

東京大学 大学院新領域創成科学研究科
基盤科学研究系物質系専攻

平成 22 年度

修士論文

Talbot 効果と Lau 効果を組み合わせた
新規硬 X 線位相イメージングの研究

2011年1月25日提出
指導教員：百生 敦 准教授

47-096020 : 桑原 宏萌

目次

第 1 章 序論

1.1 研究の背景	1
1.2 研究の目的	1
1.3 本論文の構成	2

第 2 章 X 線位相イメージング概要

2.1 X 線位相イメージング	3
2.2 位相検出のための代表的手法	4

第 3 章 X 線 Talbot-Lau 干渉計の理論的背景

3.1 Talbot 効果	7
3.1.1 フレネル回折と Talbot 効果	7
3.1.2 分数 Talbot 効果	11
3.1.3 コヒーレンスの影響	12
3.1.4 物体の挿入による自己像の変形	13
3.1.5 球面波による Talbot 効果	15
3.2 Talbot 効果の位相イメージング応用	17
3.2.1 X 線 Talbot 干渉計	17
3.2.2 X 線 Talbot-Lau 干渉計	23
3.2.3 Talbot 効果を利用した X 線位相顕微鏡	24

第 4 章 Talbot 効果と Lau 効果を利用した新規位相イメージングの X 線光学系

4.1 Lau 効果	28
4.2 新たに提案する X 線光学系	29
4.2.1 投影型	29
4.2.2 結像顕微鏡との組み合わせ	31

第 5 章 実験と結果

5.1 投影型	34
5.1.1 実験配置	34
5.1.2 実験結果	35
5.2 結像型	38
5.2.1 実験配置	38
5.2.2 実験結果	39

第6章 考察	
6.1 投影型	43
6.2 結像型	45
第7章 まとめと今後の展望	
7.1 まとめ	49
7.2 今後の展望	49
参考文献	51
謝辞	54

第1章 序論

1.1 研究の背景

X線の位相情報を利用すると、現在幅広い分野で使用されているX線の吸収を用いたイメージングに比べ特に軽元素に対して感度が高いイメージングが可能となる。投影型X線位相イメージングの手法としては、代表的なものとして Bonse-Hart 型干渉計を用いた方法[1]、DEI(Diffraction Enhanced Imaging) [2,3]、伝播ベースの方法[4]、そして2003年にはじめて報告された Talbot 効果を利用する方法[5-8]がある。このうち、Bonse-Hart 型干渉計を用いた方法と DEI はX線に単色性と平行性が要求されるためシンクロトロン放射光を利用しなければならず、伝播ベースの方法は高分解能の検出器が必要である。これらに対し、Talbot 効果を利用する方法は、回折格子を用いた簡単な光学系でそれほど高い機械的安定性を要求しない、準単色のコーンビームが使用可能といった利点があり、近年急速に発展してきている手法である。

Talbot 効果を利用する方法として最初に報告された X 線 Talbot 干渉計は、2枚の格子を用いた光学系で、微小光源からの準単色のコーンビームが使用可能であり、マイクロフォーカス X 線源のような光源サイズの小さいものであれば X 線管を光源に使用できる。さらに、2006年に報告された X 線 Talbot-Lau 干渉計[9]では、Talbot 効果と Lau 効果を組み合わせることで広く一般に利用されているような焦点サイズの大きい X 線管が使用でき、短い撮像時間でのイメージングが可能となった。これにより、それまで放射光の利用が主であった X 線位相イメージングが実験室レベルでも行われるようになってきた[10,11]。これは、X 線位相イメージングの応用可能性が飛躍的に広がることを意味し、医療や非破壊検査などへの応用が期待されている。

一方、X 線顕微鏡分野でも、小さな試料でも高いコントラストの得られる位相イメージングは注目されている。代表的な手法として Zernike 型位相顕微鏡[12,13]が挙げられるが、これは定量測定には向かない手法である。これに対し、最近 X 線顕微鏡でも Talbot 効果を利用した位相イメージングが行われ、強位相物体に対しても定量測定が行えることを示した[14,15]。これは放射光を用いるものであったが、Talbot 効果を利用した手法であることは実験室光源の使用可能性を示唆している。

1.2 研究の目的

本研究の目的は、実験室で行える Talbot 効果と Lau 効果を利用した X 線位相イメージングにおいて、新しい光学系である自己像解像型の位相イメージングを提案すること、そしてその実験による検証である。本研究では投影型イメージングと、結像顕微鏡と組み合わせたものの2種類の光学系で実験を行った。

投影型イメージングは、原理は X 線 Talbot-Lau 干渉計と同様であるが、格子の面積によって制限されている X 線 Talbot-Lau 干渉計の視野に対し、より大きい視野を確保することが可能になると期待されるものである。

結像顕微鏡と組み合わせたものは、最近放射光で報告された格子を用いた X 線位相差分顕微鏡 [14]を実験室光源を用いて行えるようにしたものに相当する。実験室光源からのインコヒーレントな X 線を用いて高感度かつ定量性のある位相イメージングが可能になると期待される。

1.3 本論文の構成

本論文の構成は以下のようになる。

第二章

位相イメージングと既存手法の特徴について説明する

第三章

Talbot 効果とそれを利用した位相イメージング手法について説明を行う

第四章

本論文で提案する Talbot 効果と Lau 効果を組み合わせた自己像解像型のイメージング手法についての説明を行う

第五章

実験方法と実験結果の説明を行う。

第六章

新しい手法についての考察を行う。

第七章

本研究のまとめと今後の展望を述べる。

第2章 X線位相イメージング概要

2.1 X線位相イメージング

X線が物質を透過するとき、物体との相互作用によりX線の振幅の減衰と位相シフトを生ずる。振幅の減衰から物体の像を得るものを吸収イメージングといい、これは非破壊検査や医療機関でのレントゲン撮影などで広く用いられている。これに対し、位相シフトに基づくコントラストから物体の像を得るものを位相コントラストイメージングといい、さらにそこから位相シフト量の投影像が得られるものを位相イメージングという。位相イメージングは吸収イメージングに比べ、特に軽元素からなる物体に対し高感度のイメージングを行える。以下、これについて説明する。

X線に対する物質の複素屈折率 n は一般に、

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad (2.1)$$

という式で表す[16]。屈折率の虚部 β は振幅の減衰に寄与し、実部 $1 - \delta$ はX線の屈折、位相シフトに寄与する。 β は線吸収係数と

$$\beta = \frac{\lambda}{4\pi} \mu \quad (2.2)$$

の関係がある。 λ はX線の波長である。物質を原子単位で見てX線と物質の相互作用を考えると、 μ, δ はそれぞれ

$$\mu = \sum_k N_k \mu_k^a \quad (2.3)$$

$$\delta = \frac{r_e \lambda^2}{2\pi} \sum_k N_k (Z_k + f_k^r) \quad (2.4)$$

となる。ここで、 k は元素の種類を表す添え字、 N_k は単位体積あたりの原子数、 μ_k^a は原子吸収係数、 r_e は古典電子半径、 Z_k は一原子あたりの電子数、 f_k^r は原子散乱因子の異常分散項の実部である。

さて、ここで z 軸方向に進行するX線が物質を透過したときの強度透過率の2次元分布を $T(x, y)$ 、位相シフトの2次元分布を $\Phi(x, y)$ とする。すると $\log T(x, y)$ 、 $\Phi(x, y)$ はそれぞれ μ, δ の3次元分布の (x, y) 平面への投影となっており、

$$\log T(x, y) = - \int \mu(x, y, z) dz \quad (2.5)$$

$$\Phi(x, y) = - \frac{2\pi}{\lambda} \int \delta(x, y, z) dz \quad (2.6)$$

で与えられる。式(2.5)、(2.6)に式(2.3)、(2.4)を代入すると

$$\log T(x, y) = - \int \sum_k N_k(x, y, z) \mu_k^a dz \quad (2.7)$$

$$\Phi(x, y) = - r_e \lambda \int \sum_k N_k(x, y, z) (Z_k + f_k^r) dz$$

$$= -\int \sum_k N_k(x, y, z) p_k dz \quad (2.8)$$

となる。ここで $p_k = r_e \lambda (Z_k + f_k^r)$ は原子 1 個あたりの位相シフトの相互作用断面積というべき量である。式(2.7)、(2.8)を比べると、 $\log T(x, y)$ と $\Phi(x, y)$ の違いは μ_k^a と p_k のだけであるので、吸収イメージングと位相イメージングの感度の違いは μ_k^a と p_k を比較することで分かるはずである。図 2.1 は μ_k^a と p_k を波長 0.7 Å、0.5 Å、0.3 Å の X 線について計算したものである。計算には佐々木テーブル[17, 18]の値を用いた。この図をみると、軽元素に対しては位相シフトの相互作用は吸収の相互作用より約 1000 倍も大きいことが分かる。これが、吸収イメージングに対する位相イメージングの利点である。

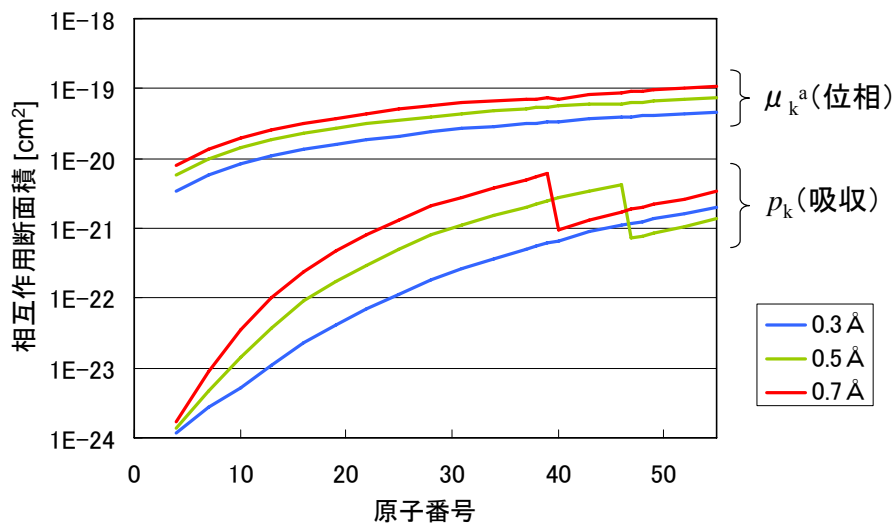


図 2.1: 波長 0.3, 0.5, 0.7 Å の X 線に対する、吸収と位相シフトの相互作用断面積 μ_k^a 、 p_k の原子番号による変化。

2.2 位相検出のための代表的手法

2.1 節では位相シフトを検出できれば吸収に比べ高感度なイメージングが可能であることを述べた。しかし、式(2.5)の $T(x, y)$ は X 線検出器で直接検出可能であるのに対し、式(2.6)の $\Phi(x, y)$ は、位相を直接検出する検出器が存在しないために直接検出することができない。そこで、 $\Phi(x, y)$ を強度のコントラストに変換して検出する方法が必要になる。この変換方法により位相イメージングの感度が左右されることには注意が必要である。この節では位相情報を検出する代表的な手法を、インコヒーレントな実験室光源の利用可能性の観点から見る。

単純な投影によるイメージングでは、位相検出手法の代表的なものとして、結晶干渉計[1]、DEI(diffraction-enhanced imaging)[2,3]、伝播法[4]、Talbot 効果を利用する方法[5-9]といった手法がある。結晶干渉計は平行ビームを結晶の Bragg 反射で照射光と参照光に分離し、像面でそれらを

干渉させる手法、DEI は結晶の Bragg 反射を用いて屈折による偏向角を測定する手法で、共に結晶の Bragg 反射を用いるためにビームに平行性が必要である。伝播法は試料と像面の間に距離を置き、Fresnel 回折縞から位相情報を計算する方法、Talbot 効果を利用する方法は干渉によって回折格子の下流に生じる強度パターンを利用する方法で、共に球面波ビームが使用できる。さらに Talbot 効果と Lau 効果を組み合わせた Talbot-Lau 干渉計（図 2.2、3 章で説明）ではインコヒーレントな光源が使用可能で、これにより実験室光源を用いた位相イメージングが可能になった。

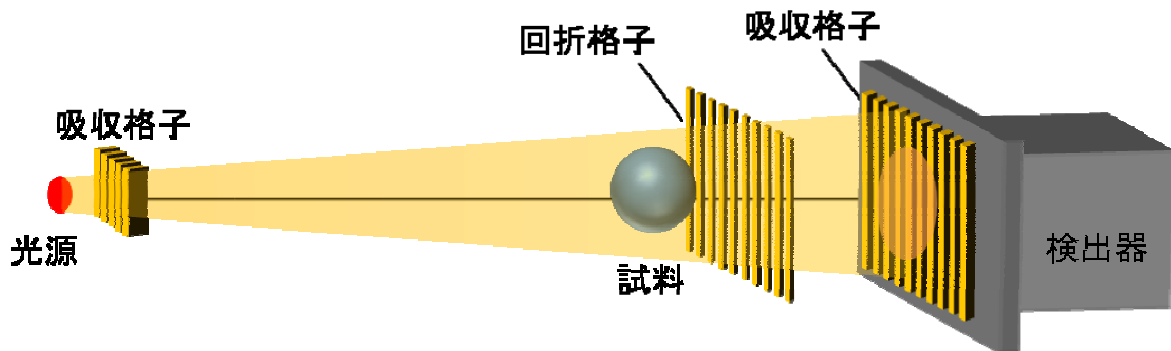


図 2.2 Talbot-Lau 干渉計の模式図

一方、結像によるイメージング（結像顕微鏡）では、結像に用いる FZP（Fresnel zone plate）以外にもう 1 つの FZP を用いて参照光を像面に重ねて干渉させる参照光方式[19,20]、一枚の基板の両面に中心を少しだけずらして作成した FZP を使う微分干渉顕微鏡[21]、Zernike 型 X 線位相顕微鏡[22-24]、格子を用いた差分位相顕微鏡[14,15]といったものがある。微分干渉顕微鏡以外は高感度の位相イメージングが可能であるが、その中で実験室光源が利用されているのは Zernike 型 X 線位相顕微鏡だけである[24]。Zernike 型 X 線位相顕微鏡は試料を透過した X 線のうち非回折成分である 0 次光が焦点面で集光されることを利用する。集光箇所に位相板を挿入して 0 次光に位相変調を与えることで、0 次光と回折光を像面で干渉させ、位相コントラストを発生させる（図 2.3）。感度の高さと光学系の簡便さが特徴で、さらに光学系を簡素化するために位相板を組み込んだゾーンプレート（Zernike zone plate）の研究も行われている[25]。しかし、位相の定量測定が可能なのは弱位相物体に対してのみである、大きいスケールの構造の回折光は 0 次光の近くを通るため分離が困難であり測定できない、位相変化の大きい部分にハローが生じて周辺の微細な構造が見えないといった欠点も存在する。このため、実験室光源を用いた強位相物体に対する位相の定量測定は未だ行われていない。

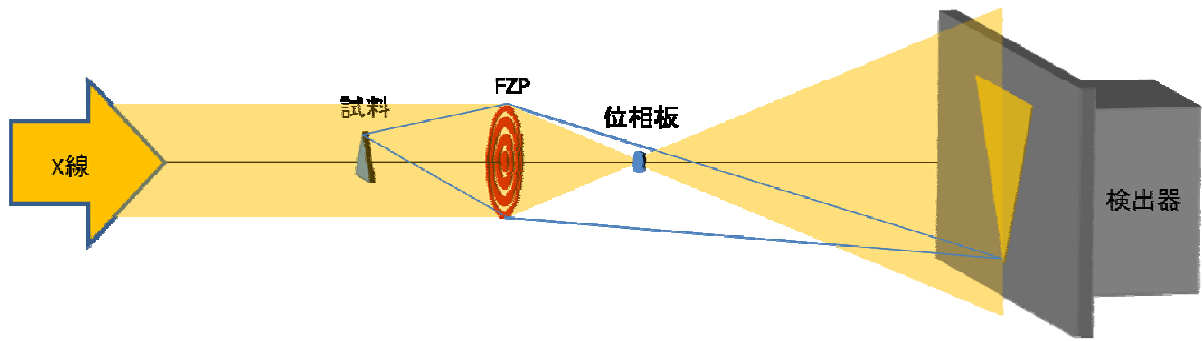


図 2.3: Zernike 型 X 線位相顕微鏡の模式図

第3章 Talbot 効果とイメージング応用

この章では Talbot 効果の数学的な説明を行った後、それを利用した各種位相イメージング手法について説明する。

3.1 Talbot 効果

Talbot 効果とは、回折格子を透過した可干渉光が一定距離下流に回折格子と同じパターンの像(自己像)を結ぶ現象で、1836年に Talbot によって発見された[26]。後にフレネル回折場の理論から任意距離下流での像についても研究がなされ、Patorski によってそれらの成果がまとめられた[27]。

以下では、Talbot 効果を回折格子の周期性とフレネル回折から数式的に説明する。

3.1.1 フレネル回折と Talbot 効果

波長 λ の単色平面波における、周期 d の回折格子透過後のフレネル回折場を考える。座標は図 3.1 のように格子の周期方向を x 軸、光軸方向を z 軸にとる。

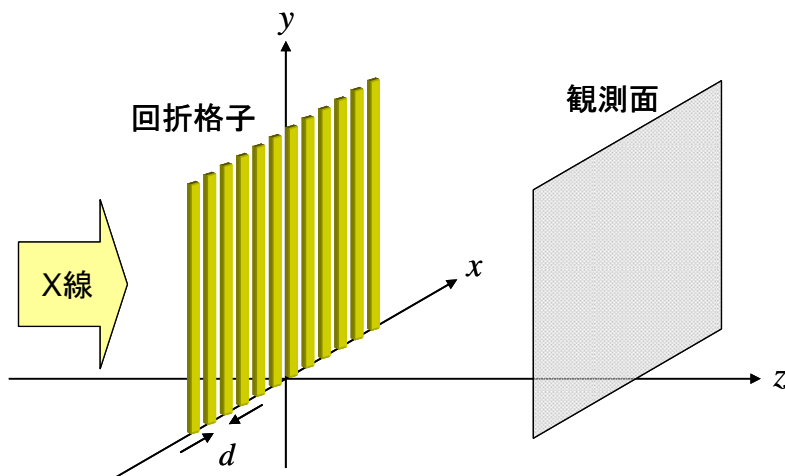


図 3.1: Talbot 効果の座標系。

以下、 y 方向には構造が無いので、 x - z 平面で議論する。また、 z 方向の伝播を表す項 $\exp(i2\pi z/\lambda)$ は議論に影響しないため省略する。

回折格子より下流での電場の複素振幅は、1次元フレネル回折積分

$$E(x, z) = \frac{1}{\sqrt{i\lambda z}} \int T(x') \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda z} (x - x')^2\right] dx' \tag{3.1}$$

によって求められる。ここで、 $T(x)$ は回折格子の透過関数である。回折格子は周期構造を持つので、 $T(x)$ はその周期でフーリエ級数展開でき、

$$T(x) = \sum_n a_n \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \quad (3.2)$$

と表せる。 a_n は回折格子の透過関数の n 次のフーリエ係数である。式(3.2)を式(3.1)に代入すると、式(3.2)がフーリエ級数展開されているために簡単に積分が計算でき、

$$E(x, z) = \sum_n a_n \exp(-i\pi\lambda \frac{n^2}{d^2} z) \exp(i2\pi \frac{n}{d} x) \quad (3.3)$$

となる。これから、強度分布は

$$\begin{aligned} I(x, z) &= |E(x, z)|^2 \\ &= \sum_l \sum_m a_l a_m^* \exp\left(-i\pi\lambda \frac{l^2 - m^2}{d^2} z\right) \exp\left(i2\pi \frac{l - m}{d} x\right) \\ &= \sum_n \sum_{n'} a_{n+n'} a_{n'}^* \exp\left(-i\pi\lambda \frac{(n+n')^2 - n'^2}{d^2} z\right) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \\ &= \sum_n b_n(z) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \end{aligned} \quad (3.4)$$

と表せる。 $b_n(z)$ は強度の n 次のフーリエ係数となっている。

理解を深めるため、幾何光学的な見地から式(3.3)を導出しなおそう。図 3.2 に概略図を示す。周期 d の回折格子を透過した波長 λ の単色平面波の n 次回折角は、近軸近似を用いて、 $n\lambda/d$ なので点 $P(x, y)$ 上を通る n 次回折光の回折格子上的での x 座標は、 $x - n\lambda z/d$ となる。よって、回折格子透過直後の n 次回折光は

$$a_n \exp\left[i2\pi \frac{n}{d} \left(x - \frac{n\lambda}{d} z\right)\right] = a_n \exp\left(-i2\pi\lambda \frac{n^2}{d^2} z\right) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \quad (3.5)$$

と表せる。また、0 次回折光と n 次回折光の光路差 l_n は放物近似を用いて、

$$\begin{aligned} l_n &= \sqrt{z^2 + \left(\frac{n\lambda}{d} z\right)^2} - z \\ &\cong z \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{n\lambda}{d}\right)^2 \right] - z \\ &= \frac{n^2 \lambda^2}{2d^2} z \end{aligned} \quad (3.6)$$

となる。よって、点 $P(x, y)$ での電場の複素振幅は、式(3.5)に光路差から来る位相差 $\exp(i2\pi l_n/\lambda)$ を掛けたものを、全ての整数 n について足し合わせればよく、

$$\begin{aligned}
E(x, z) &= \sum_n a_n \exp\left(-i2\pi\lambda \frac{n^2}{d^2} z\right) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \exp\left(i2\pi \frac{l_n}{\lambda}\right) \\
&= \sum_n a_n \exp\left(-i\pi\lambda \frac{n^2}{d^2} z\right) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right)
\end{aligned} \tag{3.7}$$

となり、式(3.3)と一致する結果が得られた。

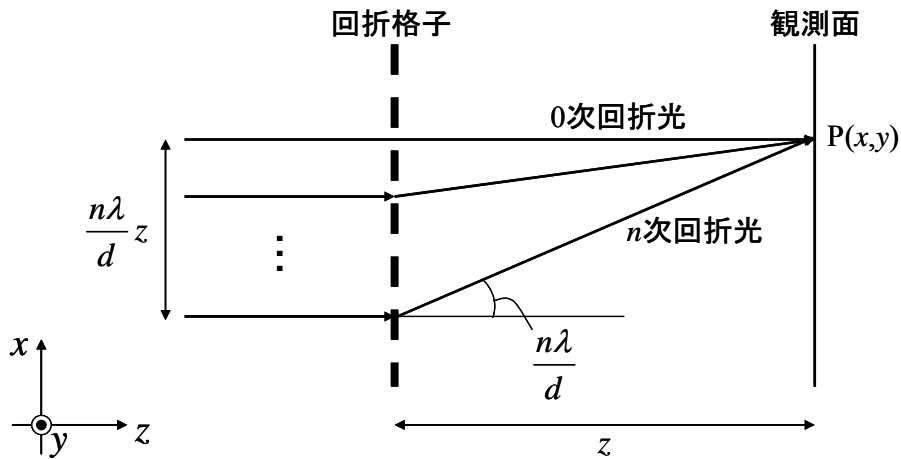


図 3.2: フレネル回折像の幾何光学的な理解。

今、式(3.3)において、

$$z = p \frac{d^2}{\lambda} \tag{3.8}$$

の場合を考える。 p は Talbot 次数と呼ばれる。

p が偶数の場合、式(3.3)は

$$\begin{aligned}
E\left(x, p \frac{d^2}{\lambda}\right) &= \sum_n a_n \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \\
&= T(x)
\end{aligned} \tag{3.9}$$

となり、回折格子透過直後と同じ像を結ぶ。これが「Talbot効果」と呼ばれる現象であり、この像を「自己像」と呼ぶ。また、 $p=2$ のときの $z = Z_T$ を「Talbot距離」と呼ぶ。

p が奇数の場合、式(3.3)は

$$\begin{aligned}
E\left(x, p \frac{d^2}{\lambda}\right) &= \sum_n a_n \exp(-i\pi n^2) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \\
&= \sum_n a_n \exp(i\pi n) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \\
&= \sum_n a_n \exp\left[i2\pi \frac{n}{d} \left(x + \frac{d}{2}\right)\right] \\
&= T\left(x + \frac{d}{2}\right)
\end{aligned} \tag{3.10}$$

となり、 p が偶数のときの自己像から半周期ずれた像ができる。一般にはこれも含めて Talbot 効果と呼ぶことが多く、本論文もそれに従う。

まとめると、Talbot 効果とは、回折格子の下流

$$z = p \frac{d^2}{\lambda} \quad (p=1,2,\dots) \tag{3.11}$$

で自己像が生じる現象である、といえる。

Talbot効果に用いられる代表的な回折格子はロンキー格子であるので、その場合の自己像についてふれておく。ロンキー格子とは開口部透過率 1、非開口部透過率 0、開口比率 1:1 の振幅型回折格子である。その自己像の強度分布 I^R は、 p 奇数のときのずれを無視すれば、

$$I^R\left(x, p \frac{d^2}{\lambda}\right) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \sin\left(2\pi \frac{2n+1}{d} x\right) \tag{3.12}$$

である。ロンキー格子の場合の式(3.3)から計算される格子の下流の連続的な電場の様子は図 3.3 に示しておく。たしかに式(3.11)の位置に強度分布が再現されている。

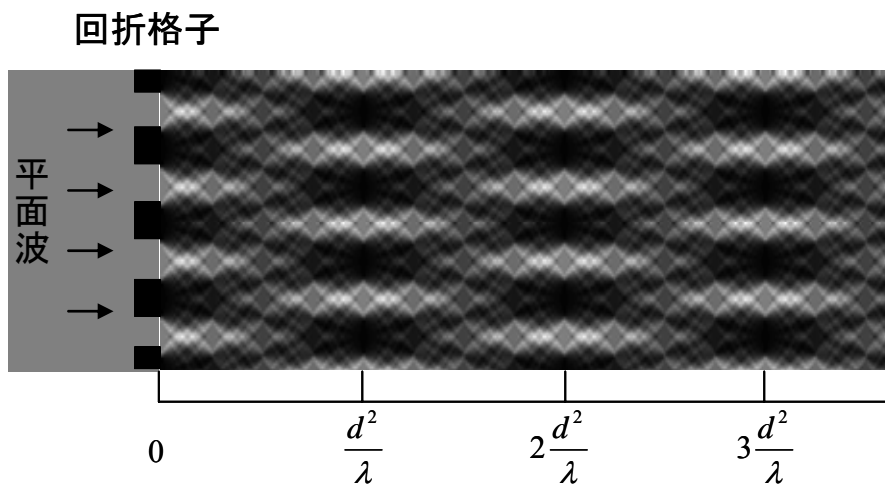


図 3.3 ロンキー格子下流の電場

3.1.2 分数 Talbot 効果

前節では Talbot 次数 p が正整数の場合に自己像パターンが生じることを確認したが、これ以外の観測面でも自己像とは別の周期的パターンが生じる。それらは「分数 Talbot 効果」と呼ばれる。特に、位相型回折格子を用いると、Talbot 次数 $p = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$ でコントラストの高いパターンが得られることが知られている[19]。本論文でもこれを利用して実験を行うので、本節ではこの説明を、 $p = 1/2$ の場合を例におこなう。

回折格子と観測面の距離は

$$z = \frac{1}{2} \frac{d^2}{\lambda} \quad (3.13)$$

より、式(3.3)において

$$\exp\left(-i\pi\lambda \frac{n^2}{d^2} z\right) = \exp\left(-i\pi \frac{n^2}{2}\right) = \begin{cases} \exp(-i\pi/2) & (n: \text{奇数}) \\ 1 & (n: \text{偶数}) \end{cases} \quad (3.14)$$

となるので、式(3.3)は

$$E\left(x, \frac{d^2}{2\lambda}\right) = \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\right) \sum_{n=\text{奇数}} a_n \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) + \sum_{n=\text{偶数}} a_n \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \quad (3.15)$$

と表せる。ここで、式(3.2)も n の偶奇で分けると、

$$T(x) = \sum_{n=\text{奇数}} a_n \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) + \sum_{n=\text{偶数}} a_n \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \quad (3.16)$$

$$T\left(x + \frac{d}{2}\right) = - \sum_{n=\text{奇数}} a_n \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) + \sum_{n=\text{偶数}} a_n \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \quad (3.17)$$

となり、ここから

$$T(x) - T\left(x + \frac{d}{2}\right) = 2 \sum_{n=\text{奇数}} a_n \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \quad (3.18)$$

$$T(x) + T\left(x + \frac{d}{2}\right) = 2 \sum_{n=\text{偶数}} a_n \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \quad (3.19)$$

が得られる。この2式を式(3.15)に代入すると

$$E\left(x, \frac{d^2}{2\lambda}\right) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right) T(x) + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) T\left(x + \frac{d}{2}\right) \quad (3.20)$$

となる。今、位相型回折格子を考えているので、格子による位相シフトを $\phi(x)$ とすると

$$T(x) = \exp[i\phi(x)] \quad (3.21)$$

であるので、観測面での強度分布は式(3.20)、式(3.21)より

$$I\left(x, \frac{d^2}{2\lambda}\right) = \left| E\left(x, \frac{d^2}{2\lambda}\right) \right|^2 = 1 + \sin\left[\phi(x) - \phi\left(x + \frac{d}{2}\right)\right] \quad (3.22)$$

となる。

以上より、Talbot 次数 $p = 1/2$ のときに位相型回折格子の位相分布に応じたコントラストが得られることがわかる。式(3.22)は、半周期ずれた位置の位相が $\pi/2$ のときにもっともコントラストが強くなることを示している。そのような格子として、位相シフトが 0 の部分と $-\pi/2$ の部分の開口比が 1:1 である格子(以後 $\pi/2$ 格子と呼ぶ)を用いると、 $p = 1/2$ の観測面ではロンキー格子の自己像と同形で強度が 2 倍の像が得られる(式(3.23))。本論文では、この像も自己像と呼ぶこととする。

$$I\left(x, \frac{d^2}{2\lambda}\right) = 1 + \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \sin\left(2\pi \frac{2n+1}{d} x\right) \quad (3.23)$$

3.1.3 コヒーレンスの影響

これまでは単色平面波という完全にコヒーレントな光、つまり完全に干渉する光を考えてきた。しかし実際に利用できる光のコヒーレンスは不完全であり、フレネル回折像もそれに伴い変化する[29]。まずコヒーレンスの定義を述べ[16]、その後にフレネル回折像への影響を述べる。

時空間の 2 点 $(\mathbf{r}_1, t), (\mathbf{r}_2, t + \tau)$ の場の相互コヒーレンス関数は、

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \langle E^*(\mathbf{r}_1, t) E(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle \quad (3.24)$$

で定義され、これを規格化した

$$\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \frac{\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)}{\sqrt{\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0)}} \quad (3.25)$$

を複素コヒーレンス度と呼び $|\gamma| \leq 1$ である。また、

$$\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) \quad (3.26)$$

を空間的コヒーレンス度、

$$\gamma(\tau) = \gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, \tau) \quad (3.27)$$

を時間的コヒーレンス度と呼ぶ。Van Cittert-Zernike の定理によると、入射光が準単色の場合、空間的コヒーレンス度 μ は 2 点の差 $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 = (\Delta x, \Delta y)$ の関数として表され、

$$\mu(\Delta x, \Delta y) = \int S(\xi, \eta) \exp\left[i2\pi \frac{(\Delta x \xi + \Delta y \eta)}{\lambda z}\right] d\xi d\eta \quad (3.28)$$

である。ここで $S(\xi, \eta)$ は正規化された光源強度分布である。光源強度分布が標準偏差 σ_s のガウス分布であると仮定すると、 $L = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ 、2 点の光源からの距離 R を用いて

$$\mu(L) = \exp\left[-2\left(\frac{\pi\sigma_s}{\lambda R} L\right)^2\right] \quad (3.29)$$

となる。これは、光源サイズの見込み角($\sim \sigma_s/R$)が小さいほど、空間コヒーレンス度が大きくなることをあらわしている。以下、準単色で光源強度分布がガウス分布の光源を仮定して話を進める。

まず、空間的コヒーレンスのフレネル回折像への影響を見てみよう。式(3.4)を幾何光学的な立場から見ると、フレネル回折像の強度分布は n 次回折光と m 次回折光の干渉光を全ての (n,m) について足し合わせたものと考えられるので、 n 次回折光と m 次回折光の間の空間的コヒーレンス度からフレネル回折像への影響を考えられる。幾何光学的な理解から、 n 次回折光と m 次回折光の間の距離 L は回折格子上で

$$L = \left| (n-m) \frac{\lambda}{d} z \right| = |(n-m)pd| \quad (3.30)$$

である。よって、空間的コヒーレンスを考慮した場合の式(3.4)は

$$\begin{aligned} I(x, z) &= \sum_n \sum_m \mu(|(n-m)pd|) a_n a_m^* \exp\left(-i\pi\lambda \frac{n^2 - m^2}{d^2} z\right) \exp\left(i2\pi \frac{n-m}{d} x\right) \\ &= \sum_n \mu(|npd|) b_n(z) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d} x\right) \end{aligned} \quad (3.31)$$

となる。これは、強度のフーリエ係数が空間的コヒーレンス度の影響を受けて小さくなることを表している。また、式(3.29)から $\mu \propto \exp(-n^2)$ であり、高次のフーリエ係数ほど小さくなる。

次に時間的コヒーレンスの影響を考える。Winer-Khintchineの定理によれば、 $\gamma(\tau)$ は光源のスペクトル分布とフーリエ変換の関係にある。このことから、スペクトル幅 $\Delta \nu$ のときの光軸方向の可干渉距離 l_t は

$$l_t = c\Delta t \approx \frac{c}{\Delta \nu} = \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} \quad (3.32)$$

となる。 Δt は可干渉時間である。ここから、準単色光では $l_t \gg \lambda$ であることが分かる。これに対し、フレネル回折像における n 次回折光と m 次回折光の光路差は式(3.36)より

$$l = \left| \frac{\lambda^2}{2d^2} z (n^2 - m^2) \right| \quad (3.33)$$

であり、例えば $z = d^2/\lambda$ (Talbot 次数 $p=1$ に対応)、 $n = \pm 1, m = 0$ であれば

$$l = \frac{\lambda}{2} \quad (3.34)$$

となる。可干渉距離 l_t は l に比べ十分に長いので、時間的コヒーレンスの影響はほぼ無視できると考えてよい。

3.1.4 物体の挿入による自己像の変形

図 3.4 のように回折格子の直前に物体を挿入することを考える。物体による位相変化を $\Phi(x, y)$ とする。観測面上の点 $P(x, y, z)$ に入射する X 線を考えると、3.1.1 節の幾何光学的な見方では n 次回折光の回折格子上流での x 座標は $x - n\lambda z/d$ であるので、 n 次回折光は、 $\Phi(x - n\lambda z/d, y)$ だけ位相が変化している。よって、観測面上での複素振幅分布は、式(3.7)が書き直され

$$E(x, y, z) = \sum_n a_n \exp\left(-i\pi\lambda \frac{n^2}{d^2} z\right) \exp\left[i\left(2\pi \frac{n}{d} x + \Phi\left(x - \frac{n\lambda}{d} z, y\right)\right)\right] \quad (3.35)$$

となる。

観測対象のスケールが自己像周期より十分大きい場合、 $n\lambda z/d$ のスケールで $\Phi(x, y)$ の x 方向の変化がほぼ一定、つまり $\partial_x^2 \Phi(x, y)$ が十分小さいとして、テーラー展開により

$$\begin{aligned} \Phi\left(x - \frac{n\lambda}{d} z, y\right) &\cong \Phi(x, y) - \frac{n\lambda}{d} z \frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial x} \\ &= \Phi(x, y) - 2\pi \frac{n}{d} z \varphi_x(x, y) \end{aligned} \quad (3.36)$$

と近似できる。ここで、

$$\varphi_x(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial x} \quad (3.37)$$

は物体による x 方向の屈折角である。式(3.35)、(3.36)より、観測面上での強度分布は

$$I(x, y, z) = |E(x, y, z)|^2 = \sum_n b_n(z) \exp\left[i2\pi \frac{n}{d} (x - z\varphi_x(x, y))\right] \quad (3.38)$$

となり、 x 方向の微分位相(位相の 1 階微分)に応じて変化することがわかる。式(3.4)と比較すると、観測面上での像が x 方向に、 $z\varphi_x(x, y)$ だけ平行移動したものとなっている。これはつまり、単に幾何的に屈折した分だけ像が変位したと考えればよいということである(図 3.5)。

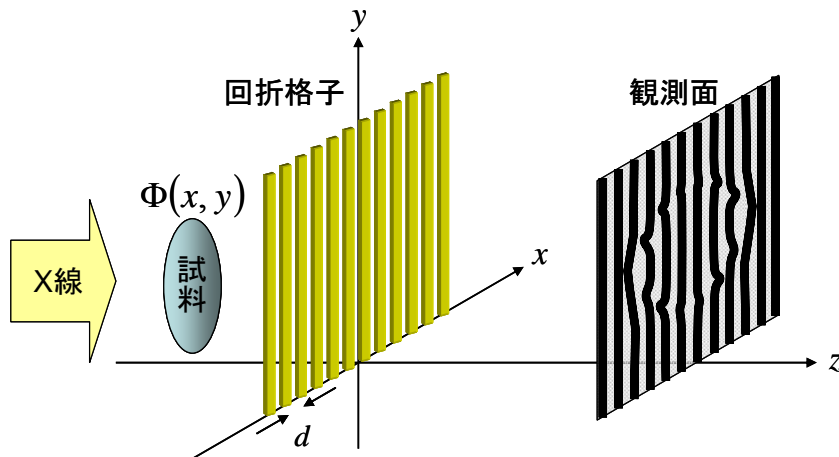


図 3.4: 試料を挿入した場合の Talbot 効果。

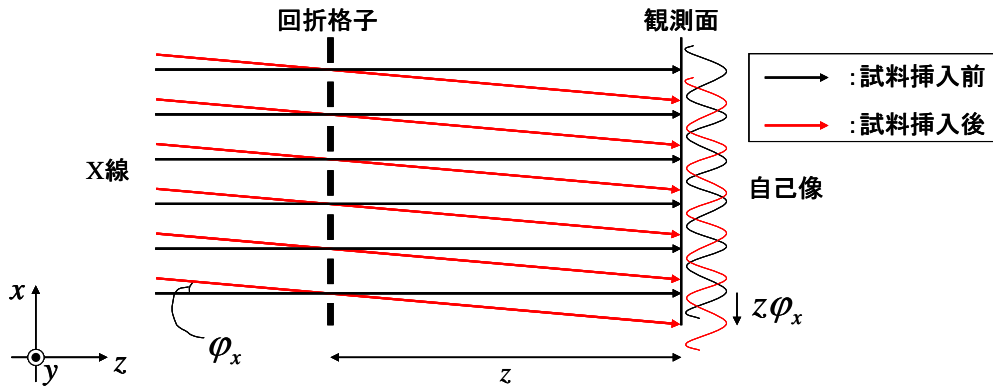


図 3.5: 試料挿入による自己像のシフト。

3.1.5 球面波による Talbot 効果

これまでは入射光には平面波を仮定してきたが、実験室 X 線源の使用を考えるならば点光源からのコーンビームを利用できなければならない。そこで本節では、球面波の場合の Talbot 効果と Talbot 干渉計について述べる[7]。

点光源から r だけ離れた位置での球面波の複素振幅は、

$$E(r) = \frac{1}{r} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} r\right) \quad (3.39)$$

で表される。点光源から回折格子までの距離を R_1 とするとき、回折格子面上の点 $P(x, y)$ での複素振幅は、式(3.39)に $x, y \ll R_1$ とした近軸近似を用いて

$$E(x, y, R_1) \cong \frac{1}{R_1} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} R_1\right) \exp\left(i\pi \frac{x^2 + y^2}{\lambda R_1}\right) \quad (3.40)$$

と書ける。回折格子透過直後の複素振幅分布は、回折格子の透過関数 $T(x)$ と $E(x, y, R_1)$ の積で表されるので、回折格子より距離 z 下流における複素振幅分布はフレネル回折積分から

$$\begin{aligned} E(x, y, R_1 + z) &= \frac{1}{i\lambda z} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} z\right) \iint T(x') E(x', y', R_1) \exp\left(i\pi \frac{(x-x')^2}{\lambda z}\right) dx' dy' \\ &= \frac{1}{\sqrt{i\lambda R_1 z (R_1 + z)}} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} (R_1 + z)\right) \int T(x') \exp\left(i\pi \frac{x'^2}{\lambda R_1}\right) \exp\left(i\pi \frac{(x-x')^2}{\lambda z}\right) dx' \end{aligned} \quad (3.41)$$

となる。この式の透過関数 $T(x)$ に式(3.2)を代入すると

$$E(x, z) = \frac{1}{R_1 + z} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} (R_1 + z)\right) \sum_n a_n \exp\left(-i\pi\lambda \frac{n^2}{d_1^2} \frac{R_1 z}{R_1 + z}\right) \exp\left(i2\pi \frac{n}{d_1} \frac{R_1}{R_1 + z} x\right) \quad (3.42)$$

と解析的に解け (d_1 は回折格子の周期)、強度分布は

$$I(x, z) = |E(x, z)|^2 = \frac{1}{(R_1 + z)^2} \sum_n b_n \left(\frac{R_1 z}{R_1 + z} \right) \exp \left(i 2 \pi \frac{n}{d_1} \frac{R_1}{R_1 + z} x \right) \quad (3.43)$$

となる。式(3.42)から平面波の場合と同じ議論で、

$$z = z_p = \frac{p d_1^2}{\lambda} \frac{R_1}{R_1 - \frac{p d_1^2}{\lambda}} \quad (p = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.44)$$

の位置に自己像

$$E(x, z_p) \propto \sum_n a_n \exp \left(\frac{n}{d_1} \frac{R_1}{R_1 + z_p} x \right) \quad (3.45)$$

が現れることが分かる。このとき自己像の周期 d'_2 は

$$d'_2 = \frac{R_1 + z_p}{R_1} d_1 \quad (3.46)$$

となる。式(3.44)、(3.46)より、Talbot 距離は伸び、自己像も $\alpha \equiv (R_1 + z_p)/R_1$ 倍に拡大されていることがわかる。これらは幾何光学的に考えても容易に理解できる。また、これらは分数 Talbot 効果 ($p=1/2, 3/2, 5/2, \dots$) の場合にも成り立つことが同様に示される。

試料の投影像については、試料に入射するX線がコーンビームであるため、得られる像は平行投影像ではなく中心投影像になるが、近軸で考えれば平行ビームを用いた場合の像の拡大像となる。拡大率 α_s は、光源－試料間距離 R_s として

$$\alpha_s = \frac{R_1 + z}{R_s} \quad (3.47)$$

である。ここで注意が必要なのは、拡大によって試料による屈折角に対する感度（縞の位相項における φ_x の係数）が変化することである。まず、試料がG1 の上流にある場合を考える。幾何光

学的に考えると、平面波の場合(図 3.5)と同様に、回折格子への入射角の試料の有無による差 φ'_x と、

z_p の積が、自己像の変位になる。 φ'_x について幾何的に説明したものが図 3.6 である。図より、 φ'_x は

$$\varphi'_x = \varphi_x - \frac{R_1 - R_s}{R_1} \varphi_x = \frac{R_s}{R_1} \varphi_x \quad (3.48)$$

である。試料挿入による自己像の変位は $z_p \varphi'_x$ でなので、式(3.46)、(3.47)、(3.48)から

$$\phi = 2\pi \frac{z_p \varphi'_x}{d'_2} = 2\pi \frac{z_p}{d_1} \frac{1}{\alpha_s} \varphi_x \quad (3.49)$$

となる。これより、試料による屈折角 φ_x に対する感度が拡大率 α_s に反比例することが分かる。一

方、試料がG1の下流におかれた場合には、単純に自己像の変位量が $(R_1 + z_p - R_s)\phi_x$ になるので、 ϕ は試料-観測面間の距離に比例する。

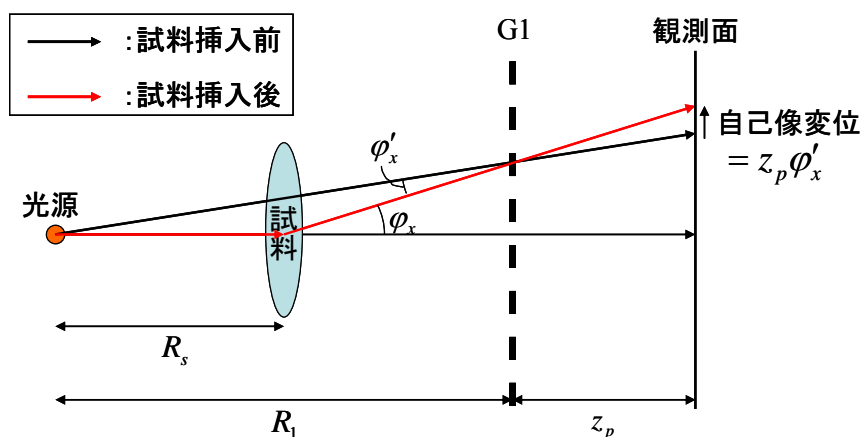


図 3.6: 球面波を用いた X 線 Talbot 干渉計における、試料による屈折 ϕ_x と実際に検出される屈折

角 ϕ'_x 。

3.2 Talbot 効果の位相イメージング応用

前節では Talbot 効果によって生じる格子の自己像の変形が試料の位相情報を反映していることを示した。本節では、それを利用したイメージング手法について解説する。

3.2.1 X 線 Talbot 干渉計

自己像の変形をそのまま検出しようとする、自己像周期よりも十分小さい空間分解能を持つ検出器が必要となる。X 線領域の Talbot 効果では通常、周期数 μm の回折格子が用いられるので、検出器には $1\mu\text{m}$ 以下のオーダーの空間分解能が要求される。これを回避するために、アナライザとして自己像と同じ周期の吸収格子を用いたものが、Talbot 干渉計である。自己像に同周期の吸収格子を重ね合わせることでモアレ縞が発生する。Talbot 干渉計ではこのモアレ縞のかたちで自己像の変形を検出する。この場合検出器に要求されるのはモアレ縞の周期より十分小さな空間分解能である。モアレ縞の周期は任意に大きくできるため、Talbot 干渉計では検出器に高い空間分解能を必要としない。ただし、試料の像の空間分解能は検出器の空間分解能によって当然左右される。

Talbot 干渉計[28]は、2003 年に硬 X 線領域で実現[5]されて以降、X 線位相イメージングの一手法として研究されている[30-33]。以下では Talbot 干渉計におけるモアレ縞の強度分布についての数式的な説明を参考文献[7]に従って行った後、そこから微分位相を取得する縞走査法の説明をする。

Talbot干渉計では、試料の下流に回折格子G1 と吸収格子G2 を一定の間隔をあけて配置する。概略図を図 3.7 に示す。G1、G2 の周期をそれぞれ周期 d_1 、 $d_2 (= d'_2)$ とし、 z 軸回りにG1 を $-\theta/2$ 、G2 を $\theta/2$ だけ傾いているとする($\theta \ll 1$)。また、G2 はG1 に対し、 x 軸方向に χ だけずらしてある。このとき、G1 の下流での強度分布 $I_1(x,y,z)$ は、

$$I_1(x, y, z) = \sum_n \mu(|npd_1|) b_n(z) \exp \left[i2\pi \frac{n}{d'_2} \left(x - \frac{\theta}{2} y - z\varphi_x(x, y) \right) \right] \quad (3.50)$$

である。また、G2 の強度透過率分布 $I_2(x,y)$ は、そのフーリエ係数 c_n を用いて

$$I_2(x, y) = \sum_n c_n \exp \left[i2\pi \frac{n}{d'_2} \left(x + \frac{\theta}{2} y + \chi \right) \right] \quad (3.51)$$

と書ける。さて、G2 透過直後の強度分布は $I(x,y) = I_1 I_2$ となるが、このうちモアレ縞の情報は回折格子の周期以下の構造を平均化したものであるなので、観測系にローパスフィルタ的操作を仮定する。これは、空間分解能が低い検出器を使うことに相当する。すると、式(3.50)、(3.51)、および $\varphi_x(x, y)$ の変化が回折格子周期のスケールでは無視できることより、

$$\begin{aligned} I(x, y) &= \frac{1}{d} \int_{x-d_2/2}^{x+d_2/2} I_1(x', y, z) I_2(x', y) dx' \\ &= \sum_{n_1} \sum_{n_2} \mu(|n_1 p d_1|) b_{n_1}(z) c_{n_2} \exp \left[i2\pi \frac{1}{d_2} \left((-n_1 + n_2) \frac{\theta}{2} y - n_1 z \varphi_x(x, y) + n_2 \chi \right) \right] \\ &\quad \times \frac{1}{d'_2} \int_{x-d_2/2}^{x+d_2/2} \exp \left(i2\pi \frac{n_1 + n_2}{d_2} x \right) dx \\ &= \sum_n \mu(|npd_1|) b_{-n}(z) c_n \exp \left[i2\pi \frac{n}{d_2} (\theta y + z\varphi_x(x, y) + \chi) \right] \end{aligned} \quad (3.52)$$

となる。この式から、

- G1 と G2 が相対角 θ で傾いているとき、 y 方向に周期 d/θ ($\gg d$) のモアレ縞(回転モアレ)が生じる。
- モアレ縞の位相が試料の微分位相に比例して変化し、その変化量は式(3.38)の自己像の縞位相の変化と等しく、その比例係数は G1、G2 間距離に比例する。
- χ を変えることでモアレ縞の位相を変えられる。

といったことがわかる。回転モアレについてはモアレ縞の解析方法によって要不要が決まる。後述する縞走査法[34]では不要であり、むしろアーティファクト発生の原因になるので θ を 0 にするのが普通である。一方、空間的な縞の Fourier 変換からモアレ縞の位相を求める Fourier 変換法[35]では、 θ を大きめにとり細かい周期の縞を発生させて解析に利用する。

3.1.2 節のように、G1 に $\pi/2$ 格子、G2 にロンキー格子を用いた場合を考えてみる。式(3.23)、(3.52)、(3.11)より、Talbot 次数 p が半整数(>0)のときの強度分布は、

$$I(x, y) = \frac{1}{2} + \frac{4}{\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \mu(|(2n+1)pd_1|) \frac{1}{(2n+1)^2} \cos\left(2\pi \frac{2n+1}{d_2} (\theta y + z\varphi_x(x, y) + \chi)\right) \quad (3.53)$$

となる。これは、モアレ縞の強度のプロファイルが奇数次のフーリエ成分のみから成り、コヒーレントな場合には三角波となることを表している。

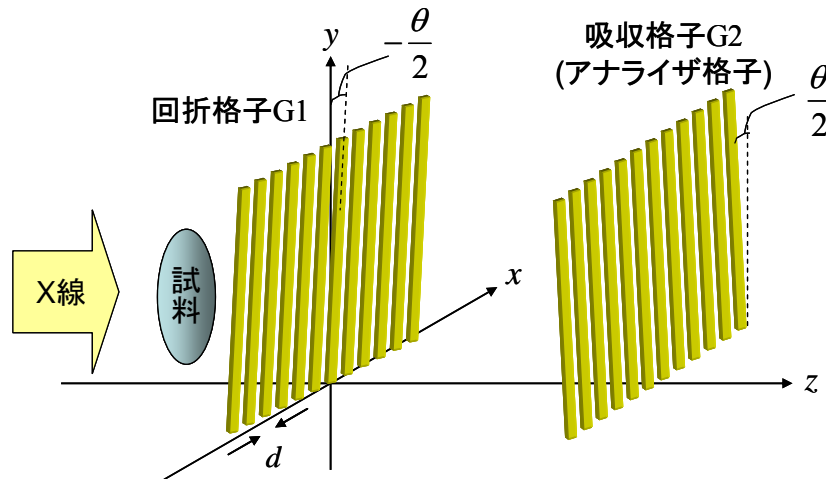


図 3.7: X 線 Talbot 干渉計の光学系。

縞走査法

理論的には、試料の挿入によって変形したモアレ縞から、式(3.53)を用いて干渉縞の位相、ひいては試料の微分位相が計算できるはずである。しかし実際には、格子のひずみによる自己像の変形や検出器の感度むらなどの実験系由来のノイズが存在する。また、試料によって位相シフトだけでなく X 線の吸収も起こるため、それによってモアレ縞の明るさが変化する。さらには、式(3.53)が $\varphi_x(x, y)$ に関して線形でないことから、検出される位相によって S/N 比にばらつきが生じてしまう。こういった問題を取り除き、干渉縞から位相情報を取り出す方法が必要である。そこで用いられるのが、縞の位相を人為的に変えて取得した複数の像から縞の位相を決定する縞走査法[34]である。これは干渉計測で広く用いられる、縞を解析する一般的な手法なので、Talbot 干渉計だけでなく Talbot 効果を用いたイメージング一般に対しても有効な手法である。縞走査法では、試料の挿入前後で縞走査を行い、取得した 2 つの縞位相の差をとることで、試料による縞位相の変化だけを抽出する。縞走査法は取得した像の各点ごとに独立して行われるので、検出器の感度や入射 X 線の強度の検出面上での空間的なむらに影響されないという利点がある。人為的に縞の位相を変えるのは、Talbot 干渉計においては G1 と G2 の x 方向のずれ χ を変えることで行える。本手法では空間的な干渉縞の強度分布は不要であり、逆に系統誤差を生む原因となるため $\theta = 0$ とするのが望ましい。以下では縞走査法の原理と縞の高次成分による系統誤差について簡単に説明

する。

正弦波のプロファイルを持つ縞、つまり2次以上フーリエ成分が0の縞を考える。縞の位相を $2\pi/N$ ($N \geq 3$) ずつかえて取得した N 枚の像の、 k 枚目の点 $P(x,y)$ での強度を $I_k(x,y)$ とすると、縞の位相 ϕ は

$$\phi = \arg \left[\sum_{k=1}^N I_k(x,y) \exp \left(-i2\pi \frac{k}{N} \right) \right] \quad (3.54)$$

で求められる。これは $I_k = A + B \cos(2\pi k/N + \phi)$ を式(3.54)に代入すれば確かめられる。これが縞走査法の原理である。ただし、縞が正弦波でない場合には、高次の成分による系統誤差が生じる。Talbot 干渉計の場合には、式(3.41)から、

$$I_k(x,y) = \sum_n \mu(|npd_1|) b_n(z) c_n \exp \left(i2\pi \frac{n}{d_2} \left(\theta y + z\varphi_x(x,y) + \frac{d_2}{N} k \right) \right) \quad (3.55)$$

である[7]。これは、 χ を d/N 刻みで動かすことを意味する。式(3.43)の右辺は

$$\begin{aligned} \arg \left[\sum_{k=1}^N I_k(x,y) \exp \left(-i2\pi \frac{k}{N} \right) \right] &= \arg \left[\sum_n \mu(|npd_1|) b_n(z) c_n \exp \left(i2\pi \frac{n}{d_2} (\theta y + z\varphi_x(x,y)) \right) \right. \\ &\quad \left. \times \sum_{k=1}^N \exp \left(i2\pi \frac{k}{N} (n-1) \right) \right] \end{aligned} \quad (3.56)$$

となる。ここで、 k に関する和は任意の整数 q に対し、

$$\sum_{k=1}^N \exp \left(i2\pi \frac{k}{N} (n-1) \right) = \begin{cases} N & (n-1 = qN) \\ 0 & (n-1 \neq qN) \end{cases} \quad (3.57)$$

である。式(3.54)が成り立つのは式(3.56)の $|n| \leq 1$ の項以外が0のときであり、 $|n| \geq 2$ に非ゼロの項があるとそれが誤差を生むことになる。 N を大きくすれば低次 ($|n| \leq N-2$) の誤差項を0にできるが、撮像時間がかかるうえ、機械精度も要求される。このため N はできるだけ小さく、かつ非ゼロの誤差項の最低次数ができるだけ大きいものが望ましい。

ロンキー型の格子を用いた場合、自己像やモアレ縞には奇数次成分しか存在しないため M を奇数に取れば、 $|n| \geq 2$ で非ゼロの項があるのは、最も低次でも $2N-1$ 次となる[7]。 n 次のフーリエ成分は n^2 に反比例して小さくなり、さらに高次成分ほどコヒーレンスの影響を受けて小さくなるので、高次項による誤差の影響は無視できるほどに小さくなる。

光子統計誤差

入射する光子数はポアソン分布に従うので、統計誤差が生じる。これにより、縞走査で取得した縞の位相にも誤差を生じ[36]、イメージングにおけるノイズとなる。以下これを簡単に説明する。

統計誤差を考慮した場合、正弦波の縞走査における N 枚の像の、 k 枚目の点 $P(x,y)$ での強度は

$$I_k(x,y) = I_{\text{avr}}(x,y) + A(x,y) \cos \left(2\pi \frac{k}{N} + \phi \right) + n_k(x,y) \quad (3.58)$$

と表せる。縞走査は1つの点で独立して行うので、以下(x,y)を省略する。式(3.58)において、 I_{avr} は平均強度、 A は振幅、 n_k は統計誤差によるノイズである。このとき、式(3.54)の右辺は

$$\begin{aligned} \arg\left[\sum_{k=1}^N I_k(x, y) \exp\left(-i2\pi \frac{k}{N}\right)\right] &= \arg\left[\sum_{k=1}^N \left(I_{\text{avr}} + A \cos\left(2\pi \frac{k}{N} + \phi\right) + n_k\right) \exp\left(-i2\pi \frac{k}{N}\right)\right] \\ &= \arg\left[\frac{NA}{2} \exp(i\phi) + \sum_{k=1}^N n_k \exp\left(-i2\pi \frac{k}{N}\right)\right] \\ &= \arg\left[\frac{NA}{2} \exp(i\phi) + n\right] \end{aligned} \quad (3.59)$$

となる。ここで

$$n = \sum_{k=1}^N n_k \exp\left(-i2\pi \frac{k}{N}\right) \quad (3.60)$$

である。これを複素数平面に図示したものが図 3.8 である。図から、縞の位相の統計誤差の標準偏差 $\Delta\phi$ は、縞の振幅に対してノイズが小さいとき、

$$\Delta\phi = \frac{\sqrt{\langle |n_{\perp}|^2 \rangle}}{NA/2} \quad (3.61)$$

とわかる。ここで n_{\perp} は n の ϕ 方向に垂直な成分である。ポアソン分布では、平均値と分散が等しくなることから、

$$\langle n_k n_{k'} \rangle = \begin{cases} I_k & (k = k') \\ 0 & (k \neq k') \end{cases} \quad (3.62)$$

である。これより

$$\begin{aligned} \langle |n_{\perp}|^2 \rangle &= \frac{1}{2} \langle |n|^2 \rangle \\ &\approx \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N \sum_{k'=1}^N \langle n_k n_{k'} \rangle \exp\left(-i2\pi \frac{k-k'}{N}\right) \\ &= \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N I_k \\ &= \frac{1}{2} NI_{\text{avr}} \end{aligned} \quad (3.63)$$

となるので、式(3.61)に代入して、

$$\Delta\phi = \frac{\sqrt{NI_{\text{avr}}/2}}{NA/2} = \frac{\sqrt{2I_{\text{avr}}}}{\sqrt{NA}} \quad (3.64)$$

となる。さて、ここで縞のビジビリティ(鮮明度) V というものを定義する。通常は縞の強度の最大値 I_{max} と最小値 I_{min} を用いて $V = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/(I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$ で定義されるが、縞走査では1次成分の

みが位相情報を与えるので、ここでは縞の 0、1 次のフーリエ係数 q_0 、 q_1 を用いて、

$$V \equiv \left| \frac{2q_1}{q_0} \right| \quad (3.65)$$

と定義する。 q_0 は平均強度、 $2q_1$ は縞の 1 次成分の振幅である。式(3.47)の場合には

$$V = \frac{A}{I_{\text{avr}}} \quad (3.66)$$

であるので、式(3.64)は

$$\Delta\phi = \frac{\sqrt{2}}{V\sqrt{NI_{\text{avr}}}} \quad (3.67)$$

と書き直せる。ここから、試料の位相情報の検出感度はビジビリティに比例し、強度の二乗に比例することが分かる。

このビジビリティの計算も縞走査法によって行うことができる。式(3.58)でノイズを無視すると、

$$\left| \sum_{k=1}^N I_k(x, y) \exp\left(-i2\pi \frac{k}{N}\right) \right| = \left| \frac{NA}{2} \exp(i\phi) \right| = \frac{NA}{2} \quad (3.68)$$

$$\sum_{k=1}^N I_k(x, y) = NI_{\text{avr}} \quad (3.69)$$

であることから、

$$V = \frac{2 \left| \sum_{k=1}^N I_k(x, y) \exp\left(-i2\pi \frac{k}{N}\right) \right|}{\sum_{k=1}^N I_k(x, y)} \quad (3.70)$$

となる。このようにして像の各点でのビジビリティを計算したものをビジビリティマップと呼ぶ。Talbot 効果を利用したイメージングにおいては、このビジビリティマップは格子周期以下、つまり位相イメージングの限界空間分解能以下のスケールの構造情報を反映した新たなコントラストであるとして注目され、研究対象となっている[37,38]が、ここではこれ以上触れないこととする。

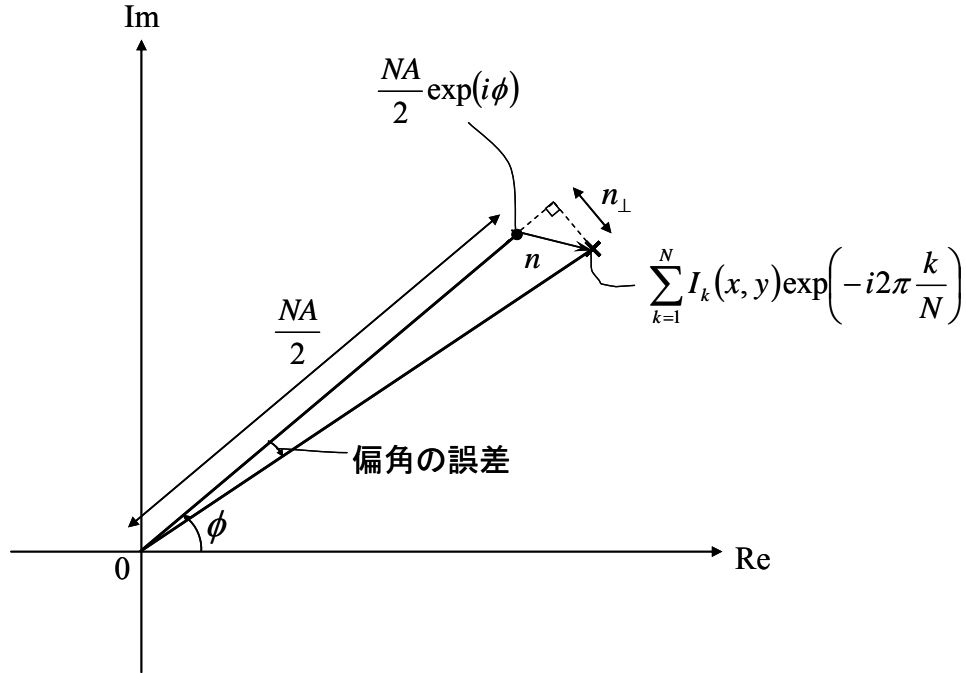


図 3.8: 縞走査における複素数平面上での光子統計ノイズと偏角の誤差。

3.2.2 X 線 Talbot-Lau 干渉計

Talbot 効果は球面波においても現れ、これは Talbot 干渉計が X 線管のような一般的な X 線源を使用可能であることを表している。しかしそのためには、空間コヒーレンスの要請から x 方向の光源サイズを $10 \mu\text{m}$ 程度まで小さくしなければならず、X 線強度不足が問題になる。この問題を解決する手法として提案されたのが X 線 Talbot-Lau 干渉計である。Talbot-Lau 干渉計の光学系を図 3.9 に示す。Talbot-Lau 干渉計は、空間コヒーレンスの要請を満たすよう x 方向のサイズが小さい線光源が、一定の周期で並んだ線光源列を光源とした球面波 Talbot 干渉計である。各線光源による自己像が自己像周期の整数倍ずつずれて重なり合うように設計される。線光源列は通常、大きな光源を何らかの方法(マルチスリットを用いるなど)で分割してつくられる。線光源列の周期は上記の条件から

$$d_0 = \frac{R_1}{z_p} d'_2 = \frac{R_2}{z_p} d_1 \quad (3.71)$$

である。これと式(3.44)、(3.46)より、

$$\frac{1}{d_0} = \frac{1}{d_1} - \frac{1}{d'_2} \quad (3.72)$$

$$R_1 = \frac{p}{\lambda} d_0 d_1 \quad (3.73)$$

$$z_p = \frac{p}{\lambda} d_1 d'_2 \quad (3.74)$$

といった関係式が導かれる。

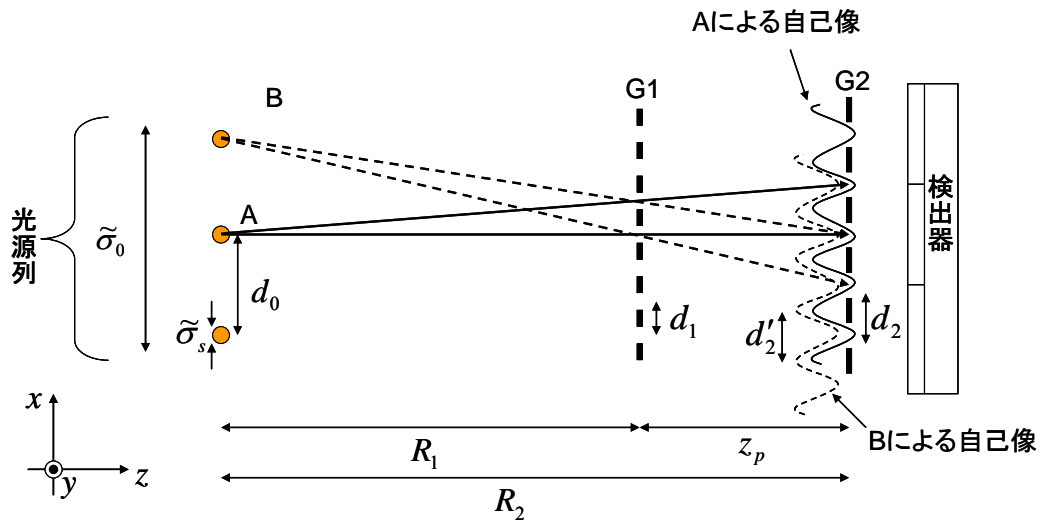


図 3.9: X 線 Talbot-Lau 干渉計の光学配置

空間分解能

図 3.10 に示すように、Talbot-Lau 干渉計では、光源全体の x 方向のサイズ $\tilde{\sigma}_0$ が大きくなるため、ビーム強度が強くなる代わりに空間分解能が落ちる。これは吸収像の半影と同じであり、分解可能サイズ x_r は

$$x_r \approx \left(1 - \frac{R_s}{R_2}\right) \tilde{\sigma}_0 \quad (3.75)$$

程度である。

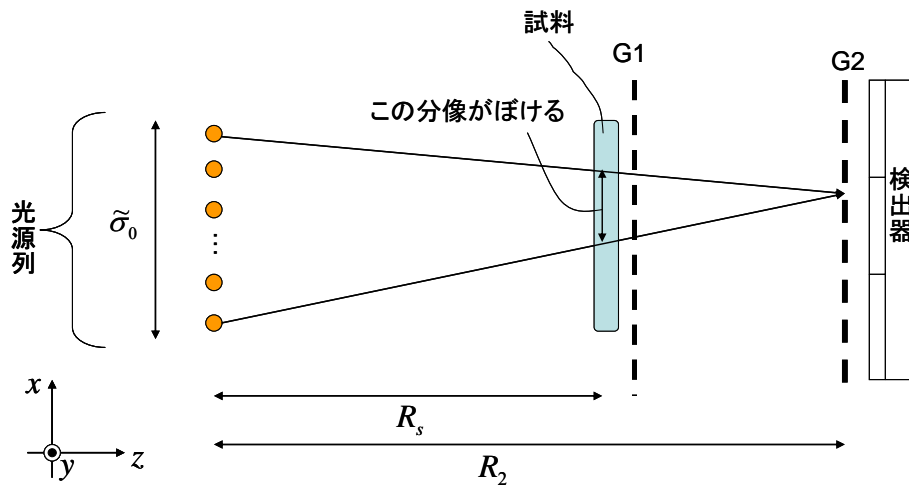


図 3.10: X 線 Talbot-Lau 干渉計における空間分解能の決まり方。

3.2.3 Talbot 効果を利用した X 線位相顕微鏡

これは吸収コントラストの X 線結像顕微鏡に Talbot 効果を組み合わせて位相を計測できるようにしたものである。光学系を図 3.11 に示す。結像素子（図では Fresnel zone plate (FZP)）に平面波 X 線が入射すると、後焦点面に一度集光し、そこから下流に発散しながら伝播して行く。この手法では、X 線の集光点を仮想的な点光源とみなし、その下流に回折格子を置いて自己像を発生させる。結像光学系では結像素子の焦点距離 f 、試料結像素子間距離 a 、結像素子 - 像面間距離 b 、顕微鏡の試料拡大率 M としたとき、

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \quad (3.76)$$

$$M = \frac{b}{a} \quad (3.77)$$

が成り立つ。式(3.76)はレンズの公式である。

顕微鏡の試料拡大率 M を固定した場合、式(3.76)、(3.77)、及び球面波 Talbot 効果の式(3.44)より、後焦点面 - 回折格子 $G1$ 間距離 R_1 は、

$$R_1 = \frac{Mf}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4pd_1^2}{Mf\lambda}} \right) \quad (3.78)$$

と 2 つの解を持つ。+ の配置では自己像の周期が小さいため、Talbot 干渉計のようにアナライザーとして吸収格子を用いる。求まる情報も X 線 Talbot 干渉計と同じく微分位相情報である。

一方、式(3.78)の - の配置では、自己像が大きく拡大され、検出器で直接観察できる。このとき観測される強度分布は Talbot 効果から

$$\begin{aligned} I(x, y) &\propto \sum_{m,n} \mu \left(\frac{(m-n)pd'_2}{M} \right) a_n a_m^* \exp(i\pi p(n^2 - m^2)) \exp\left(-i \frac{2\pi(m-n)x}{d'_2}\right) \\ &\quad \times E \left(-\frac{x+npd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right) E^* \left(-\frac{x+mpd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right) \\ &= \sum_{m,n} \mu \left(\frac{(m-n)pd'_2}{M} \right) b_n b_m^* \exp\left(-i \frac{2\pi(m-n)x}{d'_2}\right) \\ &\quad \times E \left(-\frac{x+npd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right) E^* \left(-\frac{x+mpd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right) \end{aligned} \quad (3.79)$$

で表される [14,15]。 d'_2 は自己像の周期、 a_n は格子の透過関数の n 次の Fourier 係数、

$b_n \equiv a_n \exp(im^2 p)$ は自己像の電場の n 次の Fourier 係数、 E は試料透過直後の電場分布、空間コヒーレンス度 μ は物面で定義されたものである。この光学系ではアナライザーの吸収格子を用いないが、位相格子を平行移動することで Talbot 干渉計と同じように縞走査を行い、自己像の縞の

位相の変化量を求めることができる。 N ステップの縞走査を行うとき、 k 番目の強度分布は

$$I_k(x, y) \propto \sum_{m,n} \mu \left(\frac{(m-n)pd'_2}{M} \right) b_n b_m^* \exp \left(-i2\pi \left(\frac{(m-n)x}{d'_2} + \frac{k}{N} \right) \right) \times E \left(-\frac{x+npd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right) E^* \left(-\frac{x+mpd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right) \quad (3.80)$$

である。高次項が無視できるようなステップ数を選ぶと、縞走査の結果は

$$P(x, y) \equiv \sum_{k=1}^N I_k(x, y) \approx N\mu \left(\frac{pd'_2}{M} \right) \exp \left(i2\pi \frac{x}{d'_2} \right) \sum_n b_n b_{n+1}^* \times E \left(-\frac{x+npd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right) E^* \left(-\frac{x+(n+1)pd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right) \quad (3.81)$$

となる。さらに、ロンキー型の格子を使用した場合、0次以外の偶数次で $b_n = 0$ であることから

$$P(x, y) \approx N\mu \left(\frac{pd'_2}{M} \right) \exp \left(i2\pi \frac{x}{d'_2} \right) \times \left[b_{-1} b_0^* E \left(-\frac{x-pd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right) E^* \left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M} \right) + b_0 b_1^* E \left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M} \right) E^* \left(-\frac{x+pd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right) \right] \quad (3.82)$$

である。ここで試料が弱吸収物体であると仮定すると、試料透過後の電場を試料の位相シフト

$\Phi_n = \Phi \left(-\frac{x+npd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right)$ を用いて

$$E \left(-\frac{x+npd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right) = E_0 \exp[i\Phi_n] \quad (3.83)$$

と表せる。また

$$b_0 b_1^* = a_0 a_1^* \exp(-i\pi\varphi) = |a_0 a_1^*| \exp(i\phi_a - i\pi\varphi) \quad (3.84)$$

と置く。 $b_{-1} b_0^* = (b_0 b_1^*)^*$ に注意すると、

$$\begin{aligned}
P(x, y) &\approx N\mu \left(\frac{pd'_2}{M} \right) \exp \left(i2\pi \frac{x}{d'_2} \right) E_0 |a_0 a_1^*| \\
&\quad \times \{ \exp[-i(\phi_a - \pi p)] \exp[i(\Phi_{-1} - \Phi_0)] + \exp[i(\phi_a - i\pi p)] \exp[i(\Phi_0 - \Phi_1)] \} \\
&= 2N\mu \left(\frac{pd'_2}{M} \right) \exp \left(i2\pi \frac{x}{d'_2} \right) E_0 |a_0 a_1^*| \\
&\quad \times \cos \left(\frac{\Phi_{-1} + \Phi_1}{2} - \Phi_0 - \phi_a + \pi p \right) \exp \left[i \frac{\Phi_{-1} - \Phi_1}{2} \right]
\end{aligned} \tag{3.85}$$

となる。試料を除いたときの $P(x, y)$ を $P_0(x, y)$ を用いると、

$$\begin{aligned}
\tilde{P}(x, y) &\equiv 2 \arg \left[\frac{P(x, y)}{P_0(x, y)} \right] \\
&= \Phi \left(-\frac{x - pd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right) - \Phi \left(-\frac{x + pd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right)
\end{aligned} \tag{3.86}$$

となり、これは $2pd'_2/M$ だけ離れた 2 点の位相の差分が得られることを表している。これまでの Talbot 効果を利用した光学系では自己像は検出器の空間分解能以下の周期であったため、これを微分量として考えていたが、自己像を直接解像することで微分ではなく差分を計測することが出来るということである。このことから、この手法は X 線差分位相顕微鏡と呼ばれている。像面においてコントラストの反転した試料の位相像が $2pd_2$ ずれて重なったものが得られるともいえるため、 $2pd_2/M$ 以下の大きさの試料に対しては直接位相像を取ることが出来、微分位相を検出する Talbot 効果を利用した他の光学系に比べ非常に高感度な測定が可能である。同じように直接位相像を得ることが出来、高感度な位相顕微鏡である Zernike 型位相顕微鏡と比べても、強位相物体に対しても定量測定が出来る、大きいスケールの構造も観察できる、ハローによる像のにじみが無いといったメリットがある。

従来の吸収コントラストに対する感度 (S/N 比) は、微分位相ではなく位相像であることから試料の形状によらず決まる。 I_{avr} を格子を除いた時の平均強度、 A を格子による平均強度の減衰、 N を縞走査のステップ数とすると、式(3.67)から位相の標準偏差が

$$\Delta \left(\frac{\Phi}{2} \right) = \frac{\sqrt{2}}{V \sqrt{NAI_{\text{avr}}}} \tag{3.87}$$

吸収コントラストの標準偏差が

$$\Delta(\mu t) = \frac{1}{\sqrt{NAI_{\text{avr}}}} \tag{3.88}$$

であることから、

$$\Delta \left(\frac{\Phi}{2} \right) = \frac{\sqrt{2}}{V \sqrt{A}} \Delta(\mu t) \tag{3.89}$$

である。 δ 、 β を用いて表すと、

$$\Delta\delta = \frac{2\sqrt{2}}{V\sqrt{A}}\Delta\beta \quad (3.90)$$

となるので、吸収コントラストに対する感度の向上率は

$$\frac{\delta/\Delta\delta}{\beta/\Delta\beta} = \frac{V\sqrt{A}}{2\sqrt{2}} \frac{\delta}{\beta} \quad (3.91)$$

となる。

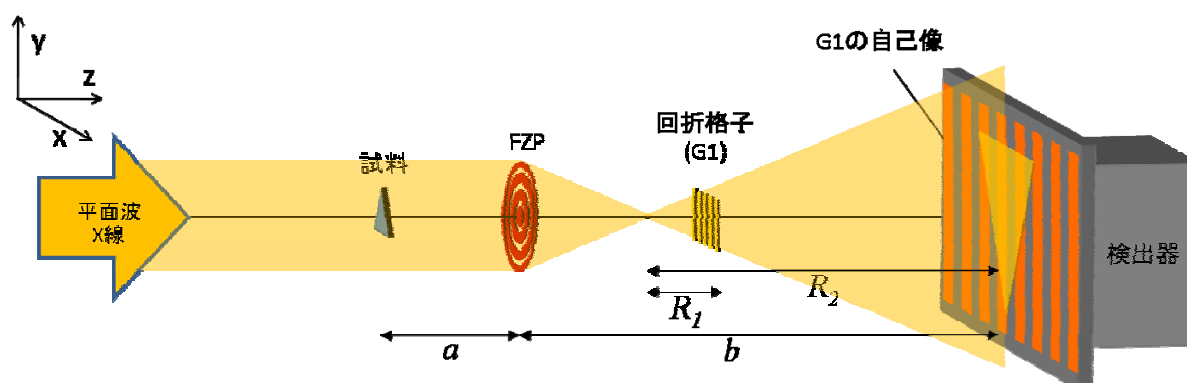


図 3.11 Talbot 効果を利用した X 線位相顕微鏡の模式図。

第 4 章 Talbot 効果と Lau 効果を利用した新規位相イメージングの X 線光学系

本章では本論文が提案する、インコヒーレント光源を用いた、Talbot 効果と Lau 効果を利用した自己像解像型の位相イメージングについての説明を行う。Lau 効果を用いる位相イメージング手法ではインコヒーレント照明が使用可能であり、これは実験室光源が使えるということである。既存の手法として投影型のイメージングである Talbot-Lau 干渉計が挙げられるが、通常硬 X 線領域で使われる回折格子は数 μm 程度の周期であり、Talbot-Lau 干渉計においては回折格子の自己像の周期もこれと同程度である。このため、自己像を直接解像できず、アナライザとして視野より大きな吸収格子が必要である。新たに提案する手法では、有限距離の Lau 効果と球面波 Talbot 効果との共通点に注目し、自己像の周期を検出器で解像可能なまでに拡大するような配置をとることで大面積の吸収格子を用いずに大視野化が実現できる。

自己像を拡大して解像するという方法は、結像型のイメージングにおいては 3.2.3 節で扱った差分位相顕微鏡でも行われている。しかし従来の位相差分顕微鏡はインコヒーレント照明の使用は

不可能で、放射光施設でしか使用できないものである。本研究で行う結像顕微鏡では、Lau 効果を利用して差分位相顕微鏡が実験室光源で使用できるようになる。

以下では 4.1 節で投影型のイメージング、4.2 節で結像顕微鏡と組み合わせたものについて説明する。

4.1 Lau 効果

Lau 効果[39,40]は可視光領域で発見されたもので、同周期の格子を一定距離はなして配置し、インコヒーレント照明を当てると無限距離下流に干涉縞が観測されるというものである。実際にはレンズでその干涉縞をスクリーンに結像する。図 4.1 に光学系を示す。Lau 効果は振幅型格子 G0 の開口部の各点を点光源とみなした球面波 Talbot 効果で説明できる。球面波 Talbot 効果では、タルボ次数 p の強度パターンが回折格子 G1 の下流、距離

$$z = \frac{pd_1^2}{\lambda} \frac{R_1}{R_1 - \frac{pd_1^2}{\lambda}} \quad (4.1)$$

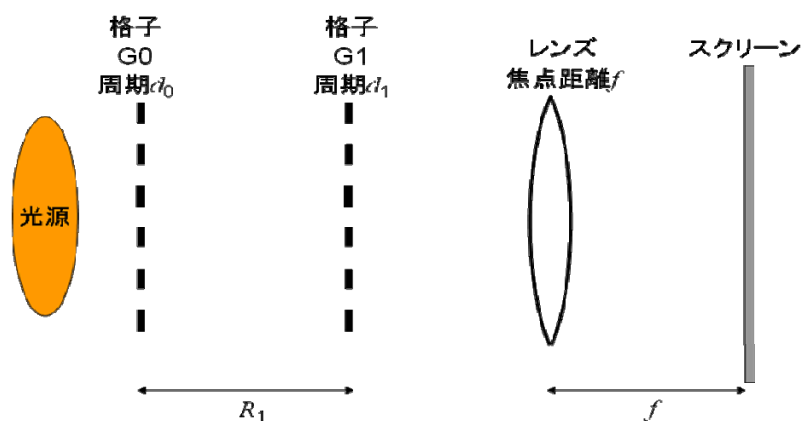
の位置に生じ、その周期 d'_2 は

$$d'_2 = \frac{R_1 + z}{R_1} d_1 \quad (4.2)$$

である。 $R_1 \rightarrow \frac{pd_1^2}{\lambda}$ とすると、 $z \rightarrow \infty$ となり、無限遠に強度パターンが生じる。隣り合う開口部からの強度パターンが重なり合う条件は $z \rightarrow \infty$ のとき

$$d_0 = \frac{R_1}{z} d'_2 = d_1 \quad (4.3)$$

である。以上から、 $d_0 = d_1$ 、 $R_1 = \frac{pd_1^2}{\lambda}$ としたときに、無限遠に干涉による強度パターンが生じることになる。これが Lau 効果である。これを無限遠 ($z \rightarrow \infty$) の強度パターンから有限距離 ($z \gg R_1$) の強度パターンに変え、レンズによる結像を省いたものが、本論文で提案する新しい光学系に相当する。



4.2 新たに提案する X 線光学系

4.2.1 投影型

光学系を図 4.2 に示す。 d_0, d_1, d'_2 の関係は 3.2.2 節で述べた Talbot-Lau 干渉計と同じく

$$\frac{1}{d'_2} = \frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_0} \quad (4.4)$$

である。ここで d_0 の大きさを d_1 に近づけていくと、 d'_2 を任意に拡大でき、検出器で分解可能な周期の自己像を得ることができると考えられる。

アナライザの吸収格子が不要になるため、作成難度の高い吸収格子は光源付近に置く G0 のみでよく、その面積は視野に対して非常に小さいもので十分である。G0 を光源にほぼ密着させて配置できる場合、G0 の面積は光源サイズと同等でよい。また、アナライザとその基板が無いことでイメージングに寄与する有効 photon 数が 2 倍以上になる、アナライザで作られるモアレ縞は三角波だが自己像は矩形波なので縞の 1 次成分から計算されるビジビリティが $\pi/2$ 倍大きいといった利点も存在する。

試料の位置は、視野を大きくとること、及び光源の半影による空間分解能の低下を防ぐためにはできる限り検出器付近に置くことが望ましい。空間分解能は Talbot-Lau 干渉計と同様に、光源の半影の大きさで決まる。視野の x 方向の幅 w_f は、G0 の x 方向の幅 w_0 、G1 の x 方向の幅 w_1 、G0 のアスペクト比 r_0 のいずれかと試料の位置によって決まり、光源の幅を w_s として、

$$w_f = w_s + (w_0 - w_s) \frac{l_g + R_s}{l_g} \quad (4.5)$$

$$w_f = w_s + (w_1 - w_s) \frac{l_g + R_s}{l_g + R_1} \quad (4.6)$$

$$w_f = \frac{l_g + R_s}{2r_0} \quad (4.7)$$

のうち最も小さいものとなる。一方、式(4.4),(3.73),(3.74)及び $d'_2 \gg d_1$ より、 $R_2 \gg R_1$ となり回折格子 G1 が光源に近い位置にあるため、試料を下流に配置すると自己像の縞の位相の変化量が減少し、位相イメージングの感度が低下するというトレードオフの関係がある点に注意が必要である。

自己像の拡大が検出器の分解能に対して不十分な場合、検出器の線広がり関数 (LSF) によってビジビリティが低下する。LSF を分散 σ^2 のガウシアンとした場合、ビジビリティの低下率は

$$\frac{\left(\cos \frac{2\pi}{d'_2} x\right) \otimes \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right)\right)}{\cos \frac{2\pi}{d'_2} x} = \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma^2\left(\frac{2\pi}{d'_2}\right)^2\right) \quad (4.8)$$

である。

一方 d'_2 を大きくするために R_2 を大きくした場合、同じ位相の変化量もしくは空間分解能を得られる位置に置いた試料に入射する X 線の強度が低下し、 $R_2 \gg R_1, l_g$ の条件下では d'_2 二乗に反比例する。このため得られる微分位相像の S/N 比が最も良くなるのは、式(3.67)より

$$\frac{2\pi}{d'_2} \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma^2\left(\frac{2\pi}{d'_2}\right)^2\right) \text{ が最大となるときなので、}$$

$$d'_2 = 2\pi\sigma \quad (4.9)$$

のときである。

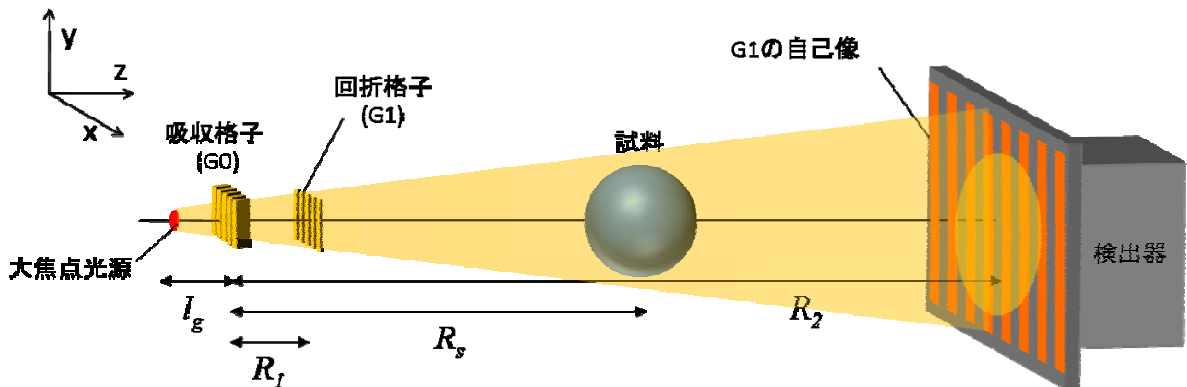


図 4.2 投影型光学系の模式図

4.2.2 結像顕微鏡との組み合わせ

光学系を図 4.3 に示す。試料、結像素子、検出器は通常の結像顕微鏡の配置である。光源に通常の実験室光源 (焦点サイズ数百 μm) を用いる場合、集光点での集光サイズが大きく、これを Talbot 効果の仮想光源として利用するのは空間コヒーレンスの要請を満たさず不可能である。そこで、試料の上流に吸収格子 G0(周期 d_0) を配置する。すると結像素子と像面の間に G0 の像 G0'(周

期 d'_0)が生じ、これを線光源列とみなして Lau 効果の生じる位置に回折格子 G1(周期 d_1)を置くことで自己像を生じさせることができると考えられる。

光学系の各距離は以下のように決定する。顕微鏡の拡大率 M を決めると、レンズの公式から距離 a, b は

$$\begin{cases} a = \frac{M+1}{M}f \\ b = (M+1)f \end{cases} \quad (4.10)$$

となる。 F は結像素子の焦点距離である。同様に、距離 a', b' は G0 の像の拡大(縮小)率 M' として

$$\begin{cases} a' = \frac{M'+1}{M'}f \\ b' = (M'+1)f \end{cases} \quad (4.11)$$

である。

自己像重ね合わせの条件式(4.4)から

$$d'_0 = M'd_0 = \frac{R_2}{R_2 - R_1} d_1 \quad (4.12)$$

球面波 Talbot 効果の式(3.44)から

$$R_2 = \frac{R_1^2}{R_1 - pd_1^2/\lambda} \quad (4.13)$$

であり、これら式(4.10),(4.12),(4.13)から

$$M' = \frac{d_1 + Md_0 \pm \sqrt{(d_1 - Md_0)^2 - 4pMd_0^2d_1^2/f\lambda}}{2d_0(1 + pd_0d_1/f\lambda)} \quad (4.14)$$

が導かれる。このうち自己像が大きく拡大されるのは $-$ の場合である。この M' と式(4.11)から a' が決まり G0 の位置が決定する。G1 の位置を決める R_1 は式(4.13)と $R_2 = b - b'$ から求まる。これで光学系の各距離が決定した。

G0 開口部を点光源の集まりと考え、その点光源と集光素子の中心を通る線を光軸と考えれば、この光学系は 3.2.3 節の差分位相顕微鏡として捉えられ、得られる像はその重ね合わせと捉えることができる。ただし、結像顕微鏡では試料の像の位置は試料と結像素子の位置関係で決まり、光源位置に依らないので投影型のように重ね合わせで試料にぼけが生じることはない。このことから、この光学系で得られる像は 3.2.3 節で扱った差分位相顕微鏡と同じであり、像面における強度分布は

$$\begin{aligned} I(x, y) \propto \sum_{m,n} \mu \left(\frac{(m-n)pd'_2}{M} \right) a_n a_m^* \exp(i\pi p(n^2 + m^2)) \exp \left(-i \frac{2\pi(m-n)x}{d'_2} \right) \\ \times E \left(-\frac{x + npd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right) E^* \left(-\frac{x + mpd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right) \end{aligned} \quad (4.15)$$

縞走査によって得られるイメージは

$$\begin{aligned}\tilde{P}(x, y) &\equiv 2 \arg \left[\frac{P(x, y)}{P_0(x, y)} \right] \\ &= \Phi \left(-\frac{x - pd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right) - \Phi \left(-\frac{x + pd'_2}{M}, -\frac{y}{M} \right)\end{aligned}\quad (4.16)$$

となり、物面で $2pd'_2/M$ 離れた 2 点間の差分位相像、もしくは結像面で逆コントラストの位相像が $2pd'_2$ 離れて重ねあわされたもの得られると考えられる。

$2pd'_2/M$ が試料の x 方向のサイズより大きければ、差分位相像がそのまま位相像として扱えるため、重ねあわされた像の分離を考えると、 $2pd'_2$ が大きいほど良い。ターボ次数 p は空間コヒーレンスの要請から大きくできないため、自己像周期 d_2 をできるだけ大きくしたい。今、 $d'_2 = d_1 R_2 / R_1 \gg d_1$ より $R_2 \gg R_1$ であるので、

$$R_1 \approx \frac{pd_1^2}{\lambda} \quad (4.17)$$

である。よって

$$d'_2 = d_1 \frac{R_2}{R_1} \approx \frac{\lambda R_2}{pd_1} \propto d_1^{-1} \quad (4.18)$$

となり、 d'_2 を大きくするには d_1 を小さくすればよいことが分かる。 d_1 を小さくすると $d'_0 (= d_1 d'_2 / (d'_2 - d_1) \approx d_1)$ も同程度に小さくしなければならない。しかし M が小さくなることでこれは満たされるので、高アスペクト比を要求される吸収格子は回折格子に比べ大きい周期のものが使用できる。

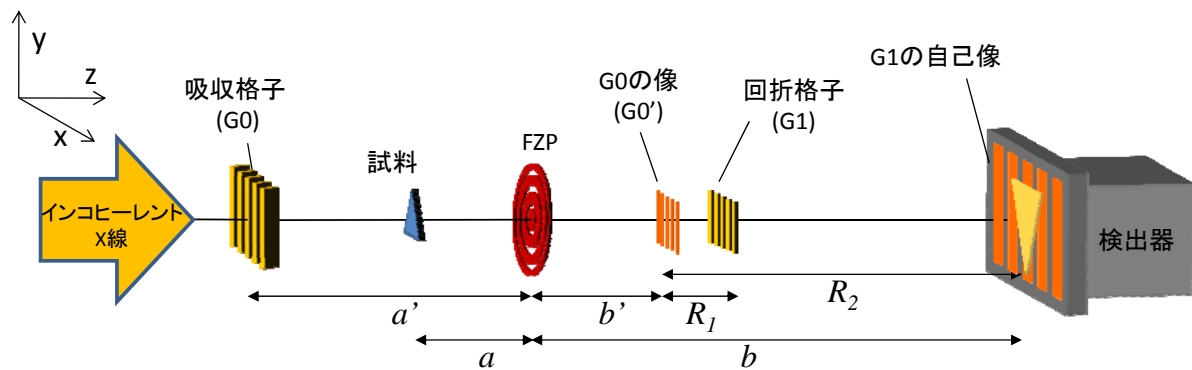


図 4.3 結像型光学系（結像顕微鏡）の模式図

第5章 実験と結果

本章では新たに提案する X 線位相イメージング手法の投影型と結像型それぞれについて実験を行い、位相イメージングが確かに可能であることを示す。

5.1 投影型

5.1.1 実験配置

実験の光学系を図 5.1 に示す。線源は Mo 回転陽極子、焦点の半値全幅 $2\text{ mm} \times 0.3\text{ mm}$ (X 線取り出し角 6° で実効焦点サイズ $0.2\text{ mm} \times 0.3\text{ mm}$) の X 線管を管電圧 40 kV 、管電流 135 mA で使用した。Mo の K_α 線の波長は 0.71 \AA である。吸収格子 G0 と回折格子 G1 は共に周期 $5.3\text{ }\mu\text{m}$ の Au のロンキー型格子を使用した。これらの格子は兵庫県立大学高度産業科学技術研究所（服部研究室）で作成していただいたもので [41]、 0.5 mm 厚の Si 基板上にリソグラフィと電気メッキによって作られている。G0 は高さ $30\text{ }\mu\text{m}$ の吸収型 (0.71 \AA に対し透過率 0.0019)、G1 は高さ $1.9\text{ }\mu\text{m}$ の $\pi/2$ 位相型 (0.71 \AA に対し位相シフト 0.55π) である。位相格子については光軸に直交する位置から y 軸回りに 13.5° 傾けることで、実効的な周期を $5.15\text{ }\mu\text{m}$ にして使用している。検出器には CCD カメラを用いた。この検出器はピクセルサイズ $9\text{ }\mu\text{m}$ 、ピクセル数 $4096 \times 4096\text{ pixel}$ の CCD と $40\text{ }\mu\text{m}$ 厚の GOS ($\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Pr}$) シンチレータを 1:2 でファイバーカップリングしたもので、実効ピクセルサイズは $18\text{ }\mu\text{m}$ 、Line spread function (LSF) の半値全幅は $70\text{ }\mu\text{m}$ である。本実験ではピクセル数 $3600 \times 3600\text{ pixel}$ 、視野角 $64.8\text{ mm} \times 64.8\text{ mm}$ で使用している。光源-G0 間距離はできる限り短くし、 75

mmとした。LSFから計算される自己像周期 d'_2 の最適値は190 μm であるので、これを満たすようにG0-G1間距離 $R_1 = 192 \text{ mm}$ 、G0-検出器間距離 $R_2 = 6940 \text{ mm}$ とした。光路長が長いので、空気による吸収や散乱を抑制するために、6 mのHeビームパス（試料を避けられるよう分割してある）をG1と検出器の間に配置した。

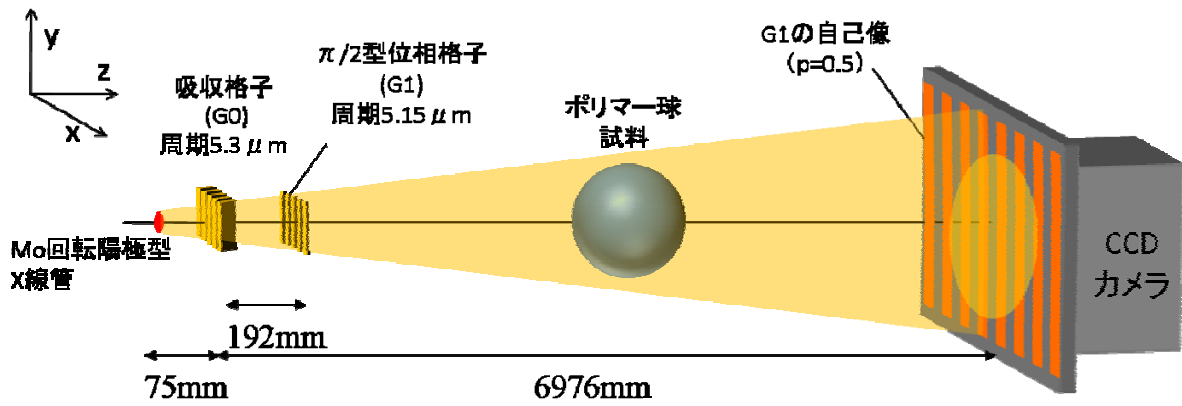


図 5.1 投影型実験の光学系模式図

5.1.2 実験結果

得られた G1 の自己像を図 5.2(a)に示す。露光時間は 25 秒である。確かに周期 190 μm に拡大された G1 の自己像が得られたことが確認できる。

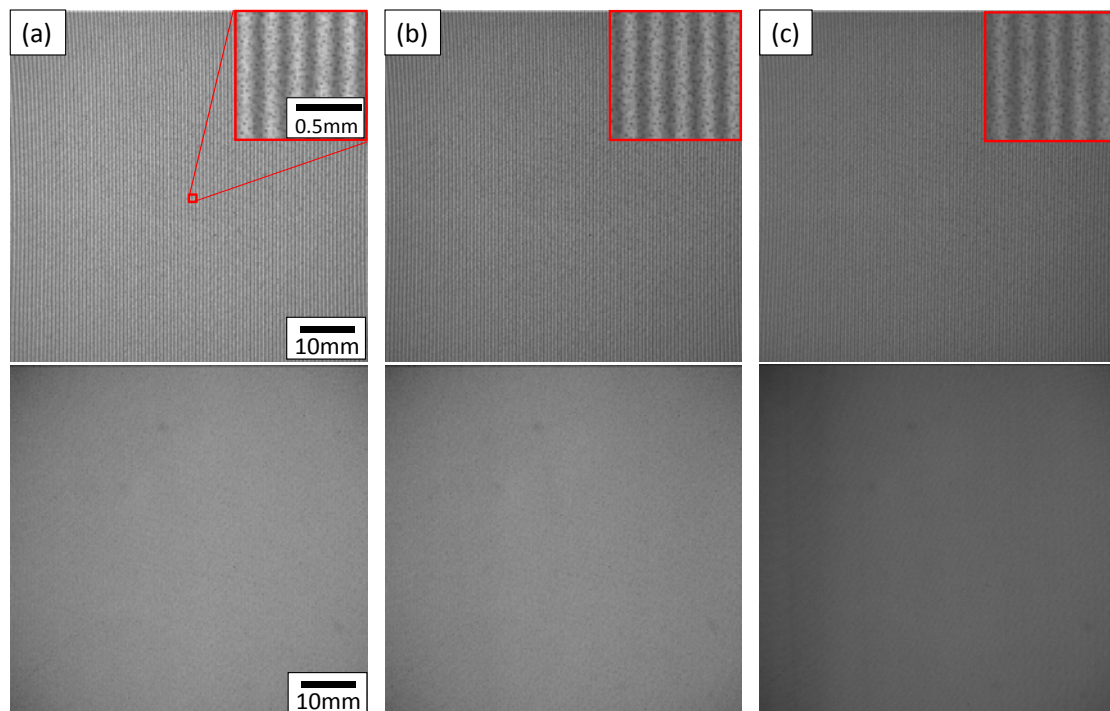


図 5.2 G1 の自己像（上段、グレースケール 0~16000ADU）とビジビリティマップ（下段、グレ

ースケール 0~0.4)。

(a)検出器を光軸上に置いたとき。 (b)検出器を x 方向に光軸から 200 mm 移動。 (c)同 400 mm 移動。平均ビジビリティは(a)22% (b)21% (c)15%

まず、この自己像を用いて微分位相像を取得することができることを示すため、ポリマー球の試料を用いてイメージングを行った。G1 の自己像から試料の微分位相像を得るのには 5step の縞走査法を用いた。この実験系ではアナライザ格子が存在しないが、G0 もしくは G1 を動かして自己像を走査しても同様の解析が可能である。本実験では G1 を走査した。X 線の露光時間は自己像 1 枚当りの 25 秒、微分位相 1 枚あたり 125 秒とした。図 5.3 は縞走査によって得られた像であり、微分位相像が取得できたことが確認できる。

次に、試料-検出器間距離によって、自己像の縞の位相の変化量、空間分解能が変化する様子を確認した。まず、縞の位相の変化量を X 線の波長を 0.71 \AA として計算したところ、実験結果が計算値を下回る結果となった。そこで、PG (pyrolytic graphite) のモザイク結晶を用いて X 線を単色化して実験を行ったところ、実験による値と計算値が一致した (図 5.4)。このことから、計算値との不一致は高エネルギーの連続 X 線成分によって平均の屈折率が減少していたためと考えられる。そこで、試料-検出器間距離 6200 mm のときの結果からこの平均の屈折率を単色時の 0.8 倍と見積もり、計算値と実験結果を比較したものが図 5.5 である。試料-検出器間距離に応じて理論通りに縞の位相の変化量が変化していることが確認できた。次に空間分解能と試料-検出器間距離の関係を見たグラフが図 5.6 である。空間分解能の実験値はポリマー球の端のプロファイルから見積もった値、計算値は光源を幅 0.2 mm の矩形として半影と検出器の LSF から計算したものである。グラフを見ると、試料-検出器間距離に対して線形に空間分解能が落ちていく様子が確認できる。試料-検出器間距離が 0 に向かう際に空間分解能が 0 に向かわないのは、検出器による限界空間分解能が存在するためである。

さて、この光学系の利点は、大視野化できることであった。そこで、より大面積の検出器を用いればより大きい視野が使用可能であることを示すために、検出器を x 軸方向に 200 mm、400 mm 移動して自己像を取得したものが図 5.2(b)(c)である。X 線が吸収格子 G0 を斜めに透過することから、(c)では(a)に比べ平均強度が 70%に低下、またビジビリティも同様に低下しているため、それに伴ったノイズの増加は発生すると考えられるが、イメージングには十分に耐えられる自己像が得られた。実験スペースの都合上これ以上検出器を移動できなかったが、少なくとも像面において 800 mm 角の視野が得られることが示された。例えば試料を光源と検出器の中間に置いた場合、物面で 400 mm 角の視野が確保できることになる。これは、現在 Talbot-Lau 干渉計で実現されている 100 mm 角よりも大きい視野である。また、これに必要な吸収格子の大きさは 2.5 mm 角、位相格子の大きさは 9 mm 角と計算され、視野より大きい格子が必要だった既存の手法に比べ大幅に小さいものとなっている。

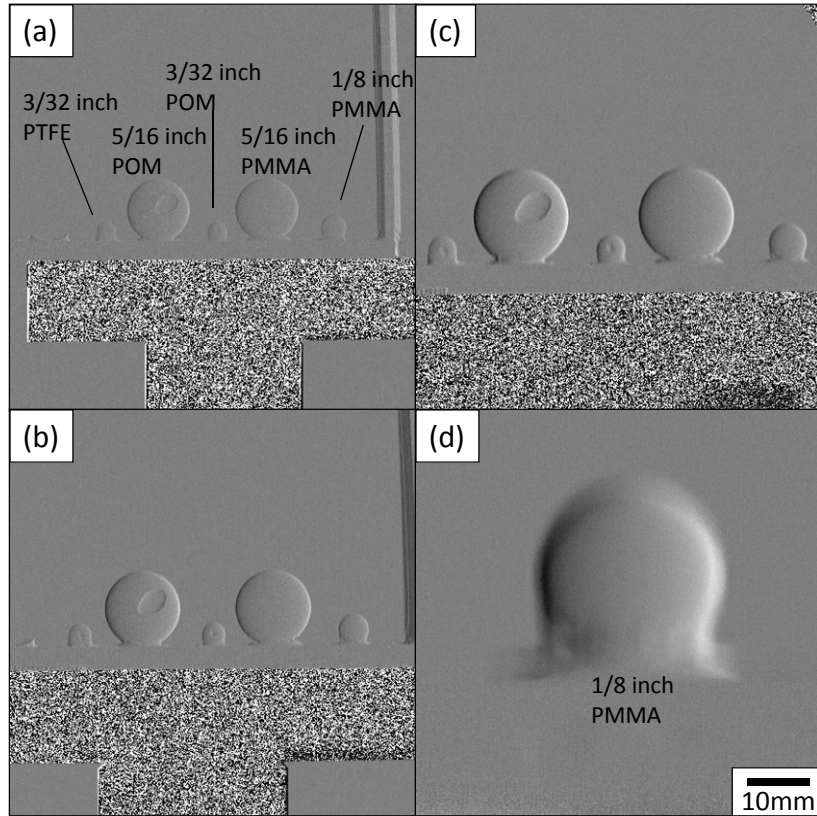


図 5.3 ポリマー球の微分位相像。

グレースケールは縞の位相で $-0.3\pi \sim 0.3\pi$ 、スケールバーは像面のもの。試料の像面からの距離と拡大率は、(a)1200 mm, 1.2 倍 (b)2200 mm, 1.5 倍 (c)3200 mm, 1.8 倍 (d)6200mm, 8.3 倍である。

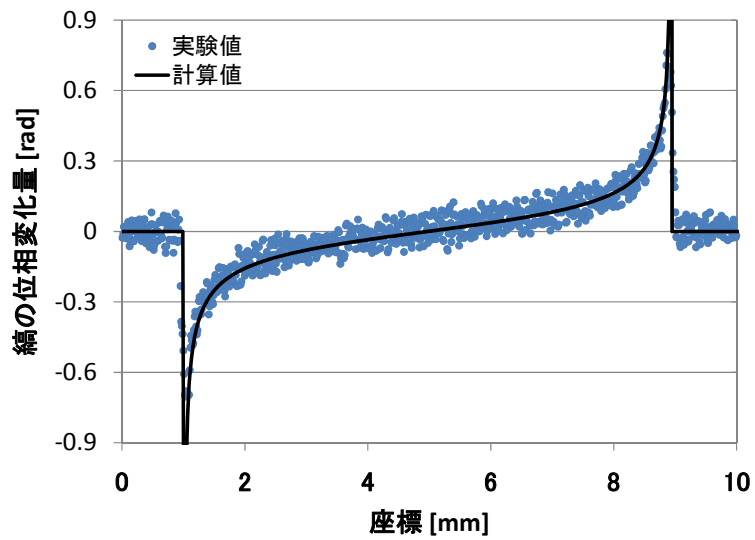


図 5.4 単色 X 線 (0.71 \AA) の場合の 5/16 inch PMMA 球のプロファイル

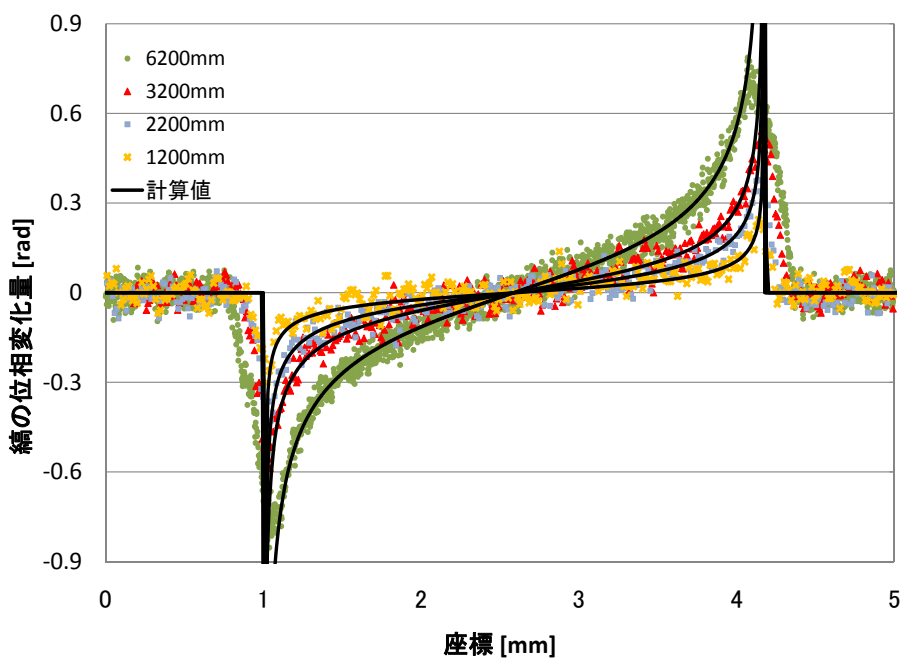


図 5.5 試料-検出器間距離を変えたときの 1/8 inch PMMA 球のプロファイル

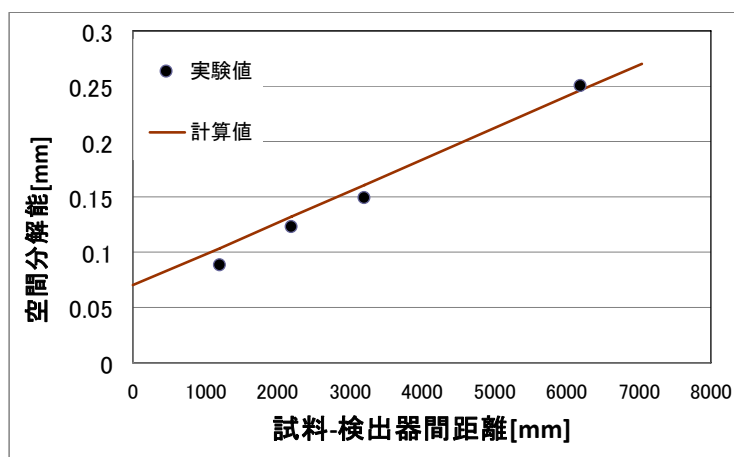


図 5.6 空間分解能と試料-検出器間距離の関係

5.2 結像型

5.2.1 実験配置

実験の光学系を図 5.7 に示す。線源はCu回転陽極子、焦点の半値全幅 $2\text{ mm} \times 0.3\text{ mm}$ (X線取り出し角 6° で実効焦点サイズ $0.2\text{ mm} \times 0.3\text{ mm}$) のX線管を管電圧 40 kV 、管電流 135 mA で使用した。Cuの K_α 線の波長は 1.54 \AA である。吸収格子G0は周期 $6.0\text{ }\mu\text{m}$ 、回折格子G1は周期 $1.0\text{ }\mu\text{m}$ のロンキ一型格子を使用した。吸収格子は豊和産業株式会社製で、 $50\text{ }\mu\text{m}$ 厚の SiO_2 基板上にリソグラフィと電気メッキによって作成したもの、回折格子はNTT-ATナノファブ리케이션株式会社製で、 0.3

μm 厚のSiNと $0.5 \mu\text{m}$ 厚のSiCでできた基板にこちらもリソグラフィと電気メッキによって作成したものである。G0はAu製で高さ $10 \mu\text{m}$ の吸収型（波長 1.54 \AA に対し透過率 0.019 ）、回折格子はTa製で高さ $1 \mu\text{m}$ の $\pi/2$ 位相型（波長 1.54 \AA に対し位相シフト 0.52π ）である。高空間分解能を目指す顕微鏡としては、検出器も高空間分解能のものが望ましいが、本実験はまずイメージング可能であることを示すのが目的であるため、検出器は 5.1 節で用いたものと同じCCDカメラを用いた。結像素子はxradia製FZP（ZP100-320-16）を使用した。直径 $320 \mu\text{m}$ 、最外輪帯幅 100 nm 、焦点距離は f は波長 1.54 \AA に対し 208 mm である。FZPによる結像の理論的な空間分解能は最外輪帯幅の 1.22 倍であり、 $1 \mu\text{m}$ 周期の吸収格子の像を生じさせるのに十分である。このFZPの+1次の集光効率が最大になるのは 1.4 \AA の時で 31% （メーカー公称値）であり、そのままではダイレクトビームが画像にのってしまい大きなノイズ源となるので、ビームストップを用いて視野の半分を覆うことでダイレクトビームを除去した。本実験はこの新しい光学系が理論通りに機能するかを確かめることが目的であるので、定量評価の邪魔になる連続X線成分を除くためにPGのモザイク結晶を使用した。この際、光源-PG間とPG-試料間の距離を等しくすることで、円周角の定理により試料に集光するようにした（Bragg-Brentano光学系）。図 5.8 は実際の試料位置での強度分布である。特性線の $K_{\alpha 1}$ 、 $K_{\alpha 2}$ が分離され、集光されている様子が見て取れる。イメージングの際にはこの $K_{\alpha 1}$ をスリット（図 5.7 では省略）で切り出して試料に当てている。配置はまず、FZPの上流 246 mm に試料、下流 1085 mm に検出器を配置して倍率 5.4 倍の結像顕微鏡を構築した。次に吸収格子G0をFZPの 1450 mm 上流に、位相格子G1をG0の像の 3.3 mm 下流である、FZPの 246 mm 下流に配置し、検出面上に $p = 0.5$ の自己像が現れるようにした。期待されるG1の自己像の周期は $334 \mu\text{m}$ で、検出器で十分解像可能な大きさである。

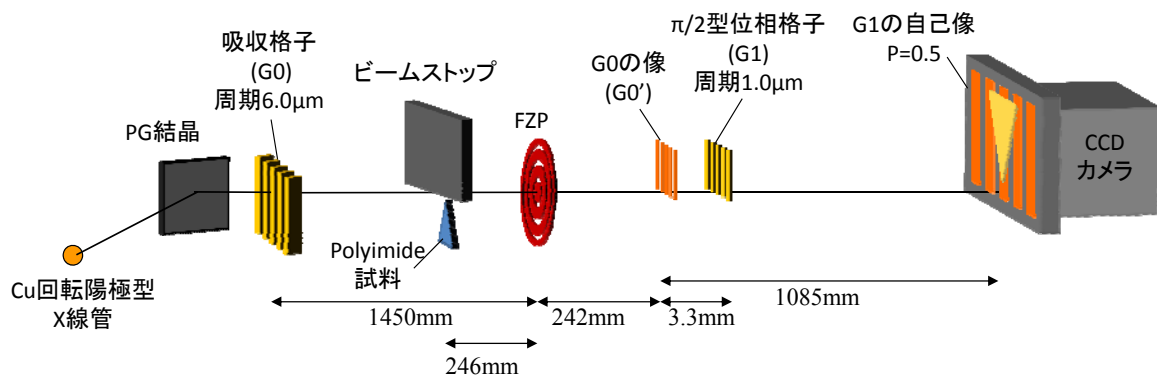


図 5.7 結像型実験の光学系模式図

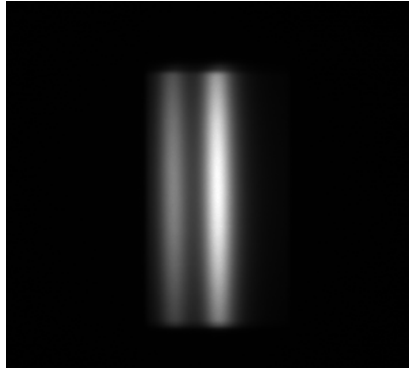


図 5.8 サンプル位置での集光

5.2.2 実験結果

まず、試料を除いて G1 の自己像を観察した。得られた自己像と、縞走査によって得られたビジビリティマップを図 5.9 に示す。縞走査は機械的な移動量の誤差によるエラーを低減するため、周期の大きい G0 を操作して行った。縞走査のステップ数は 5、露光時間は自己像 1 枚当り 600 秒、合計 3000 秒である。得られた縞の周期は $340\ \mu\text{m}$ であり、理論値とほぼ一致した結果が得られ、確かにこの光学系でも自己像が現れることが確認できた。ビジビリティは 25%であった。

次に、試料として $8.8\ \mu\text{m}$ 厚(スライドガラス上にアルコールで貼り付け、表面段差計で測定した厚さ)のポリイミド(カプトン) フィルムを用いて位相イメージングを試みた。ポリイミドは波長 $1.54\ \text{\AA}$ において $\delta = 4.72 \times 10^{-6}$ で、 $8.8\ \mu\text{m}$ 厚での位相シフトは $1.7\ \text{rad}$ である。試料は鋭角に切った先端部分を視野に入れて撮影を行った。縞走査は先と同様ステップ数は 5、露光時間は自己像 1 枚当り 600 秒、合計 3000 秒である。図 5.10 に得られた差分位相像を示す。試料の像が逆コントラストで 2 つ現れているのが分かる。2 つの像の距離は像面で $340\ \mu\text{m}$ で、理論から導かれる $2pd'_2$ と確かに一致している。この像のスプリット距離は物面で $63\ \mu\text{m}$ に相当し、これ以下の大きさの試料であれば重なりが無く、差分位相ではなく直接位相像が取得できる。プロファイルの計算値との比較を見ると、実験値と計算値がよく一致しており、定量性のある結果が得られていることが分かる。また、画像検出器の LSF を畳み込んだ計算値との比較から分かるように、今回の実験の空間分解能は画像検出器の空間分解能によって決まっており、像面で $13\ \mu\text{m}$ である。より高空間分解能の画像検出器が使用できれば空間分解能は向上する。今回使用した検出器でピクセル分解能が実現できていれば、S/N 比の劣化なく空間分解能は $3.3\ \mu\text{m}$ まで向上する。さらに、光学素子が最適化されれば、既に $50\ \text{nm}$ の空間分解能が報告されている Zernike 型の実験室 X 線位相顕微鏡 [24] と同じ結像系に対し、位相板の代わりに回折格子を組み込むことで、これと同等の空間分解能が実現可能と考えられる。位相検出の感度については、画像の試料の無い部分での標準偏差が $0.18\ \text{rad}$ であり、ポリイミドの厚さに換算すると $0.93\ \mu\text{m}$ である。一方、同じ光学配置で格子だけ取り除き、吸収像を取得した場合、予想される X 線強度から計算される透過像の標準偏差は 0.018 であるが、これはポリイミドの厚さ $20\ \mu\text{m}$ に相当する。このことから、吸収に比べ約 20 倍の感度が得られているといえる。式(3.85)に従って計算しなおすと、G0 の基板 SiO_2 $50\ \mu\text{m}$ の透過率 0.69、G1

の基板の透過率 0.99、Ta 1 μm の透過率 0.77、及びG0 格子により強度が半分になることから、
 $A = 0.30$ 。また、 $\delta = 4.71 \times 10^{-6}$ 、 $\beta = 1.02 \times 10^{-8}$ であることから、

$$\frac{\delta / \Delta \delta}{\beta / \Delta \beta} = \frac{V \sqrt{A} \delta}{2 \sqrt{2} \beta} = 22 \quad (5.1)$$

となり、妥当な感度 (S/N) が得られていることが分かる。

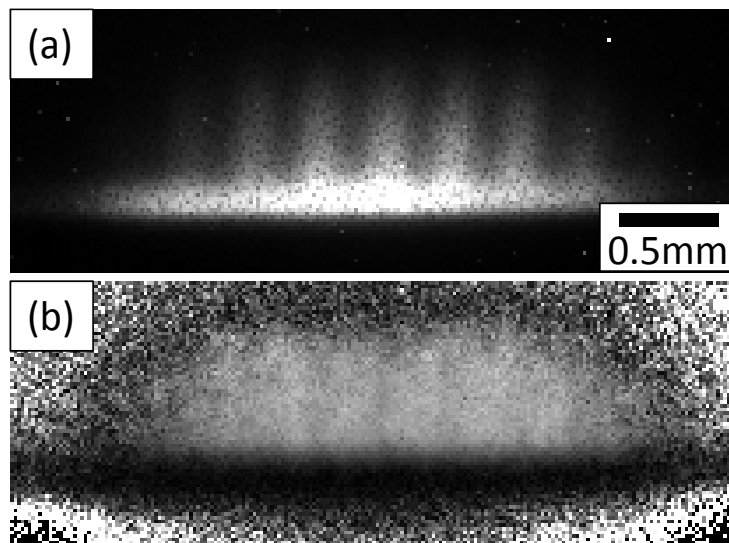


図 5.9 (a) G1 の自己像 (b) ビジビリティマップ (グレースケールは 0 ~ 0.4)

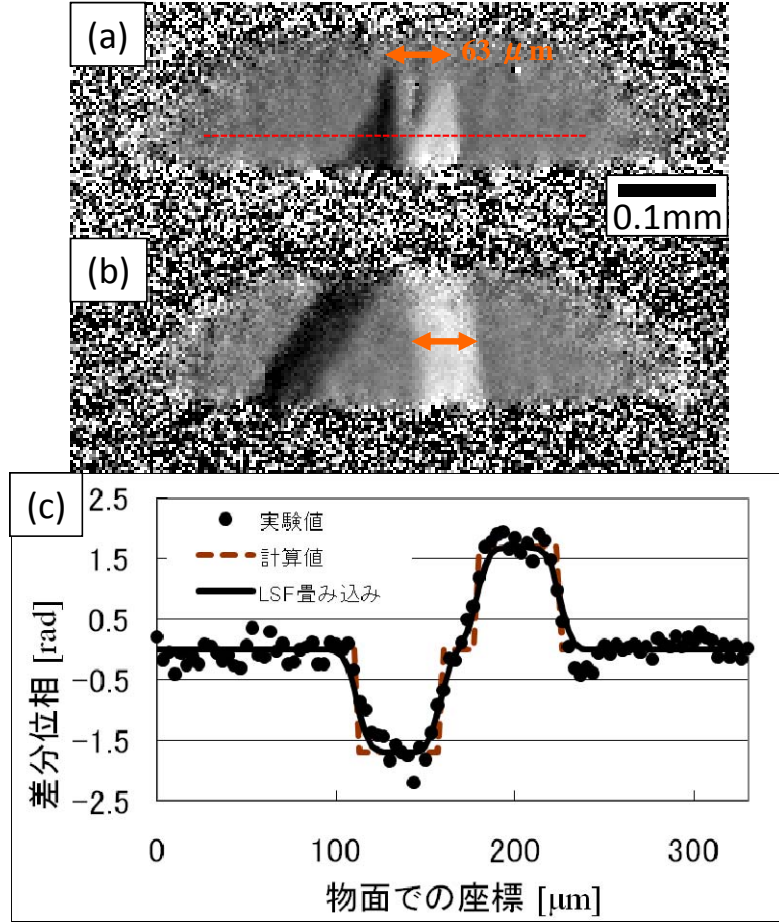


図 5.10 8.8 μm 厚ポリイミド (カプトン) フィルム

(a): 試料先端部の差分位相像 (グレースケールは $-0.8\pi \sim 0.8\pi$)。スプリットした像は重複していない (b):(a)より 150 μm 下部の差分位相像。スプリットした像が重複している。 (c):(a)のプロファイルと計算値の比較。破線は試料の位相シフトのみから計算したものの、実線はそれに検出器の LSF を畳み込んだものである。

図 5.10(a)の試料の横幅はスプリット距離の $2pd'_2/M$ より小さいため、差分位相像のスプリットした像の片方を取り出せばがそのまま位相像となる。一方、図 5.10(b)ではスプリット距離より大きいため、位相像を得るには重なった像を分離しなければならない。差分位相像を x 方向に $2pd'_2$ 並進させて足し合わせることを繰り返すと、

$$\sum_{n=1}^m \tilde{P}(x + npd'_2, y) = \Phi\left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M}\right) - \Phi\left(-\frac{x + (m+1)pd'_2}{M}, -\frac{y}{M}\right) \quad (5.2)$$

であり、2 項目の領域に試料が存在しなければ 2 項目は 0 となり

$$\sum_{n=1}^m \tilde{P}(x + npd'_2, y) = \Phi\left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M}\right) \quad (5.3)$$

として位相像が得られる。図 5.11 は図 5.10 に対してこの操作を行い得られた位相像である。試料の形状は再生できている。しかし、足し合わせの操作によって統計ノイズや縞走査によるアーテ

ィファクトも足しあわされて増幅されてしまっているのがわかる。このような足し合わせによる S/N の低下は G1 の周期を小さくしてスプリット距離を大きくすることで低減できる。

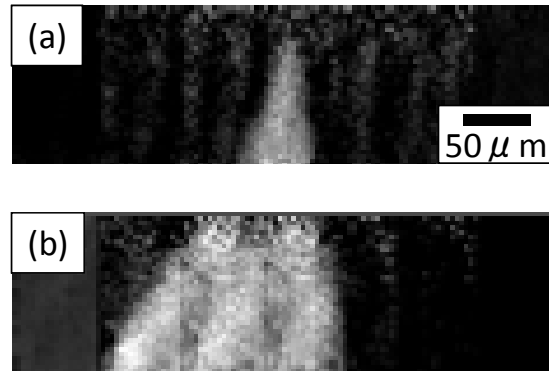


図 5.11 位相像 (グレースケール $0 \sim \pi$)
(a):試料先端部 (b):(a)から $150 \mu\text{m}$ 下部

第6章 考察

6.1 投影型

新しい光学系は Talbot-Lau 干渉計に比べより小さな面積の格子でより大きな視野が得られることは分かった。しかし、光学系の全長が長いことや、それによって試料に入射する X 線の強度が弱くなってしまふこと、試料を回折格子 G1 から離れた位置に置くことによる信号量の低下といった欠点も存在する。では、これらの欠点を改善するにはどうすればよいか。

まず、より小さい周期の格子を使用する場合を考える。検出器位置での自己像の周期を実験と同じ $190\ \mu\text{m}$ とし、格子の周期を変えた場合の光学系の全長の変化を表したのが図 6.1 である。格子周期を小さくすることで、それに比例して光学系の全長も小さく出来ることがわかる。図 6.2 はその際の感度の変化を、振幅型格子の周期 $5.3\ \mu\text{m}$ の Talbot-Lau 干渉計に対する相対量として表したものである。試料の位置は G0 と検出器から等距離とした。ここでの感度とは S/N 比のことで、(自己像の縞の位相の変化量)/(屈折による偏向角の大きさ) (=信号強度) に比例し、ノイズ源が主に光子統計ノイズであるという仮定の下で試料に入射する X 線の強度の平方根に比例する。G0 の周期に比例して全長が短くなることで X 線強度はその 2 乗に反比例して強くなるが、信号強度は試料と検出器の間の距離が短くなることで G0 の周期に比例して小さくなる。結果、感度は G0 の周期によらず一定となる。つまり、G0 の周期を小さくすることで光学系の全長は縮められるが、感度を向上させることは出来ない。

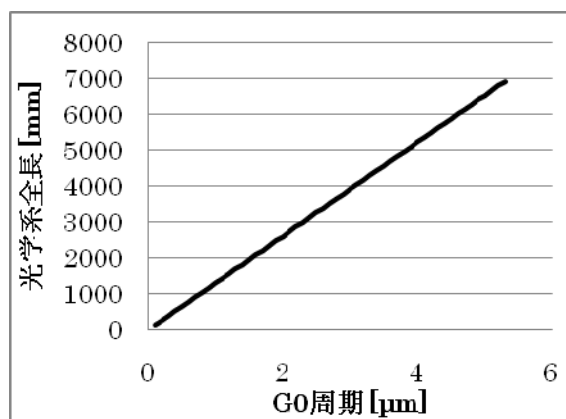


図 6.1 G0 の周期と光学系の全長の関係

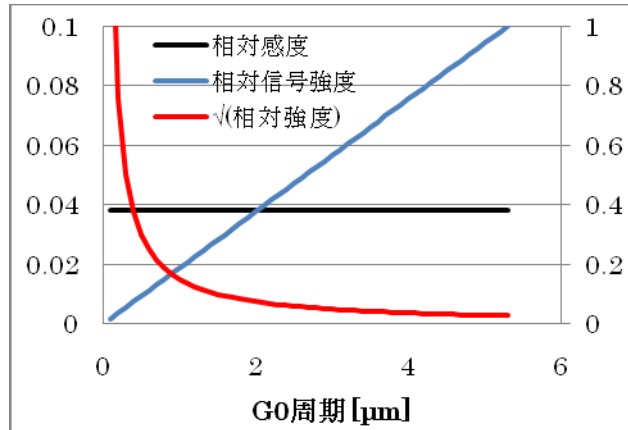


図 6.2 G0 の周期と感度（縦軸左）、信号強度（縦軸右）、X 線強度の平方根（縦軸右）の関係

次に、より高い空間分解能を持った検出器を使用した場合について考える。G0 の周期は実験で使用したものと同一の $5.3 \mu\text{m}$ とし、自己像周期を 4 章で述べた値で検出器の空間分解能に対して最適化する。検出器の空間分解能と光学系の全長の関係が図 6.3 である。検出器が高分解能になるにつれ、自己像の拡大率を抑えることが出来るため、光学系が比例して短くなっている。図 6.4 は検出器の空間分解能と感度の関係を振幅型格子の周期 $5.3 \mu\text{m}$ の Talbot-Lau 干渉計に対する相対量として表したものである。G0 の周期を変えた時と違い、信号強度が弱まることのないため、X 線の強度が増加した分だけ感度が増加している。つまり、検出器の空間分解能を上げることで、光学系の大きさと感度の双方を改善することが可能である。検出器の LSF の半値全幅が $2.6 \mu\text{m}$ 以下であれば理論的には Talbot-Lau 干渉計を感度で上回ることも出来る。ただし、感度で Talbot-Lau 干渉計を上回るにはほとんど拡大されていない自己像（今回の場合周期 $7 \mu\text{m}$ 以下）を解像することになり、新しい光学系のコンセプトと矛盾してしまう。そのため、今回の実験より感度を改善することは出来ても、基本的には Talbot-Lau 干渉計よりは感度が低いものと考えらるべきであろう。

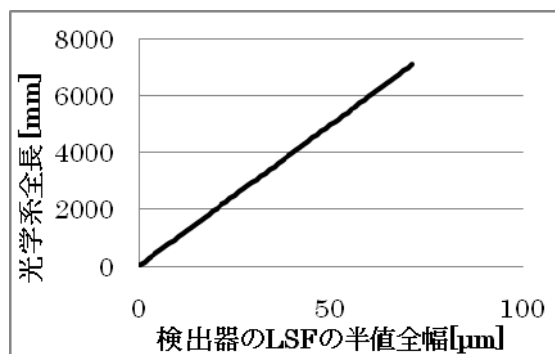


図 6.3 検出器の分解能と光学系の全長の関係

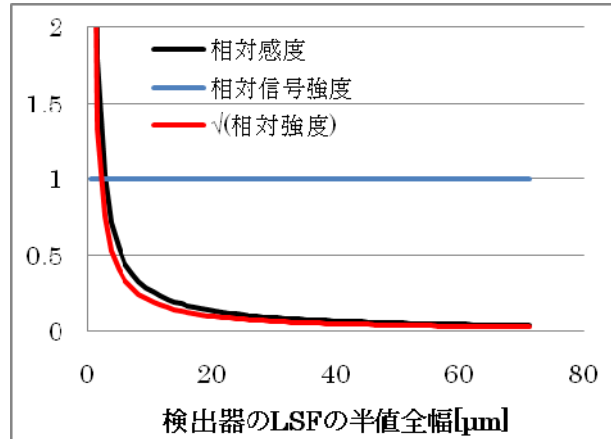


図 6.4 検出器の分解能と感度、信号強度、X 線強度の平方根の関係

6.2 結像型

露光時間の短縮

実験室光源を用いて強位相物体の位相の定量測定を行うことには成功したが、差分位相像 1 枚にかかった露光時間が 3000 秒と非常に長く、かつそれでも露光時間不足でノイズの大きいイメージング結果となった。またこれだけ露光時間が長いと、固定している光学素子がドリフトを起こし、大きな系統誤差を生む原因になる。実際の実験で使用した露光時間でも、ドリフトによって駄目になったデータが多発した(図 6.5)。そこで、この光学系を明るくするにはどうすればよいかを考える。

1 つ目に考えられるのは試料への集光を y 方向についても行うことである。実験では PG 結晶を用いて単色化と 1 次元集光を行ったが、これの代わりに光軸回りに湾曲させた PG を用いたり、コンデンサーレンズを用いて 2 次元集光することが考えられる。ただし、2 次元集光によって仮想的な光源位置も 2 次元的に広がると、実験で行った視野の半分を覆うビームストップではビームストップを回り込んで像面でノイズ源となるダイレクトビームを止められないという問題がある。そのためダイレクトビームを遮る方法を別途考える必要がある。

2 つ目に考えられるのは、光源と試料の間の距離をもっと近づけることである。実験においては、光源と PG の間と PG と試料の間の距離を共に 1.6 m としたが、これは PG を G0 の上流に置かなければならないためである。つまり、G0 をより試料に近い位置に置ければこれらの距離を縮め、より明るい光学系を実現できると考えられる。G0 と試料の間の距離は G0 の像 G0' の倍率 M' と FZP の焦点距離 f によって決まる。同じ加工精度、つまり最外輪帯幅が同じ場合、 f は FZP の直径に比例するため、FZP の直径を小さくすれば G0 と試料の間の距離を縮めることができる。ただし、FZP の直径は視野の大きさになるため、視野が小さくなるデメリットが存在する。一方、G0 の周期を小さくすることで、 M' を大きくすることでも G0 と試料の間の距離を縮めることが可

能である。G0 の周期と G0-試料間距離の関係を表したグラフが図 6.6 である。他のパラメータは全て実験と同じものを使用した。X 線の強度は G0-試料間距離の 2 乗に反比例するため、例えば周期 $2\ \mu\text{m}$ の吸収格子を使えば、X 線の強度を約 10 倍にでき、実験と同じ画像を得るのにかかる時間が 50 分から 5 分に短縮される。これによりドリフトの影響も 1/10 程度に抑えられる。

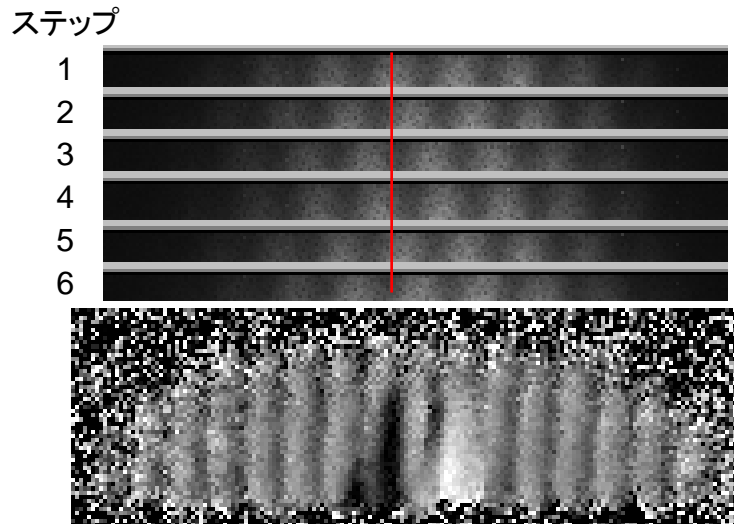


図 6.5 ドリフトによる縞走査失敗例

上段：5 ステップ縞走査による自己像の移動。1 と 6 で縞の位置が戻らなければならないが、ドリフトによって移動しすぎてしまっている。

下段：上段のデータを使った差分位相像

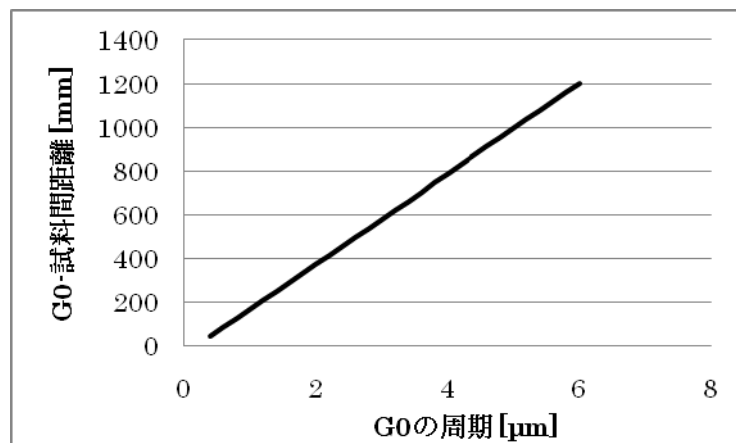


図 6.6 G0 の周期と G0-試料間距離の関係

差分位相とビジビリティ

式(3.85)から、差分位相顕微鏡において、ビジビリティは

$$V(x, y) \propto |P(x, y)| \left| \cos \left(\frac{\Phi_{-1} + \Phi_1}{2} - \Phi_0 - \phi_a + \pi p \right) \right| \quad (6.1)$$

となる。今回の実験では $\phi_a = \pi/2$ 、 $p = 1/2$ であるので

$$V(x, y) \propto \left| \cos \left(\frac{\Phi_{-1} + \Phi_1}{2} - \Phi_0 \right) \right| \quad (6.2)$$

である。つまり、

$$\frac{\Phi_{-1} + \Phi_1}{2} - \Phi_0 = \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi \quad (n \text{ は整数}) \quad (6.3)$$

の近傍ではビジビリティが 0 付近まで落ち、位相情報が得られなくなるという問題がある。これは、「-1 次回折光と 0 次回折光の干渉による強度分布」と「0 次回折光と 1 次回折光の干渉による強度分布」が逆位相で足し合わさった結果、縞の振幅が消失した状態と考えられる。図 6.7 は差分位相像とビジビリティマップを比較したものである。中央部では $\Phi_{-1} = \Phi_1 = 0$ 、 $\Phi_0 = 1.7$ で式(6.3)の値が $\pi/2$ に近いので、ビジビリティが大きく低下し、差分位相像でノイズが増大している様子が見て取れる。

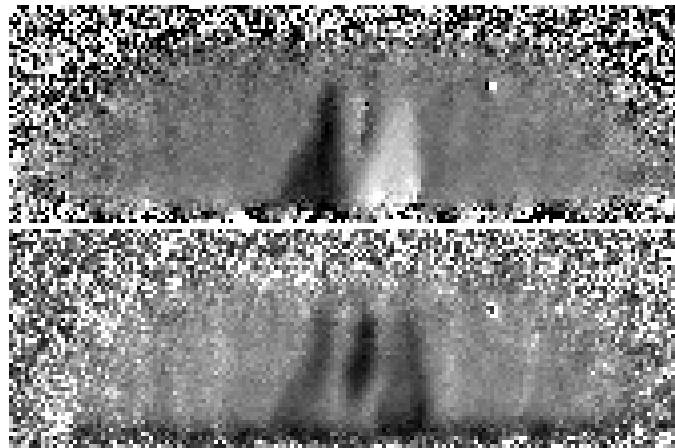


図 6.7 差分位相（上段）とビジビリティマップ（下段）の比較

これを解決する方法としては p を変える、波長を変える、ビジビリティで差分位相を補完するといったものが考えられる。 ϕ_a は格子の形状によって決まっているため、式(6.1)において p を変えることで、ビジビリティが 0 になる場所を変えることができる。これは「-1 次回折光と 0 次回折光の干渉による強度分布」と「0 次回折光と 1 次回折光の干渉による強度分布」の足し合わせにおける位相のオフセットを変えることに相当する。使用する X 線の波長を変えるのは、 Φ 自体

が変化するため、これもビジビリティが 0 になる場所を変えることができる。しかし、これらの方法ではパラメータを変えることで像のスプリット距離も変化し、 Φ_{-1} 、 Φ_1 の示す座標も変化してしまう。一方、ビジビリティで差分位相を補完する方法は、式(6.2)を使ってビジビリティから $\frac{\Phi_{-1} + \Phi_1}{2} - \Phi_0$ を求め、これと周辺の位相から低ビジビリティ領域の位相を計算する。この方法は複数の測定を必要とせずに情報の欠落を補えると考えられる。ただし周辺の位相が必要であることから、差分位相から位相に直す必要があり、今回の実験のようにノイズの大きい場合には向かないと思われる。

第7章 まとめと今後の展望

7.1 まとめ

本研究では、Talbot 効果と Lau 効果を組み合わせた新しい X 線位相イメージングの光学系を提案した。また、実験によって投影型、結像型共に実際にイメージングが可能であることを確かめた。

投影型の光学系では、小さい面積の格子を使用しても、従来より大きい視野 400mm 角以上の位相イメージングが実現可能であることを示した。

結像顕微鏡と組み合わせた光学系では、X 線管を光源に用いた X 線位相顕微鏡で強位相物体の位相の定量測定に成功した。

7.2 今後の展望

新たな位相イメージング手法が従来に無い利点を持つことは示した。しかし、投影型のイメージングの光学系は全長が 7 m 以上と非常に大きく、結像顕微鏡と組み合わせたものは露光時間が非常に長いといった問題があり、実験室光源が使用可能であっても現状では利便性に欠ける。これらの問題を解決すること、もしくはこれらが問題とならないような応用先が必要である。

投影型のイメージングでは、まず利便性を高めるために光学系をコンパクトにしたい。そのためにはより小さい周期の格子を作成することが必要である。特に、大視野を生かした大きい試料のイメージングを行う場合、透過力の高い高エネルギーの X 線を使うことが想定されるが、X 線のエネルギーに比例して光学系の全長は長くなるため、周期の小さい格子の作成は必須だろう。感度については Talbot-Lau 干渉計には基本的に及ばないことが分かったため、被ばく量を減らしたい医療応用には向かないと思われる。そのため、視野の広さと実験室光源使用を生かした非破壊検査への応用が期待される。また、Talbot-Lau 干渉計による位相計測は X 線に限らず、物質波でも行われており、本手法もまた物質波でも行うことが可能である。特に透過力の高い中性子を使ったイメージングでは大視野化の恩恵が大きいため、本手法を使うことの利点が生かせると思われる。位相計測の他に、最近注目されている Talbot(-Lau)干渉計のビジビリティによるイメージングがある。こちらは微細構造の情報を反映しているが、観察対象によってはビジビリティの低下率を調節するためにわざと感度を落として使用する場合もある。そのようなケースでは、本手法の感度の低さが欠点にならないため、応用対象の一つとして考えられるだろう。

結像顕微鏡と組み合わせた光学系は、今回の実験がイメージング可能性を示すためのものであったことから、露光時間、空間分解能共に満足のものではなかった。露光時間を改良するためには、コンデンサーレンズによって 2 次元集光を行うこと、より小さい周期の格子を使うことで光源と試料間の距離を近づけることといったことが必要である。また、空間分解能を上げるためには、焦点距離の短い FZP を使い光学倍率を上げることも必要である。しかし X 線領域では焦

点距離を短くするのは難しいことから、高空間分解能の検出器を使うことも必須であろう。これらの光学系の最適化を行うことで露光時間の短縮と空間分解能の向上ができれば、その定量性からトモグラフィが可能で、空間分解能 50nm を切る 3 次元計測が強位相物体でも可能になると考えられる。微細な内部構造を持つ材料の開発など繰り返し評価を行う必要のある分野に応用されれば、放射光を用いず実験室光源を使用可能な本手法の利点が活かされるだろう。

参考文献

- [1] U. Bonse and M. Hart, *Appl. Phys. Lett.*, **7**, 99 (1965)
- [2] J. Davis, D. Gao, T. E. Gureyev, A. W. Stevenson and S. W. Wilkins, *Nature*, **373**, 595 (1995)
- [3] D. Chapman, W. Thomlinson, R. E. Johnston, D. Washburn, E. Pisano, N. Gm̄ur, Z. Zhong, R. Menk, F. Arfelli and D. Sayers, *Phys. Med. Biol.*, **42**, 2015 (1997)
- [4] A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, S. Kuznetsov and I. Schelokov, *Rev. Sci. Instrum.*, **66**, 5486 (1995)
- [5] A. Momose, S. Kawamoto, I. Koyama, Y. Hamaishi, K. Takai and Y. Suzuki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, L866 (2003)
- [6] A. Momose, S. Kawamoto, I. Koyama, Y. Suzuki, *SPIE*, **5535**, 352 (2004)
- [7] 川本真也, X線タルボ干渉計を用いた位相イメージング, 2003年度物理工学専攻修士論 (2004)
- [8] T. Weitkamp, B. Nohammer, A. Diaz, C. David, E. Ziegler, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 54101 (2005)
- [9] F. Pfeiffer, T. Weitkamp, O. Bunk and C. David, *Nat. Phys.* **2**, 258 (2006).
- [10] A. Momose, W. Yashiro, H. Kuwabara, K. Kawabata, *Jpn. J. Appl. Phys.* **48**, 076512 (2009)
- [11] C. Kottler, F. Pfeiffer, O. Bunk, C. Grünzweig, J. Bruder, R. Kaufmann, L. Tlustos, H. Walt, I. Briod, T. Weitkamp, and C. David, *Phys. Status Solidi A*, 204 2728 (2007)
- [12] H. Yokosuka, N. Watanabe, T. Ohigashi, Y. Yoshida, S. Maeda, S. Aoki, Y. Suzuki, A. Takeuchi and H. Takano, *Journal of Synchrotron radiation*, **9**, 179 (2002)
- [13] Y. Kagoshima, Y. Tsusaka, K. Yokoyama, K. Takai, S. Takeda and J. Matsui, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, L470 (1999)
- [14] W. Yashiro, Y. Takeda, A. Takeuchi, Y. Suzuki, and A. Momose, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 180801 (2009).
- [15] W. Yashiro, S. Harasse, A. Takeuchi, Y. Suzuki, and A. Momose, *Phys. Rev. A* **82**, 043822 (2010)

- [16] 菊田惺志, X線回折・散乱技術, 東京大学出版会(1992)
- [17] S. Sasaki, KEK Report No. 90-16, National Laboratory for High Energy Physics (1990)
- [18] S. Sasaki, KEK Report No. 88-14, National Laboratory for High Energy Physics (1989)
- [19] T. Koyama, Y. Kagoshima, I. Wada, A. Saikubo, K. Shimose, K. Hayashi, Y. Tsusaka and J. Matsui, Jpn. J. Appl. Phys., **43**, L421 (2004)
- [20] N. Watanabe, M. Hoshino, M. Sato, Y. Takeda, T. Namiki, S. Aoki, A. Takeuchi and Y. Suzuki, Proc. 8th Int. Conf. X-ray Microscopy, **9**, 372 (2005)
- [21] T. Wilhein, B. Kaulich, E. Di Fabrizio, F. Romanato, S. Cabrini and J. Susini, Appl. Phys. Lett., **78**, 2082 (2001)
- [22] H. Yokosuka, N. Watanabe, T. Ohigashi, Y. Yoshida, S. Maeda, S. Aoki, Y. Suzuki, A. Takeuchi and H. Takano, Journal of Synchrotron radiation, **9**, 179 (2002)
- [23] Y. Kagoshima, Y. Tsusaka, K. Yokoyama, K. Takai, S. Takeda and J. Matsui, Jpn. J. Appl. Phys., **38**, L470 (1999)
- [24] A. Tkachuk, F. Duerwer, H. Cui, M. Feser, S. Wang and W. Yun, Z. Kristallogr., **222** 650 (2007)
- [25] Sakdinawat, A, Liu, Y, Optics Express, **16**, 1559 (2008)
- [26] H. F. Talbot, Philos. Mag, **9**, 401 (1836)
- [27] K. Patorski, *Progress in Optics XXVII* (Elsevier, Amsterdam, 1989)
- [28] J. P. Guigay, Opt. Acta, **18**, 677 (1971)
- [29] H. Fujiwara, Opt. Acta, **21**, 861 (1974)
- [30] A. Momose, W. Yashiro, Y. Takeda, Y. Suzuki and T. Hattori, Jpn. J. Appl. Phys. **45**, 5254 (2006)
- [31] M. Engelhardt, J. Baumann, M. Schuster, C. Kottler, F. Pfeiffer, O. Bunk, and C. David, Appl. Phys. Lett. **90**, 224101 (2007)
- [32] Y. Takeda, W. Yashiro, T. Hattori, A. Takeuchi, Y. Suzuki, and A. Momose, Appl. Phys. Express **1**, 117002 (2008)

- [33] A.Momose, W.Yashiro, Maikusa.H, Takeda.Y, Optics Express, **17**, 12540 (2009)
- [34] J. H. Bruning, D. R. Herriott, J. E. Gallagher, D. P. Rosenfeld, A. D. White and D. J. Brangaccio, Appl. Opt, **13**, 2693 (1974)
- [35] M. Takeda, H. Ina and S. Kobayashi, J. Opt. Soc. Am., **72**, 156 (1982)
- [36] W. Yashiro, Y. Takeda, and A. Momose, J. Opt. Soc. Am. A, **25**, 2025 (2008)
- [37]F.Pfeiffer, M.Bech, O.Bunk, P.Kraft, E.F.Eikenberry, C.Bronnimann, G.C.runzweig, C.David, Nat. Mater., **7**, 134 (2008)
- [38] W.Yashiro, Terui.Y, K.Kawabata, A.Momose, Optics Express, **18**, 16890 (2010)
- [39] E. Lau, Ann. Phys., **6**, 417 (1948)
- [40] J. Jahns and A. W. Lohmann, Opt. Commun., **28**, 263 (1979)
- [41] M. Matsumoto, K. Takiguchi, M. Tanaka, Y. Hunabiki, H. Takeda, A. Momose, Y. Utsumi and T Hattori, Microsyst. Technol. **13**, 543 (2007)

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々にお世話になり、またご協力をいただきました。ここに感謝をこめて御礼申し上げます。

まず、指導教官である百生敦准教授に心より感謝の意を申し上げます。先生の熱心なご指導と学生に示してくださった研究者としての姿勢に多くを学ばせていただきました。また、本研究の基礎となった先生の研究成果の積み上げと、整備された実験環境は研究を行うにあたり欠かせないものでした。本当にありがとうございました。

助教の矢代航氏には研究の方針、手法や基礎的な知識から日常生活の様々な場面にいたるまで全面的に指導していただきました。実験の手配や内容の相談にもまるで自分の研究のように熱心に乗ってくださり、非常に助かりました。心より御礼申し上げます。

博士研究員のセバスチャン・ハラス氏には、プログラムの面で支援していただきました。ありがとうございました。

東京大学総括プロジェクト機構学術統合化プロジェクト、特任助教の水谷治央氏には、本研究に不可欠な位相格子をお貸しいただきました。ありがとうございました。

山崎岳氏、深澤拓也氏、梅沢青司氏には、実験準備の手伝いをしていただきました。また普段から、研究に関する議論から雑談までいろいろと話し相手になっていただき、励みになりました。ありがとうございました。

その他、本研究を支援してくださった多くの方々に、この場にて感謝の意を表します。