_2=0}^{N_2-1} e^{2\pi i \mathbf{S} \cdot n_2 \mathbf{a}_2} \sum_{n_3=0}^{N_3-1} e^{2\pi i \mathbf{S} \cdot n_3 \mathbf{a}_3} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\downarrow \leftarrow \mathbf{S} \equiv \kappa_1 \mathbf{b}_1^* + \kappa_2 \mathbf{b}_2^* + \kappa_3 \mathbf{b}_3^* \quad \text{とする} \quad (10)$$

\mathbf{S} は逆空間のベクトルで, 逆格子の基本並進ベクトル $\mathbf{b}_1^*, \mathbf{b}_2^*, \mathbf{b}_3^*$ を基底としている

ここまでは, $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3$ は任意の実数であり, κ_j は整数とは限らない. !!!

$$\downarrow \leftarrow \mathbf{S} \cdot \mathbf{a}_j = \kappa_j, \quad (j=1,2,3) \quad \leftarrow \mathbf{b}_i^* \cdot \mathbf{a}_j = \delta_{ij} \text{ の直交関係があるので}$$

$$\therefore L'(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3) = \sum_{n_1=0}^{N_1-1} e^{2\pi i \kappa_1 n_1} \sum_{n_2=0}^{N_2-1} e^{2\pi i \kappa_2 n_2} \sum_{n_3=0}^{N_3-1} e^{2\pi i \kappa_3 n_3}$$

一般に

$$\begin{aligned} \sum_{n_1=0}^{N-1} e^{2\pi i \kappa n} &= \frac{e^{2\pi i \kappa N} - 1}{e^{2\pi i \kappa} - 1} \quad \leftarrow \text{等比数列の和} \\ &= \frac{e^{\pi i \kappa N} (e^{\pi i \kappa N} - e^{-\pi i \kappa N})}{e^{\pi i \kappa} (e^{\pi i \kappa} - e^{-\pi i \kappa})} = \frac{e^{\pi i \kappa N}}{e^{\pi i \kappa}} \frac{\frac{e^{\pi i \kappa N} - e^{-\pi i \kappa N}}{2i}}{\frac{e^{\pi i \kappa} - e^{-\pi i \kappa}}{2i}} \end{aligned} \quad (11)$$

$$\downarrow \leftarrow \text{Euler の公式 : } e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta, \quad \sin \theta = \frac{e^{i\theta} - e^{-i\theta}}{2i}$$

$$\sum_{n_1=0}^{N-1} e^{2\pi i \kappa n} = e^{\pi i \kappa (N-1)} \frac{\sin(\pi \kappa N)}{\sin(\pi \kappa)} \quad (12)$$

散乱波の強度：式(8)は、 $\mathbf{S} \equiv \kappa_1 \mathbf{b}_1^* + \kappa_2 \mathbf{b}_2^* + \kappa_3 \mathbf{b}_3^*$ に注意して

$$|G(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3)|^2 = |F(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3)|^2 \cdot |L'(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3)|^2 \quad (13)$$

$$= |F(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3)|^2 \cdot L(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3) \quad \text{この段階では } \kappa_j \ (j=1,2,3) \text{ は実数}$$

$$\text{ここで } L(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3) \equiv \frac{\sin^2(\pi \kappa_1 N_1)}{\sin^2(\pi \kappa_1)} \cdot \frac{\sin^2(\pi \kappa_2 N_2)}{\sin^2(\pi \kappa_2)} \cdot \frac{\sin^2(\pi \kappa_3 N_3)}{\sin^2(\pi \kappa_3)} \quad (14)$$

注 L' ではなく、 $|L'|^2 \equiv L$ をLaue関数と呼ぶ場合もある

式(12)の絶対値自乗から生ずる $e^{\pi i \kappa (N-1)} \cdot e^{-\pi i \kappa (N-1)} = 1$ を除いて $L(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3)$ は定義される

§ Laue 関数の形

$$L_1 = \frac{\sin^2(\pi \kappa_1 N_1)}{\sin^2(\pi \kappa_1)} \quad \text{において} \quad (15)$$

$\kappa_1 \rightarrow \text{整数 } h$ の極限を取ると

$$\begin{aligned} \lim_{\kappa_1 \rightarrow h} L_1 &= \lim_{\kappa_1 \rightarrow h} \frac{2 \sin(\pi \kappa_1 N_1) \cos(\pi \kappa_1 N_1) \pi N_1}{2 \sin(\pi \kappa_1) \cos(\pi \kappa_1) \pi} \quad \text{ド・ロピタルの定理より} \\ &= \lim_{\kappa_1 \rightarrow h} \frac{\{\cos(\pi \kappa_1 N_1) \pi N_1 \cos(\pi \kappa_1 N_1) + \sin(\pi \kappa_1 N_1)(-\sin(\pi \kappa_1 N_1)) \pi N_1\} N_1}{\cos(\pi \kappa_1) \pi \cos(\pi \kappa_1) + \sin(\pi \kappa_1)(-\sin(\pi \kappa_1)) \pi} \\ &= \lim_{\kappa_1 \rightarrow h} \frac{\pi N_1^2 \cos^2(\pi \kappa_1 N_1)}{\pi \cos^2(\pi \kappa_1)} \\ &= N_1^2 \end{aligned}$$

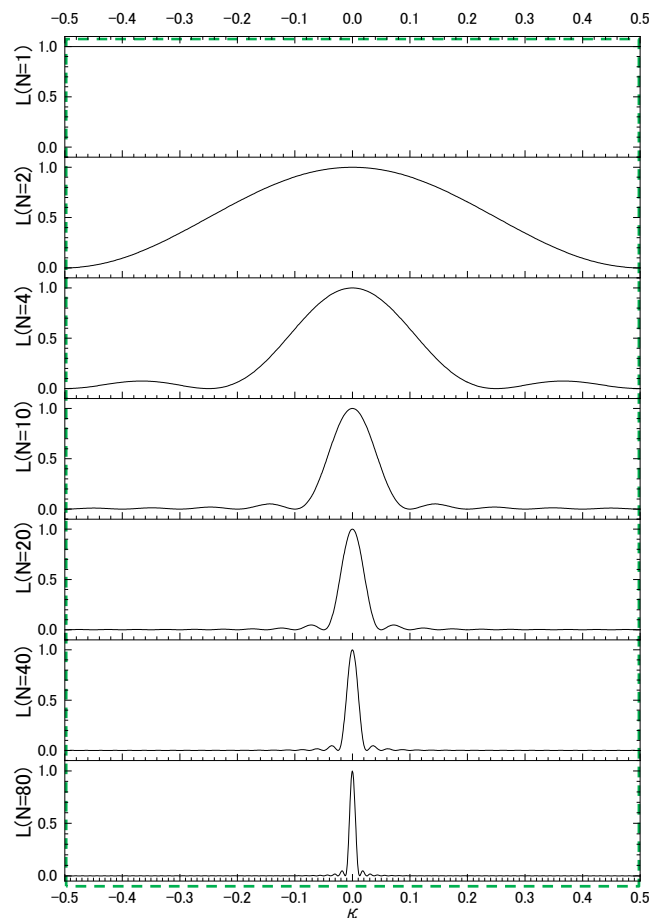
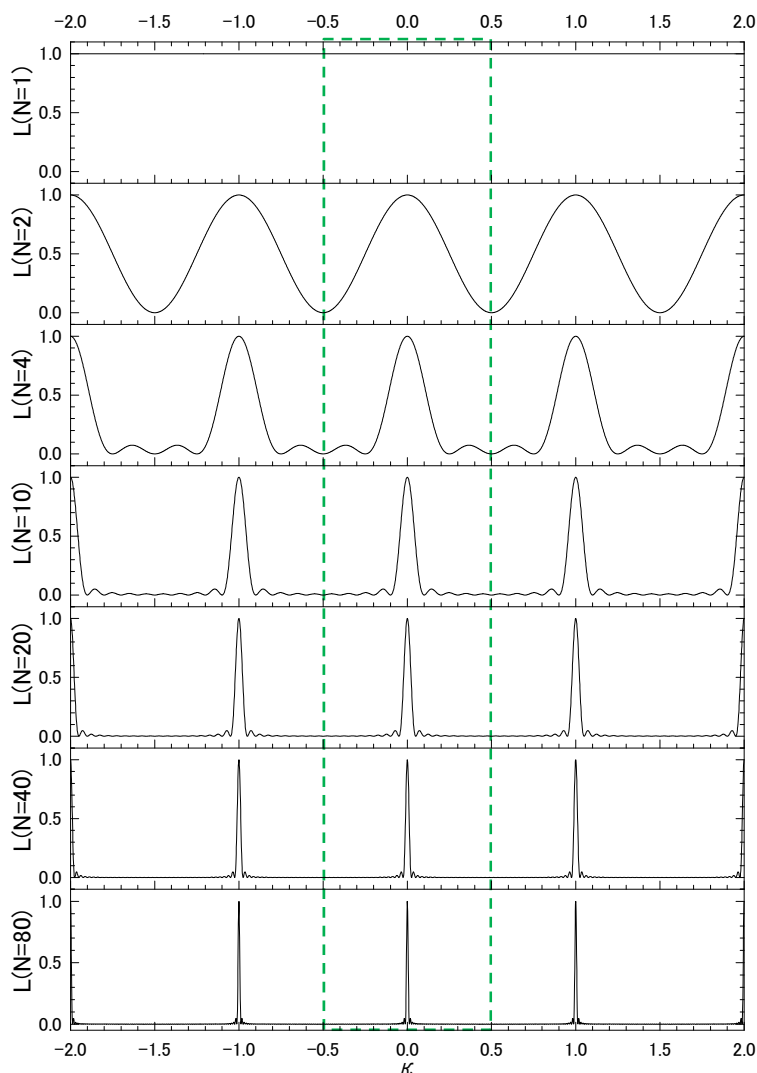
κ_1 が **整数**の h の時に、 $L_1 = N_1^2$ の鋭い極大値を取る。

N_1 が十分に大きければ、 $\kappa_1 \neq h$ では相対的にほとんど強度を持たない。

$\kappa_1 = h$ (**integer**)のピーク近傍の半値幅(FWHM full width half maximum) $\sim \frac{1}{N_1}$

従って、ピークの面積 $\sim N_1^2 \times \frac{1}{N_1} = N_1$ となる。

規格化された Laue 関数
$$L = \frac{1}{N^2} \cdot \frac{\sin^2(\pi \kappa N)}{\sin^2(\pi \kappa)}$$



$|G(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3)|^2 = |F(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3)|^2 \cdot |L'(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3)|^2$ において, $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3$ は実数の連続変数であった.

結晶の散乱強度は単位胞の数 $= N_1 N_2 N_3$ が十分大きいとすると, 整数の h, k, l のときのみ鋭い極大値を持つ

$$|G(h, k, l)|^2 = |F(h, k, l)|^2 N_1 N_2 N_3 \quad (16)$$

整数の $h, k, l \rightarrow$ 逆格子点に対応!!

言い換えると,

逆格子点の $\mathbf{S} = \kappa_1 \mathbf{b}_1^* + \kappa_2 \mathbf{b}_2^* + \kappa_3 \mathbf{b}_3^* = h \mathbf{b}_1^* + k \mathbf{b}_2^* + l \mathbf{b}_3^*$ のところだけが零でない回折強度を有することになる.

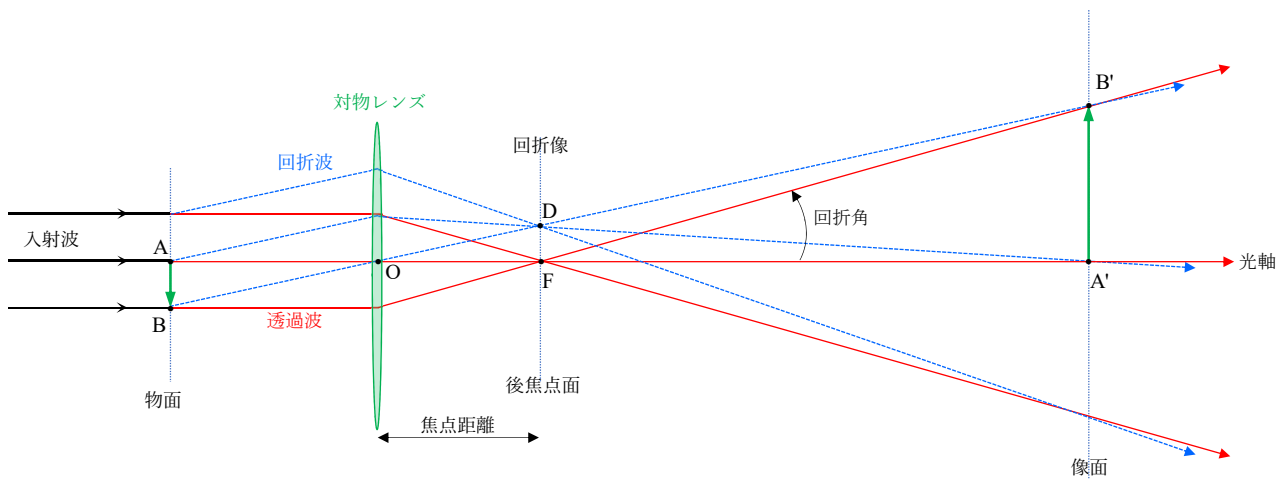
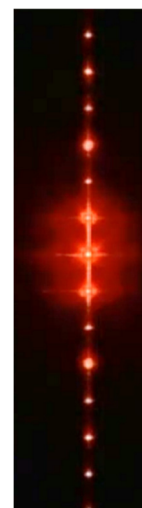
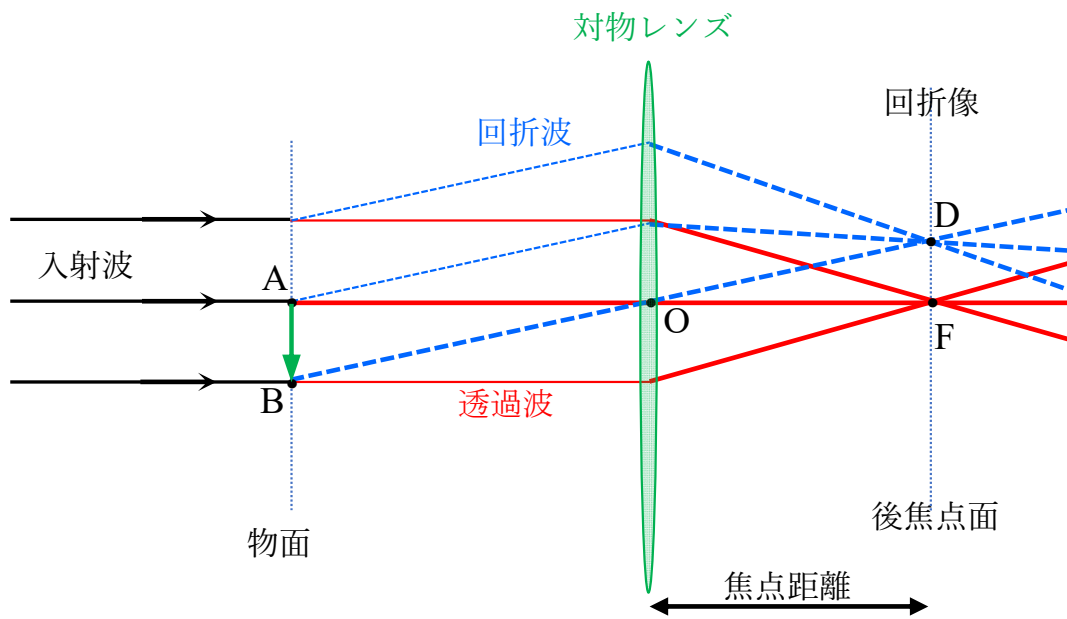
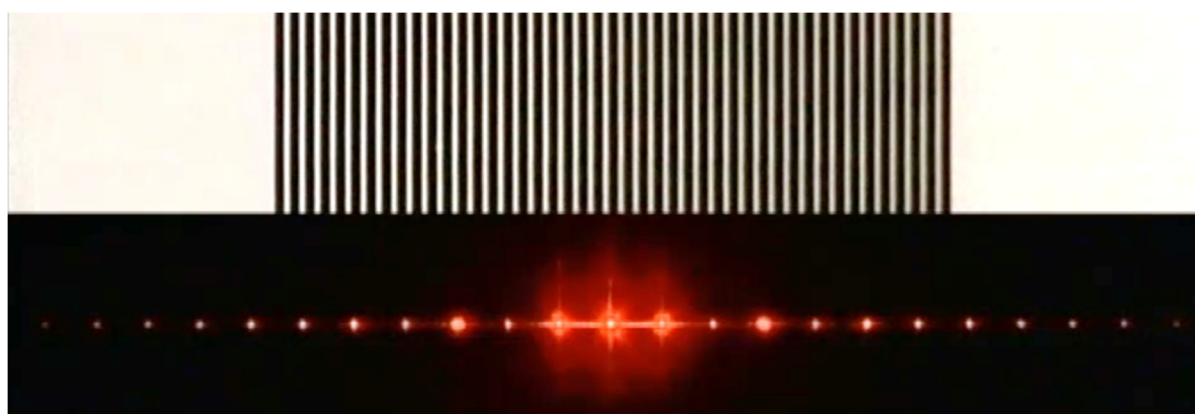
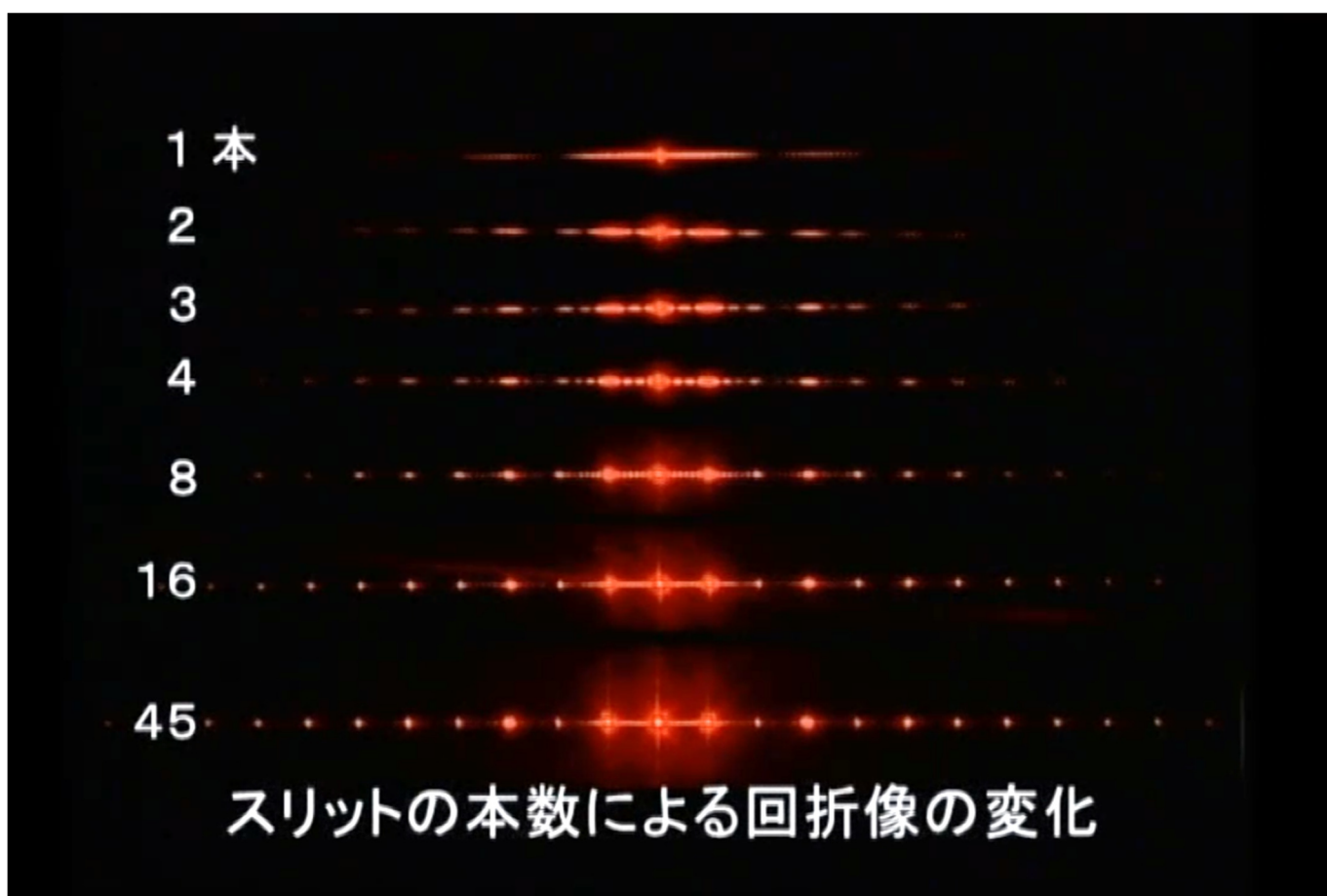


図1 レンズによる回折像と像の形成





§ 結晶構造因子 Crystal Structure Factor

一般に結晶内の原子の状態は孤立原子とは異なっている。
原子間結合は主に原子の外側に分布する外殻電子による。

結晶中原子の電子分布は孤立原子と仮定して話を進める。
さらに、結晶からの回折強度は逆格子点のみを考えればよい。

散乱体は原子の集合であるので

$$\rho'_{UC}(\mathbf{r}) = \sum_j^{\text{単位胞中全原子}} \rho_j^{atom}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \quad (17)$$

結晶構造因子は式(6)より

$$F(\mathbf{S}) \equiv \int_{\text{単位胞}} \rho'_{UC}(\mathbf{r}) e^{2\pi i \mathbf{S} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (18)$$

↓ ← $\mathbf{S} = \mathbf{G}^*$: 逆格子ベクトル

$$F(\mathbf{G}^*) = \sum_j^{\text{単位胞}} \int \rho_j^{atom}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) e^{2\pi i \mathbf{G}^* \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (19)$$

↓ j 番目の原子の原子散乱因子: $f_j(\mathbf{G}^*)$ を次のように書くとする。

$$\downarrow \leftarrow \leftarrow \leftarrow \int \rho_j^{atom}(\mathbf{r}) e^{2\pi i \mathbf{G}^* \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \equiv f_j(\mathbf{G}^*) \quad (20)$$

↓ ← 更に、式(19)で $(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \rightarrow \mathbf{r}$ とすると $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r} + \mathbf{r}_j$

$$\therefore F(\mathbf{G}^*) = \sum_j^{\text{単位胞}} f_j(\mathbf{G}^*) e^{2\pi i \mathbf{G}^* \cdot \mathbf{r}_j} \quad (21)$$

$$\downarrow \leftarrow 1 \leq j \leq m \quad \text{unit cell 内の原子総数は } m \text{ 個とする。} \quad (22)$$

$$\downarrow \leftarrow \mathbf{r}_j = x_j \mathbf{a}_1 + y_j \mathbf{a}_2 + z_j \mathbf{a}_3, \quad 0 \leq x_j < 1, \quad 0 \leq y_j < 1, \quad 0 \leq z_j < 1 \quad (23)$$

$$\downarrow \leftarrow \mathbf{G}^* = h \mathbf{b}_1^* + k \mathbf{b}_2^* + l \mathbf{b}_3^*, \quad h, k, l \text{ は整数} \quad (24)$$

$$\downarrow \leftarrow \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j^* = \delta_{ij}$$

$$F(h, k, l) = \sum_{j=1}^m f_j(h, k, l) e^{2\pi i (h x_j + k y_j + l z_j)} : \text{結晶構造因子} \quad (25)$$