

X線・EUV結像光学ニューズレター

No. 57 2024年11月発行

X線ナノ集光ミラー光学系の実現と最新の成果

大阪大学 山内和人

【要旨】

X線顕微鏡は物質の分析手段として、他の手法では代替できない様々な手法を提供している。そして、放射光光源の高度化に伴って、大いなる発展を遂げている。この発展の中で、X線集光素子が果たした役割は非常に大きい。第三世代光源が主流となった2000年代以降に発展したミラーによるX線集光技術について、幸いにもその中心で進展を見続けることができた者として、本分野の流れを振り返りつつ、最新の成果を含めて紹介したい。

1. はじめに

放射光X線をプローブとする顕微鏡は、材料科学や生命科学のなど幅広い分野で、原子・分子のスケールから課題を評価し解決するための手法として、その地位を確立している。その性能の鍵を握る重要な構成要素の一つにX線集光光学系がある。X線集光光学系の開発の歴史は長く、光源の高度化に呼応して大きな発展を続けている。筆者は、第3世代放射光光源が実用化するタイミングで幸いにも光学系の開発に携わることができ、色々な経験することができた。ここでは、私の原点である精密工学の立ち位置から、研究を振り返らせて頂きたい。

1970年代に実現した本格的な放射光光源である第2世代光源によって、従来の実験室型X線源に対して $10^7\sim 10^8$ 倍の輝度が達成され、桁違いに高い強度のX線を利用することが可能になった。X線との相互作用断面積の小さい極微量な対象からも有意な知見を得ることが可能になり、X線分析技術の高度化に極めて大きな貢献をした。この頃、プローブX線のさらなる高強度化や空間分解能などの観点から、X線集光ミラーの重要性が議論され始めている。当時の光源はベンディングマグネットを利用しており、輝度は今と比べれば十分ではないが、トロイダルミラーなど、定性的にX線を集める機能をもつミラーが開発され、 $100\mu\text{m}$ のオーダーの集光サイズではあるが、X線による顕微分析技術を大いに発展させた。その後、1990年代の中ほどに、第3世代光源である挿入型光

源が実用化され、フランスの ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) や米国の APS (Advanced Photon Source)、日本の SPring-8 (Super Photon ring 8 GeV) が運転を開始した。これらの光源は光源サイズと発散角が非常に小さく、実験ハッチに導かれたX線は空間コヒーレンスを有するなど、光密度や空間分解能の観点から集光の効果が極めて高いことが期待された。このため、2000年代に入ると、高精度なX線集光デバイスの開発競争が世界中で激化した。様々な集光デバイスが実用化を目指し、代表的なものに回折現象を利用するフレネル・ゾーンプレートやラウエレンズ[1]-[4]、屈折レンズ[5]-[7]、反射を利用するミラー[8,9]などがある。これらの中で、半導体製造技術を利用できるフレネル・ゾーンプレートが先陣を切って実用化され、X線集光デバイスとして回折限界の性能を実現した。しかし、回折角が波長に依存するため色収差が大きいという課題がある。また、回折効率の観点から、主に軟X線での利用に限られていた。現在も高度化のための研究が続けられており、タンデム化などにより、硬X線領域においても集光効率の向上が進んでいる。

同じく先陣を切って開発が進んだのがX線レンズである。かなり遡るが、歴史的には日本の研究者にオリジナリティーがある[5]。物質の屈折率はX線領域において真空のそれより小さいため、凹形状のレンズが集光性能をもつ。その効果は僅かなため、レンズ1枚では実用的ではないが、1990年代後半に、光軸方向に多段のレンズを組み入れる CRL (Compound refractive lens) が発明され、広く利用が始まった。2000年半ばには、回折限界を議論できる高精度な集積型のレンズが、MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) 製造に利用する微細加工技術によって、Si 基板上に作られ、ナノ集光への適用が可能になっている。ただし、透過率の高い高エネルギーX線での利用に限られ、集光デバイスとしては万能というわけではない。また、レンズにおいても屈折率の波長分散から色収差がある。

最後に本論文の主題であるミラーによる集光につ

いて述べる。すでに述べた様に物質の屈折率はX線領域において真空のそれより僅かに小さく、表面すれすれにX線を入射すると全反射する。全反射は反射率が高く、ほぼ完全な鏡反射であるため、光路は波長の影響を受けず、色収差がほとんど無い。フレネル・ゾーンプレートやレンズと比べて、色収差の無い高効率な集光が可能であり、大きな開口や十分な作動距離の確保など、理想的な集光特性が期待できる。しかし、ミラーに求められる形状精度は非常に高く、ナノ集光を実現する集光デバイスの候補に挙がるのは2000年半ば頃となる。

2. X線ミラーに求められる精度

回折限界の集光を実現するためには、すべての光が、集光点で強め合いの干渉条件を満たす必要がある。そして、強め合いが生じる空間のサイズが集光サイズになる。この条件は、集光デバイスを通る位置によらず、光源から集光点までの光路長が等しいときに達成される。これが満たされない場合、一部の光は集光点以外の場所で強め合い、結果として集光サイズが大きくなる。レーリー基準(1/4 波長則)によると光路長の差が $\lambda/4$ 以下であれば、実質的に回折限界と言える集光になる[10]。 λ はX線の波長である。このとき、集光サイズは λ/NA で与えられる。NA (Numerical aperture)は集光光学系の開口数といわれ、光学素子の開口を焦点距離で割ったものである。

この関係を X線ミラーの場合に適用すると、光路長の差は、図1に示す関係から、反射面の形状誤差が原因となって発生する。斜入射角を θ とし、反射面に高さ d の形状誤差がある場合、設計値に対して $2d \sin\theta$ の光路差が生じる。これが $\lambda/4$ 以下でなければならない。一般的な例として、波長 0.12nm のX線(光子エネルギー 10keV)と斜入射角が 0.3° の場合を考えると、許容されるミラーの形状誤差は約 3nm PV となり、形を作る精度として、達成不可能という状況ではない。ただし、斜入射角が小さいことから、ミラーは光軸方向に長くならざるを得ず、光学系の設計に依存するが、 100mm から 1000mm の長さとなり、広大な領域にわたって極限の形状精度が求められる。また、反射率の確保やスペックルの抑制のため、 $1\mu\text{m}$ スケールの短周期形状においては原子レベルの平滑性が

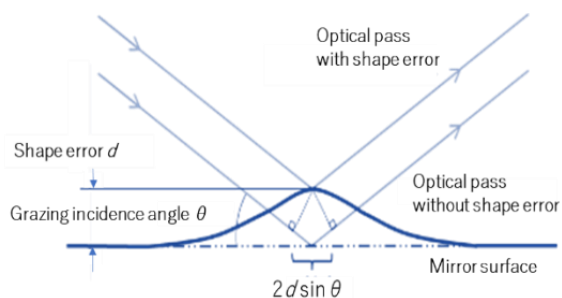


図1 ミラーの形状誤差と発生する光路差の関係

必要であり、数 $100\mu\text{m}$ スケールの中周期形状においても 1nmPV 以上の精度が求められる[11]。

3. X線ミラーの精密加工・計測法

我々は、2000年から精密加工学と精密計測学を基盤にナノ集光ミラーの開発に挑戦し、必要な精度を実現する計測法として MSI (Microstitching interferometry) と RADSI (Relative-angle determinable stitching interferometry)、加工法として高空間分解 EEM (Elastic emission machining)を開発した[12-14]。これらは、統合して決定論的加工システムを構成している。形状計測によって形状誤差を知り、その量だけを高分解能な局所加工によって取り除く方法である。上記の計測・加工方法は、精密工学を専門とする我々のグループがX線光学分野に研究対象を広げる際に進めた研究開発の成果であり、少し紙面を割いて説明したい。

3-1 加工法

EEM法はナノ粉末粒子と加工物表面が接触したときに生じる界面原子間の化学結合を利用している。加工原理の模式図を図2に示す。加工物と反応性のあるナノ粉末粒子を超純水の流れによって加工物表面に供給し、この際、ナノ粉末粒子には極僅かな運動エネルギーが与えられていることから、接触界面において化学反応を効果的に誘起することができる。その後、同じく超純水の流れによってこのナノ粉末粒子を取り除くとき、加工物表面の原子が原子単位で除去される。X線ミラーの基板に用いる単結晶 Si(001)面を EEM法で加工し、走査型トンネル顕微鏡で表面を観察した結果を図3に示す[15]。加工後の処理は超純水によるリンスのみであり、超高真空チャンバーに導入後、加熱することなく常温で STM 観察を行っている。観察領域は $10\text{nm} \times 10\text{nm}$ と $100\text{nm} \times 100\text{nm}$ である。 $10\text{nm} \times 10\text{nm}$ の像では、個々の原子が観察されており、その配置は結晶学的に乱れていないことが見て取れる。 $100\text{nm} \times 100\text{nm}$ の像でも、縦分解能は原子分解能が得られており、表面を1原子層ごとに5段階に色分けして示している。全体の95%が3色で示され、高さばらつき ± 1 原子層の範囲に収まる原子的な平滑面であり、高いX線反射率が期待できる。図2を使った説明に戻るが、加工物表面にAで示したナノスケールのピットが存在しても、その底部の原子はナノ粉末粒子の表面原子と化学的に相互作用することができない。このため、Bで示す表面凸部の原子のみがナノ粉末粒子の表面原子と反応するため、自動的に平滑表面を得ることができる。同様に化学的加工法であるケミカルエッチングでは反応種は原子や分子のサイズであることから、ピット底部との反応が生じ、異方性が高い場合を除いて平滑面を得ることができない。EEM法の特徴は、ナノ粉末粒子表面の

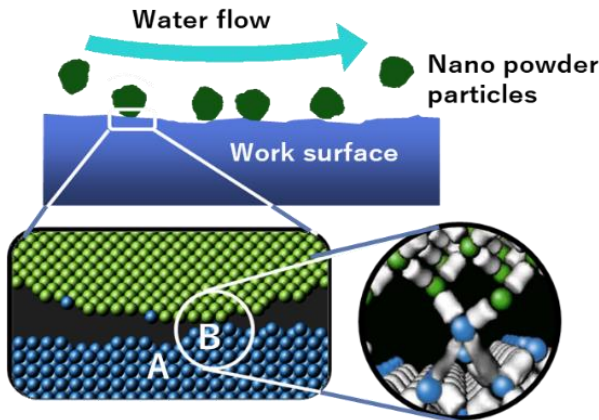


図2 EEMの原理図

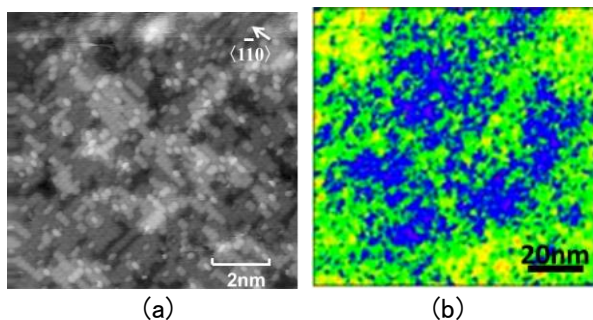


図3 EEM加工された単結晶 Si(001)表面のSTM観察結果. 10nm×10nmの像(a)と100nm×100nmの像(b). 100nm×100nmの像は1原子層の高さごとに5段階に色分けされており、全体の95%が3原子層で構成されている.

反応性を利用する点にあり、ケミカルエッチングなどとは異なり、化学的な原理であるにもかかわらず、原子スケールで平滑な表面を自動的に生成することができる。

X線ミラーの必須条件である原子的な平滑面は、EEM法の特性によって、自動的に実現できることを示したが、所要の精度で形状を整えるためには、測定された形状誤差の凸部を精密に取り除く必要がある。高空間分解 EEM法は、特殊なノズルによってナノ粉末粒子を加工物の特定の領域に供給することができ、横分解能 0.1nm オーダー、縦分解能サブ nm で加工量の制御が可能である。EEMの性能を考えると、作製するミラーの性能は、形状測定機である MSI および RADSИ によって得られる形状誤差分布の確からしさが決めることになる。このことから、我々は計測対象をX線ミラーに限定し、その形状評価に特化した性能の実現に取り組んだ。

3-2 形状計測法

MSI は顕微干涉計をベースに中間周波数帯の形状誤差をスティッチングによって加工領域全面で計測

し、RADSИ ではフィゾー干涉計をベースに長周期の形状誤差を同じスティッチングによって加工領域全面で計測することができる。RADSИ と MSI のデータは若干の処理を加えてマージされ、ミラー全域の形状誤差を空間波長 10 μ m 以上の全波長域で得ることが可能になっている。長周期の計測精度を決める RADSИ について、もう少し踏み込んで解説する[13]。X線ミラーは非球面であり、様々な形状に対応するために、RADSИ はスティッチング干涉計を採用している。スティッチング干涉計において計測精度を決める最も大きな要因は、サブアパーチャー間の相対角度である。特に、長手方向に非常に長いX線ミラーでは、相対角度の誤差が積分されることから、測定精度に与える影響は極めて大きい。通常、相対角度はシステムエラーやランダムエラーを含んだ計測データをもとに、スティッチングの際の糊代に相当する重なり領域の不一致度を最小にするように決定される。これに対して、我々が開発した RADSИ は、サブアパーチャーの形状計測の際に、同時に隣のサブアパーチャーとの相対角度を 10⁻⁸rad 以上の精度で実測する点の特徴である。これによって、相対角度の決定精度が向上し、長さ数 100mm のX線ミラーの形状を精度 1nmPV レベルで評価することが可能になった。図4に示すように、被検ミラー上のサブアパーチャー内(縞密度の低い領域)と平面ミラーの形状を同時に計測し、次に、両ミラーを同じ角度だけ傾斜させ、被検ミラー上の隣接するサブアパーチャー内と平面ミラーの形状を再度同時に計測する。平面ミラーの2回の計測差から、サブアパーチャー間の相対角度を知ることができ、これを繰り返すことによって、隣接する全てのサブアパーチャー間の相対角度を高い精度で知ることができる。平面ミラーは単独でも傾きを変えることができ、干涉縞の密度が適正になるように適宜調整が行われる。RADSИ と MSI によって測定された形状データは、それぞれ長周期形状と中・短周期形状に重みづけしながらマージされ、10 μ m 以下の周期の形状誤差からミラー全長に対応する長周期の形状誤差までのすべての周期の形状誤差がミラー全面に亘ってマッピングされる。測定座標は EEM 加工機の座標と整合しており、決定論的な加工システムを構成している。図5に MSI/RADSИ と EEM による形状誤差の修正過程を示す。ここでは、3回の修正加工によって、数 10nm PV あった形状誤差が、 ± 1 nm レベルに改善されていることが分かる。これは、東京と大阪間をミリメートル単位で整地したことに相当する。当然ではあるが、短周期領域の粗さは、EEM法の特徴から原子レベルで平滑な表面となっている。図6は我々が SPring-8 との連携によって実現した集光サイズの微小化の過程を示している。横軸は時間であり、1年で集光サイズが 1/2 となる指数関数的な進展を遂げ、2010年には区切りとなる 10nm の集光サイズを達成

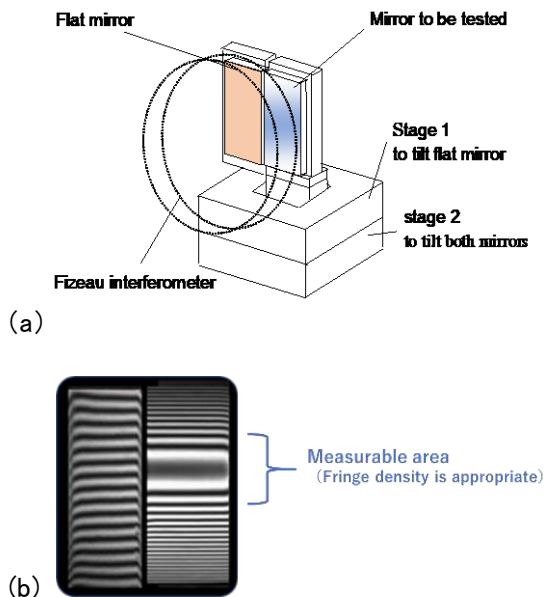


図4 RADSI 構成の模式図(a)と観察される干渉縞の例(b)。右側が被験ミラーであり、縞密度の適切な領域が一括で計測するアパーチャーに対応する。

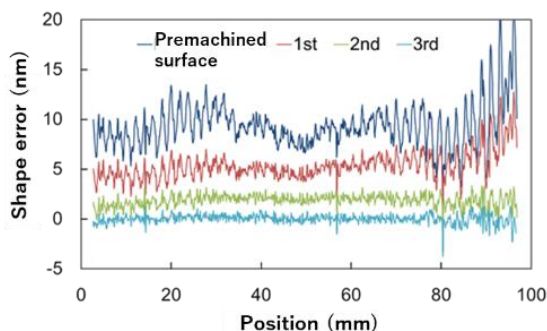


図5 MSI・RADSI と EEM によって構成された決定的な表面創成システムによる形状修正の例。本実施例では、3回の修正加工によって $\pm 1\text{nm}$ の高精度表面が得られている。

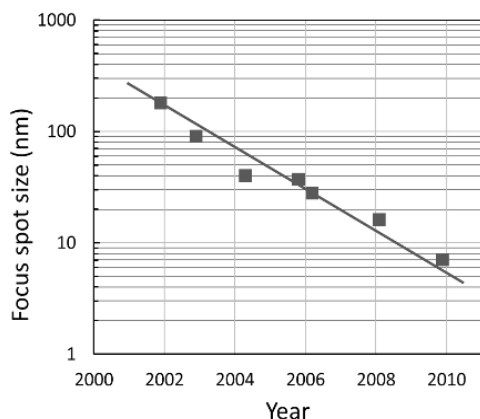


図6 我々の研究室で達成した集光ビームサイズの推移

している。図6には 2010 年以降に達成された集光サイズが示されていないが、残念ながら様々な理由から横ばいの状態である。

4. X線の Sub-10nm 極限集光

X線の集光サイズの微小化は、10nmレベルを境に新たな手法の導入が必要になる。その一つが反射面への多層膜の導入である。集光サイズの微小化に伴い、NAを大きくする必要があるが、このとき斜入射角が大きくなり、全反射条件が満たされなくなるからである。また、斜入射角が大きくなると許容形状誤差は斜入射角に反比例して小さくなり、形状により高い精度が求められる。10nm 集光ミラーではX線の斜入射角が 7mrad となり、許容形状誤差は 1nmPV 以下になる。この精度はオフラインで確認できるものではなく、我々は新たな技術として補償光学の導入を世界で初めて行った。集光されるX線波面の位相誤差を At-wavelength 計測し、集光ミラーの上流に形状可変ミラーを設置して、波面をその場補正する光学系である。これによって、SPring-8において、2010年に20keVのX線を10nm以下(7nm)に集光することに成功した[16,17]。この際の位相計測において我々が確立したのは、集光点周辺における複数位置で波動場強度を計測し、逆問題を解いて最も確からしい位相分布を回復する方法である。ただし、ミラーの形状誤差に起因する位相誤差をより高い空間周波数域まで調べるためには、集光点の強度分布がミラー上の波動場のフーリエ変換の関係にあることから、集光強度の分布をサテライト領域まで正確に計測する必要がある。開発した集光強度分布の計測手法は参考文献を参照していただきたい[18]。

7nm 集光のために構築した光学系の構成と集光結果を図7に示す。上流のミラーが、回復された位相誤差を補償するために用いる形状可変ミラーである。このシステムには少々工夫がある。集光ミラーには 1nmPV を上回る形状精度が求められるが、形状可変ミラーにも同じ形状精度が必要ならば、この提案は機能しない。すでに述べた様に、許容される形状誤差 d と斜入射角 θ が反比例の関係にあることから、形状可変ミラーの斜入射角を集光ミラーの約 $1/3$ に設定している。これによって、レーリー基準を満たすために形状可変ミラーに求められる形状精度が集光ミラーの $1/3$ に緩和できる。

我々がX線顕微鏡の集光光学系において、世界に先駆けて補償光学を導入したことが契機となり、2010年以降、X線集光光学系の波面をその場で At-wavelength 計測する方法が数多く提案され、シャーリング干渉計(微分干渉計)の一種であるタルボ(Talbot)干渉計やタイコグラフィー(Ptychography)法など、より簡便かつ高精度な手法が次々に考案されている[19,20]。

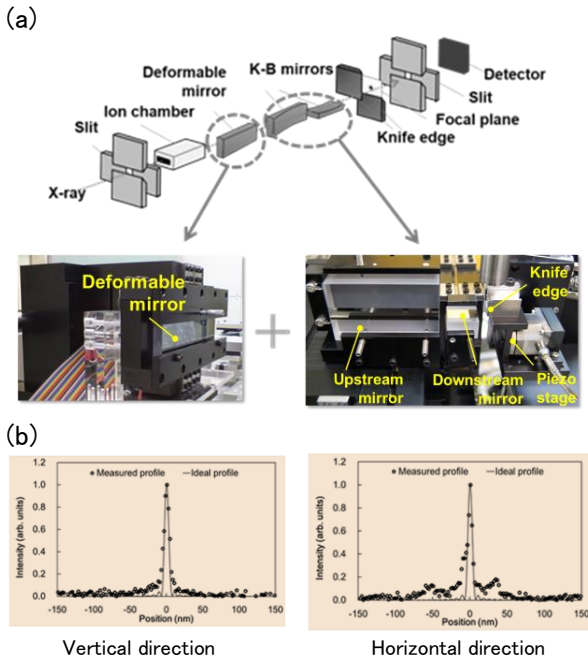


図7 サブ 10nm 集光光学系の構成(a)と水平および垂直方向の集光結果(b). 位相補正のための形状可変ミラーは1枚であり、水平方向集光ミラーに対応している。垂直方向集光ミラーは十分な精度を実現していたため、位相補償の必要は無かった。集光結果より7nm集光の達成が確認できる。

5. ミラーによる集光光学系の新しい展開とSACLAのナノ集光

ミラーによるX線集光には、従来、水平および垂直方向の集光にそれぞれ光源と集光点を焦点とする楕円ミラー（合計2枚）を用いるKB (Kirkpatrick-Baes)光学系が用いられてきた。しかし、KB 光学系は正弦条件を全く満たしておらず、斜入射角の誤差によって極めて大きなコマ収差が発生する。これは、ミラーの上流部で反射した光線と下流部で反射した光線の縮小倍率が異なるため、原理的に光軸上から発した光以外を集光することができないためである。このことは、斜入射角の誤差と光源位置が光軸から離れることが等価であることに対応している。これに対して、水平、垂直方向の集光にそれぞれ2枚のミラー（合計4枚のミラー）を用いると2枚のミラーが倍率の差を補正し合うため、光軸外の光源であっても集光が可能になり、斜入射角の許容誤差が大きく緩和できる。この効果は古くから知られており、Wolter 光学系をKB 配置に展開する手法が提案され、AKB (Advanced KB) 光学系と呼ばれていた[21]-[23]。AKB 光学系によって斜入射角の許容誤差が大きくなると、集光特性の時間安定性を大幅に改善でき、特に極限的なナノ集光では極めて有効であることが期待できる。この考えのもとに、2024 年に、X線自由電子レーザーである

SACLA (Spring-8 angstrom compact free-electron laser)にAKB 配置の集光光学系を導入し、Sub-10nm 集光を達成するとともに、極めて安定して集光状態を維持することに成功した[24]。2010 年に Spring-8 で 7nm 集光を実現していたが、集光状態の維持が困難なため、顕微鏡システムとしての実用化には至らなかった。その後 10 年以上の期間を要したが、SACLA において、実験に供し得るロバスト性を有する Sub-10nm 集光光学系を構築することに成功した。参考のため、本光学系の構成と集光ビームサイズの斜入射角誤差依存性を図8に示す。比較の対象である KB 光学系の場合、図中の中心部の破線に対応しており、集光サイズ 10nm を維持するためには斜入射角の誤差を $0.2\mu\text{rad}$ 以内に抑える必要がある(右拡大図を参照)。これに対して、AKB 光学系では、数 $100\mu\text{rad}$ の角度誤差を許容できる。ここでは、図8(a)から分かるように、凸面双曲面と凹面楕円を用いる Wolter III 型光学系を採用した。Wolter III 型光学系

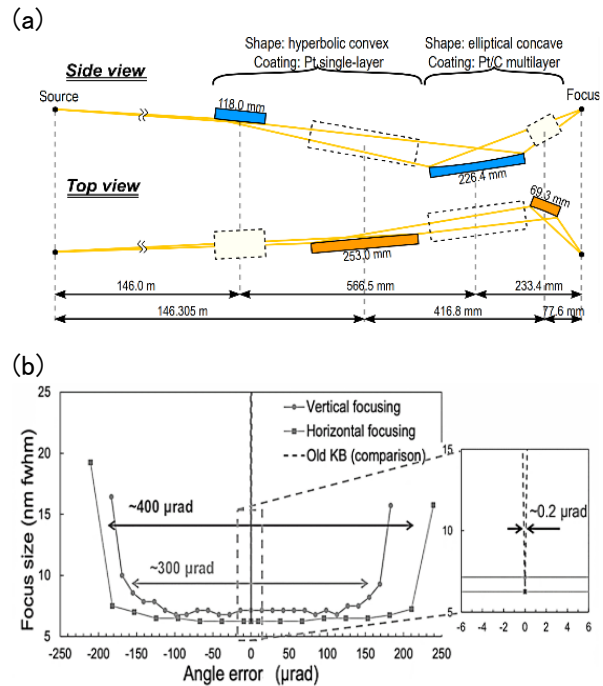


図8 SACLA に構築した凸面・凹面集光光学系 (Wolter III 型 AKB 光学系の構成(a)と、本光学系における斜入射角誤差と集光サイズの関係(b))

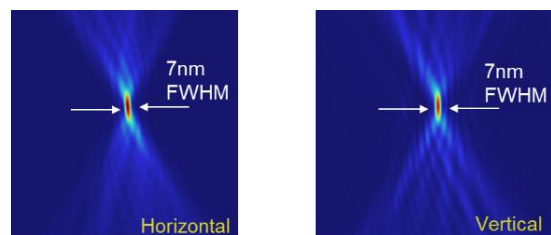


図9 計測波面から予想される予想集光プロファイル

では、上流に配置する凸型双曲面ミラーによってビームサイズを一度拡大することによって主面を焦点に近づけることができ、光源からの距離が短い光学系においても十分な縮小倍率を得ることができる。SACLA は光軸方向にコンパクトな構成であり、実験ハッチもコンパクトであることから、Wolter III 型光学系が極めて有効である。集光プロファイルを図9に示す。集光ビームの波面はグレーチング干渉計とタイコグラフィによって計測し、この結果をもとに集光状態を計算により予測したものである。水平、垂直方向がそれぞれ約 7nm に集光できていることが見て取れる。この時のピーク強度は $10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$ と推定されている。

本ビームをCr薄膜に照射し、蛍光X線スペクトルを観測した結果を述べる。図10に実験配置と得られた蛍光スペクトルを示す。横軸は蛍光X線のエネルギーを示し、縦軸は光軸に沿ったCr膜の位置を示す。縦軸がゼロの位置は、図10の配置図に示す様に集光位置にCr薄膜があり、最も光子密度の高い状態でCr薄膜にビームが照射されている状態である。ゼロから離れるに従ってデフォーカス状態のビームによって照射されるため、Cr薄膜上の光子密度は低下する関係にある。5415eVのエネルギーにある蛍光X線の明るいピークは $K\alpha$ 線に対応しており、L殻の電子数に応じて、多くのサテライトピークが観測されている。5931eV および 7017eV はそれぞれ $Ly\alpha$ および $Ly\beta$ に対応し、電子が1個しかない Cr^{+23} 状態からの蛍光X線である。興味深いことに、Cr薄膜が集光ビームの焦点にあるときに強度が減少している。これは完全に裸の Cr^{+24} が形成されたことを示すものであり、X線励起における世界初の観測である。このデモン

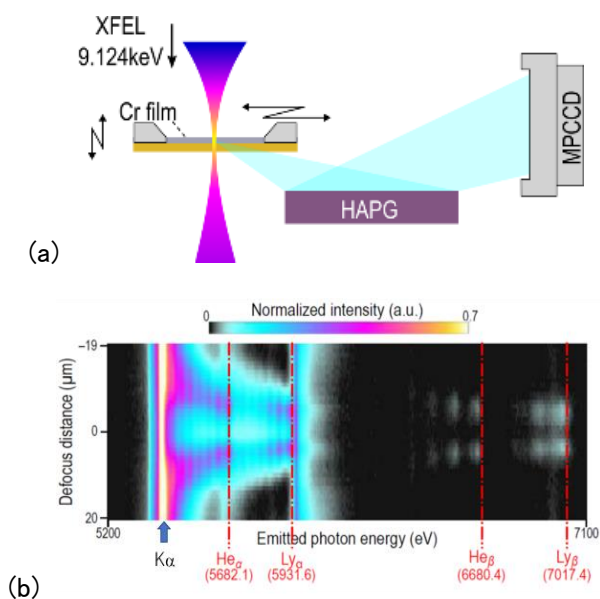


図10 実験配置(a)と蛍光X線スペクトル(b)。縦軸はCr薄膜と焦点との位置関係。ゼロの位置がベストフォーカスの条件での照射に対応する。横軸は蛍光X線のエネルギー。

トレーションは、10nm 以下の極限的な集光ビームの形成においても、光学系が安定に動作し、実験に供し得るロバスト性を有することを示すものである。ビームの集光状態は 12 時間以上安定であり、その後のアライメント修正も 15 分程度で完了することができる。

なお、本光学系は、光源位置が安定であれば、ミラーが振動しても集光点の位置の変動が少ないため、タイコグラフィなど、集光ビームのポインティングスタビリティが重要な計測において、非常に有利である [25]。また、正弦定理を満たす本光学系は、結像に適していることは言うまでもなく、我々は全反射ミラーを用いる色収差の無い Full-field X 線顕微鏡としての展開も進めている[26,27]。

6. おわりに

精密工学に軸足を置いた我々の研究と放射光X線光学への展開について、思い出話を書かせていただいた。第3世代光源が実現するタイミングでX線ナノ集光の研究を開始できたことは本当に幸せであったと思っている。近年は、X線領域の様々な非線形光学の世界初の観察に立ち会う機会にも恵まれており、従来に無い光を作れば、必ず新しい物理学が拓かれるということを改めて実感することができている。大阪大学を3月に定年し、本会の編集委員もそろそろ引退かと思っているところに、この様な執筆依頼をいただき、自分の研究を振り返る機会ができたことに心から感謝している。なお、現在も特任教授として大阪大学で勤務しており、もうひと仕事したいなと思ながら毎日を過ごしている。

【謝辞】

本記事で述べた研究の成果は大阪大学大学院工学研究科の山内研究室(現在の佐野研究室)とRIKEN/SPring-8の光学系グループとの長年にわたる共同研究によるものであり、苦楽を共にした共同研究者と関係者の方々に心から謝意を表す。また、本研究は文部科学省科学研究費補助金、CREST等の支援のもとに実施され、実験は主にSPring-8のBL29-XULとSACLAのBL3において行われている。この場を借りて謝意を表す。

【参考文献】

- [1] H. Takano *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **42**, L132 (2003).
- [2] Y. Suzuki *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **44**, 1994 (2005).
- [3] Y. Kagoshima *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **50**, 022503 (2011).
- [4] H. Yan *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **47**, 263001 (2014).
- [5] S. Suehiro *et al.*, Nature **352**, 385-386 (1991).
- [6] A. Snigirev *et al.*, Nature **384**, 49-51 (1996).

- [7] C. G. Schroer *et al.*, Appl. Phys. Lett. **87**, 124103 (2005).
- [8] K. Yamauchi *et al.*, J. Synchrot. Radiat. **9**, 313-316 (2002).
- [9] H. Mimura *et al.*, Appl. Phys. Lett. **90**, 051903 (2007).
- [10] Max Born and Emil Wolf, Principle of Optics (1970).
- [11] K. Yamauchi *et al.*, Appl. Opt. **44(32)**, 6927-6932 (2005).
- [12] K. Yamauchi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **74**, 2894-2898 (2003).
- [13] H. Mimura *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **76**, 045102 (2005).
- [14] K. Yamauchi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 4028-4033 (2002).
- [15] K. Arima *et al.*, Surf. Sci. Lett. **600**, L185-L188 (2006).
- [16] H. Mimura *et al.*, Nat. Phys. **6**, 122-125 (2010).
- [17] K. Yamauchi *et al.*, J. Phys: Condens. Matter **23**, 394206 (2011).
- [18] H. Mimura *et al.*, Phys. Rev. A **77**, 015812 (2008).
- [19] P. Thibault *et al.*, Ultramicroscopy **109**, 338-343 (2009).
- [20] S. Matsuyama *et al.*, Opt. Exp. **20**, 24977-24986 (2012).
- [21] P. Kirkpatrick *et al.*, J. Opt. Soc. Am. 0030-3941 **38**, 766 (1948).
- [22] H. Wolter, Ann. Phys. **445(1-2)**, 94-114 (1952).
- [23] R. Kodama *et al.*, Opt. Lett. **21(17)**, 1321-1323 (1996).
- [24] J. Yamada *et al.*, Nat. Photonics **18**, 685-690 (2024).
- [25] M. Hirose *et al.*, J. Synchrot. Radiat. **27**, 455-461 (2020).
- [26] S. Matsuyama *et al.*, Opt. Express **20**, 10310-10319 (2012).
- [27] J. Yamada *et al.*, Optica **7**, 367-370 (2020).

回折格子を利用した X 線位相顕微鏡におけるツイン位相像の描像と

デコンボリューション法の開発

東北大学 上田亮介

1. はじめに

X線イメージングは、物体の内部構造を非破壊的に可視化することができ医療・材料科学をはじめ多様な分野で利用されている。多数の投影方向よりX線を試料に照射し CT(トモグラフィ)再構成アルゴリズムを用いることで試料の3次元構造を得ることも可能である。従来のX線イメージングでは物体のX線吸収率の差を可視化する吸収イメージングが主であった。しかしX線吸収率は生体軟組織や高分子材料などの軽元素を組成とする試料では低い傾向があり、十分なコントラストが得られない。これを解決するため、X線が試料を透過する際の位相シフト、すなわち試料の屈折率を可視化するX線位相イメージングが研究されている。

X線位相イメージングには様々な方式があるが、中でも Talbot 効果を利用した回折格子干渉計は、エネルギーバンド幅の制約が緩く実験室X線源でも機能するため注目されている[1]。通常の Talbot 干渉計は、微小光源と G1 位相格子、G2 吸収格子およびX線画像検出器により構成される。回折格子の周期程度のコヒーレンス長を持つX線を G1 に透過させ、Talbot 効果による自己像を下流に形成させる。この自己像は縞パターンとなるが、周期が短いため画像検出器で解像するのは困難である。そこで G2 格子を自己像の位置に挿入しモアレを生じさせる。モアレ縞の周期は検出器画素サイズより大きくできるため一般的な画像検出器で解像できる。この Talbot 干渉計をベースに Talbot-Lau 干渉計が開発された[2]。Talbot-Lau 干渉計では微小光源を用いる代わりに G0 と呼ばれる吸収格子を設置する。この G0 が仮想的な微小光源のアレイとなるため、X線源そのものが微小光源である必要がなく、高出力線源を利用できる。

回折格子干渉計は Fresnel Zone Plate (FZP)を用いることで結像型X線顕微鏡に拡張でき、高空間分解能の測定を行うことができる[3-7]。また、自己像を拡大して投影させることで長周期の縞パターンが得られ、G2 を不要とすることもできる。G0 格子と G1 格子を用いるこの光学系は Lau 干渉計と呼ばれる[5-7]。図1に Lau 干渉計のセットアップ例を示す。高野らは、Carl Zeiss 社のX線顕微鏡 ZEISS Xradia 800 Ultra と Lau 干渉計を組み合わせることで、空間分解能 50 nm

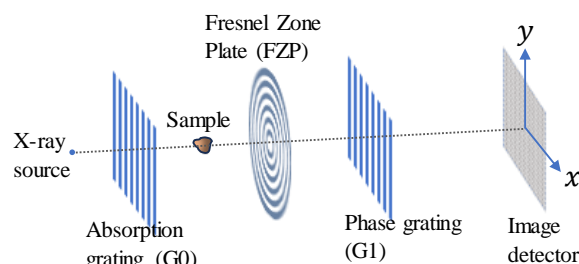


図1 Lau 干渉計によるX線位相顕微鏡

を持つ位相イメージングを達成した[6]。

2. ツイン位相像とデコンボリューション

上記の回折格子X線位相顕微鏡では、Talbot 干渉計と同じく縞走査法が行われる。ただし、一般的な Talbot 干渉計とは異なり微分位相像ではなく、「ツイン位相像」が得られる。ツイン位相像は正負の符号が反転した位相像が、ある距離だけ離れて重なって現れる像である。すなわち、位相像を $\Phi(x, y)$ と表せばツイン位相像は

$$\Phi^{\text{twin}}(x, y) = \frac{\Phi(x + \Delta, y) - \Phi(x - \Delta, y)}{2} \quad (1)$$

と表される。ここで、2つの像間の距離 2Δ はシア距離と呼ばれる。図2にツイン位相像と位相像の模式図を示す。Dirac の δ 関数と畳み込み積分を用いることで、式(1)は

$$\Phi^{\text{twin}}(x, y) = \frac{1}{2} [\delta(x + \Delta, y) - \delta(x - \Delta, y)] * \Phi(x, y) \quad (2)$$

と表すことができる。したがって、ツイン位相像 $\Phi^{\text{twin}}(x, y)$ から位相像 $\Phi(x, y)$ を求める演算はデコンボリューションである。シンプルなデコンボリューション処理では、フーリエ変換により逆空間に移した後、畳み込みカーネルで除算し、再び逆フーリエ空間で実空間に戻す。数式で表せば、

$$\Phi(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{\mathcal{F}[\Phi^{\text{twin}}(x, y)]}{\mathcal{F}[\delta(x + \Delta, y) - \delta(x - \Delta, y)]} \right] \quad (3)$$

と書ける. \mathcal{F} と \mathcal{F}^{-1} はそれぞれフーリエ変換とフーリエ逆変換を示す. しかし本演算の畳み込みカーネルはフーリエ空間で多数のゼロを持つため単純なデコンボリューション処理は不安定であり, 求めた位相像にアーチファクトを生じさせやすい. この問題を軽減させるため, Fineup の位相回復アルゴリズムを基にした反復的デコンボリューション法が提案された[7]. この手法により, ツイン位相像を比較的安定に位相像に変換することができ, 顕微位相 CT 再構成像が示された.

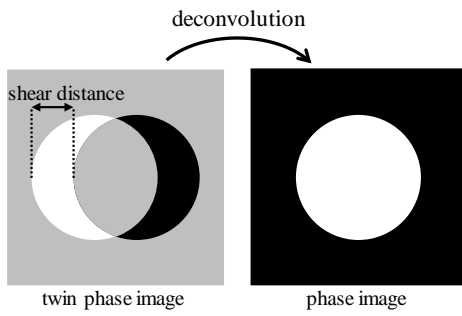


図2 ツイン位相像と位相像の模式図

3. ツイン位相像の一般的描像と位相像取得法

顕微位相 CT を多様な試料で測定しようとするとなつた問題が浮かび上がってくるのが近年明らかとなっている. 具体的には, 位相変化の大きな試料や, 弱吸収物体の仮定が成り立たない場合にはツイン位相像は式(1)で表すことができず, ツイン位相像におよそ位相 π の不連続性が現れる. この不連続性は位相ラッピング問題に似て見えるが, 実際は位相ラッピングとは全く異なる現象である. 文献[8]ではこれを3波干渉の視点で考察しているが, ここではフレネル回折積分を用いて述べる. フレネル回折積分によるツイン位相像の描像は矢代ら[4]によって示されており, 本稿ではその結果を利用する. ただし, コヒーレンスなどの本稿の議論に直接影響しないファクターについては省略する.

試料による吸収および屈折の影響を受けたX線がG1 に到達する際の電場を $E(x, y)$ とすると検出器面でのX線強度は

$$I_k(x, y) = \frac{1}{M^2} \sum_{n,m} b_n b_m^* \exp \left[2\pi i \left(\frac{n-m}{d_2} x + \frac{k}{K} \right) \right] \times E_n \left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M} \right) E_m^* \left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M} \right) \quad (4)$$

と表せる. ここで M は拡大率であり G1 と自己像の周

期をそれぞれ d_1, d_2 とすれば $M = d_2/d_1$ である. b_m はG1透過関数のフーリエ展開に起因する係数で b_m^* はその複素共役. $k = 1, 2, \dots, K$ は縞走査法における位相ステップ番号である. また, $E_m(-x/M, -y/M) = E(-((x + npd_2))/M, -y/M)$ と表記した. 以降, y 座標成分については省略する. 縞走査法により K 枚の画像を取得しフーリエ1次成分を取り出せば,

$$\begin{aligned} \zeta_1(x) &= \frac{1}{K} \sum_k I_k(x) \exp \left(\frac{i2\pi k}{K} \right) \\ &= \exp \left(-\frac{2\pi i x}{d_2} \right) \\ &\quad \times \sum_m b_m b_{m+1}^* E_m(x) E_{m+1}^*(x) \end{aligned} \quad (5)$$

が得られる. 特に, G1 が $\pi/2$ 型で Ronchi 格子である場合, $b_{-1} b_0^* = b_0 b_1^*$ に注意すると

$$\zeta_1(x) \propto \exp \left(-\frac{2\pi i x}{d_2} \right) b_0 b_1^* [E_{-1} E_0^* + E_0 E_1^*] \quad (6)$$

となる. 式(6)中に現れる $\exp(\cdot)$ はキャリアフリンジ成分を表すが, 試料を置かずに測定したバックグランド測定により差し引くことができるため, 以降

$$\zeta_1'(x) = E(x_s - \Delta) E^*(x_s) + E(x_s) E^*(x_s + \Delta) \quad (7)$$

について議論する. ただし, $x_s = -\frac{x}{M}$ および $\Delta = \frac{pd_2}{M}$ とした. 続けて, 次の量を定義する.

$$\eta(x_s) \equiv E \left(x_s - \frac{\Delta}{2} \right) E^* \left(x_s + \frac{\Delta}{2} \right) \quad (8)$$

これより, 式(7)は畳み込みの形式で表される.

$$\begin{aligned} \zeta_1'(x) &= \eta \left(x_s - \frac{\Delta}{2} \right) + \eta \left(x_s + \frac{\Delta}{2} \right) \\ &= \left[\delta \left(x_s - \frac{\Delta}{2} \right) + \delta \left(x_s + \frac{\Delta}{2} \right) \right] * \eta(x_s) \end{aligned} \quad (9)$$

したがって, $\eta(x_s)$ は $\zeta_1(x)$ のデコンボリューションで求められる. 次に, $\eta(x)$ について試料情報を用いて展開する. 試料透過率を $\alpha(x)$ および試料による位相シフトを $\Phi(x)$ で表すと, $E(x) = \alpha(x) \exp(\Phi(x))$ と書けるので, 式(8)より

$$\eta(x_s) = \alpha\left(x_s - \frac{\Delta}{2}\right) \alpha\left(x_s + \frac{\Delta}{2}\right) \times \exp\left\{i\left[\Phi\left(x_s - \frac{\Delta}{2}\right) - \Phi\left(x_s + \frac{\Delta}{2}\right)\right]\right\} \quad (10)$$

故に、偏角をとると

$$\begin{aligned} \arg \eta(x_s) &= \Phi\left(x_s - \frac{\Delta}{2}\right) - \Phi\left(x_s + \frac{\Delta}{2}\right) \\ &= \left[\delta\left(x_s - \frac{\Delta}{2}\right) + \delta\left(x_s + \frac{\Delta}{2}\right)\right] * \Phi(x_s) \quad (11) \end{aligned}$$

であるから、 $\Phi(x_s)$ は $\arg \eta(x_s)$ のデコンボリューションで求められることがわかる。このように、縞画像から位相像を求めるには式(1)ではなく、式(9)および式(10)の2度のデコンボリューションを行わなければならない。以上をまとめて位相像を求める手順を示す。

Step 1. 縞走査法を試料ありと試料なしで行い、式(5)の演算およびバックグラウンド成分を差し引いて ζ'_1 を求める。

Step 2. 式(9)のデコンボリューションにより ζ'_1 から η を求める。

Step 3. 式(10)のデコンボリューションにより $\arg \eta$ から Φ を求める。

上記の手順で測定した縞画像から位相像が得られることが示されたが、式(9)および式(10)中に現れる畳み込みカーネルは双方とも逆空間で多数のゼロを持ち、式(3)で示したシンプルなデコンボリューション手法ではアーチファクトを生じやすい。また、反復的手法を用いたとしても2度もデコンボリューションを繰り返してはアーチファクトなく位相像を求めることは難しい。

4. モデルベース反復法によるデコンボリューションとCT再構成の統合的解法

文献[8]では、特別な場合において1度のデコンボリューションで位相 CT 像を求める手法を提案している。弱吸収物体もしくは吸収率の空間変化が少ないとき、 $\arg \zeta'_1(x)$ は

$$\arg \zeta'_1(x) = \frac{\Phi(x + \Delta) - \Phi(x - \Delta)}{2} \quad (12)$$

あるいは

$$\arg \zeta'_1(x) = \frac{\Phi(x + \Delta) - \Phi(x - \Delta)}{2} + \pi \quad (13)$$

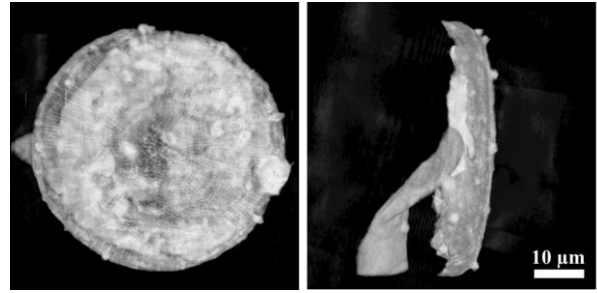


図3 反復的 CT 再構成により得られた珪藻土 CT 位相像のボリュームレンダリング[8]

のいずれかの形式をとる。式(12)と式(13)のどちらになるかは位相値の空間変化に依存し、事前には知ることが難しい。そこでモデルベース CT 再構成法を応用し、位相 π のずれを推定しながらデコンボリューションとCT再構成を同時に行う。まず、X線強度モデルを

$$I_k(x, y, \theta) = \alpha(x, y, \theta) \times \left[1 + V(x, y, \theta) \cos\left(DA\phi(X, Y, y) + \frac{2\pi k}{K}\right)\right] \quad (14)$$

と表す。式(14)中の V は通常の Talbot 干渉計ではレジリティに相当する。ただし、式(12)および式(13)に現れる π の位相差を表現するため $\cos \theta = -\cos(\theta + \pi)$ を利用して形式的に $V < 0$ を許容する。また、 θ はCT測定における投影角、 X と Y はCT像の座標系である。CT再構成の理論により、投影演算はX線に沿った線吸収率あるいは位相シフト量の積分であるから、

$$\begin{aligned} \Phi^{\text{twin}}(x, y, \theta) &= D\Phi(x, y, \theta) \\ &= D \int \phi(X, Y, y) d\ell \\ &\approx DA\phi \end{aligned} \quad (15)$$

と書ける。 D は式(2)で示した畳み込みカーネルの行列表現。 A は投影演算を離散化して表した行列表現である。式(14)の V および ϕ を推定する手法の1つは測定値 \bar{I}_k との二乗誤差最小化である。

$$\min_{V, \phi} \frac{1}{2} \sum_k \|I_k - \bar{I}_k\|^2 \quad (16)$$

あるいは式(16)の代わりに尤度最大化問題として定式化してもよい。式(16)を勾配法などの反復的手法で解くことで V と ϕ を求められる。多数の投影方向からの像を用いて推定することにより V が最適化され、正負の符号が自動的に選択される。上記の手法による珪藻土試料の位相 CT 再構成例[8]を図3に示す。ただし、この再構成では圧縮センシング法に基づき、式(16)式に L1 ノルム正則化を加えノイズ成分を抑制している。測定はX線顕微鏡 ZEISS Xradia 800 Ultra

(Carl Zeiss 社)に Lau 干渉計を組み合わせで行われた。X線源は回転陽極を用い、Cu ターゲットによる 8.04 keV の特性線を利用する。管電圧は 40 kV、管電流は 30 mA である。当装置には高空間分解能モードと大視野モードがあるが、本測定は視野 65 μm の大視野モードを用いており、ピクセルサイズは 64 nm である。縞走査法の位相ステップ数は 5 とし、CT 測定の投影方向数は 180 度角で 360 方向とした。

図3からわかるように、大きなアーチファクトなく再構成できることが示されている。この測定で用いられた試料は投影方向により厚さが大きく異なり、厚みの大きい方向では従来のデコンボリューション法で安定に位相像を求めるのは困難である。一方、CT 再構成とデコンボリューションを同時に行う本手法では厚さの薄い方向の投影データも利用することで安定に位相像を求められていると考えられる。

5. 今後の展開

CT 再構成とデコンボリューションを組み合わせた統合的解法は特別な条件でのみ適用可能である。また、CT 測定を行う場合でしか位相像が得られず、1 方向投影像のみを取得する場合には利用できない。これらの理由から、試料によらず位相像を得るには式(9)および式(10)のデコンボリューションは避けられない。ツイン位相像デコンボリューションは、畳み込みカーネルの特性から不安定になりやすいため、デコンボリューション回数を2度から1度に減らすことが望ましい。アプローチの1つとして式(9)と式(10)の2つのデコンボリューションを反復法で同時に解く方法が考えられる。また、近年発展が目覚ましい機械学習手法も有力な候補といえる。深層学習による画像変換は、デノイジングや超解像化などの多くの報告例があり、ツイン位相像から位相像への変換もこのカテゴリに属する。深層学習による画像変換として高い知名度を持つ手法の1つは pix2pix[9]である。pix2pix ではセグメンテーションで用いられていた U-Net モデル[10]と生成モデルの1つである GAN (Generative adversarial networks)[11]を利用しており、様々な画像変換が可能であることが示されている。しかし GAN にはモード崩壊を起こしやすい欠点があり、これを解決する新たな生成モデルとして DDPM (Denoising Diffusion Probabilistic Models)[12]が注目されている。これらの機械学習手法を応用することで、安定なデコンボリューション手法を開発できると期待できる

【謝辞】

本研究は JST-ERATO 百生量子位相イメージングプロジェクト(JPMJER1403)の助成を受けて行われた。ツイン像の一般的描像は同プロジェクトの橋本康氏との共同研究であり、測定は高野秀和氏(現所属は理化学研究所放射光科学研究センター)によって

行われた。

【参考文献】

- [1] A. Momose *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **42**, L866 (2003).
- [2] F. Pfeiffer *et al.*, Nat. Phys. **2**, 258 (2006).
- [3] Y. Takeda *et al.*, Appl. Phys. Express **1**, 117002 (2008).
- [4] W. Yashiro *et al.*, Phys. Rev. A **82**, 043822 (2010).
- [5] H. Kuwabara *et al.*, Appl. Phys. Express **4**, 062502 (2011).
- [6] H. Takano *et al.*, Appl. Phys. Lett. **113**, 063105 (2018).
- [7] H. Takano *et al.*, Optica **6**, 1012 (2019).
- [8] R. Ueda *et al.*, in Proc. SPIE 11840, Dev. X-Ray Tomogr. XIII, 118400F (2021).
- [9] P. Isola *et al.*, CVPR 2017.
- [10] O. Ronneberger *et al.*, MICCAI 2015 .
- [11] I. J. Goodfellow *et al.*, arXiv:1406.2661 (2014).
- [12] J. Ho *et al.*, Neural Inf. Process. Syst. **33**, NeurIPS 2020.

XRM2024 会議報告

東京大学先端科学技術研究センター 江川悟

X-ray microscopy 2024(XRM2024)が 8/10-8/16 にかけて開催された。XRM は X 線イメージング技術とその応用をテーマとする学会であり、世界各国の放射光施設のふもとで 2 年ごとに開催されている。16 回目となる今回は、世界に先駆けて運転開始された第四世代放射光施設 MAX IV のお膝元スウェーデンルンドにて開催された。開催場所はルンド大聖堂至近の講堂 stadshall である。初日のワークショップでは、第四世代放射光施設の可能性と技術的課題、性能を引き出すために要求される光学デバイスやソフトウェアについての議論が展開された。例えば、電子ビームの振れが引き起こす X 線ビームの振れについての指摘があった。

本会議では、86 件の口頭発表と 207 件のポスター発表があった。口頭発表について、手法を主題とする発表が 45 件、試料観察を主題とする発表が 36 件あった。さらに重複を許してざっくりと手法を分類すると、分光イメージングが 6 件、トモグラフィが 17 件、タイコグラフィーが 10 件、マルチビームが 6 件、XFEL が 3 件、暗視野イメージングが 5 件、光学素子の設計開発が 8 件、マルチモーダルが 7 件であった。分野として特に目を引いたのがスペックルイメージングの広がりである。スペックルイメージングは、スペックル照明にサンプルを通し、透過像の変調からサンプルの吸収、屈折、散乱を回復する、極めてシンプルかつ強力な手法である。本研究を主導的に進める Marie-Christine Zdora の他数件の発表があり、ヨーロッパを中心に世界各国の放射光施設で精力的に技術開発が進められているようであった。シングルショットでの再構成や吸収の強い物体での再構成など汎用性の向上も見られ、今後の発展が大いに期待できる。観察対象については、マクロな生体組織が 6 件、細胞が 6 件、生理現象が 3 件、磁性体が 5 件、物理現象が 7 件、化学反応が 2 件、その他無機材料が 2 件であった。生体組織や細胞の観察が多く、中でも可視光蛍光顕微鏡との相関観察や分光トモグラフィなど、マルチモーダル観察に関する発表が目についた。その他、特に興味深い発表には Voker Rose による原子分解能分光イメージングや Claire Donnelly による磁区構造の三次元 XMCD 観察があった。全体的なトレンドとしては、タイコグラフィを含むコンピュータシヨナルイメージングの席卷と、高速化・マルチモーダル化・3次元化といったデータ量の増大が顕著だった。

キーノートスピーチには二人のノーベル賞科学者が招かれた。アト秒パルス光源の開発に貢献した Anne L'Huillier と超解像蛍光イメージングの Stefan Hell である。アト秒パルスについては、日本でアト秒光源施設アルファの検討が進んでおり、応用の進展が期待される。Hell はノーベル賞受賞後、超解像の空間分解能をさらに一桁上げて単分子のトラッキングを実現している。

XRM では博士号取得後 3 年以内の若手からの口頭発表に対して Werner Meyer-Ilse Memorial award が贈られる。Werner Meyer-Ilse は ALS のゾーンプレート顕微鏡 XM-1 の開発者であり、XRM'99 のプログラムコミティのチェアであったが、XRM'99 の開催数日前に交通事故で帰らぬ人となった人物である。今年東大物性研の島村勇徳さんとルンド大学の Yuhe Zhang が受賞した。それぞれの研究テーマはミニ KB ミラーによる軟 X 線 20 nm 集光と、それを用いた走査型蛍光顕微鏡の開発、そしてステレオイメージングでの物理モデルと AI のハイブリッド計算による三次元再構成である。両者ともに高い新規性がありかつ応用可能性を秘めた研究である。特に後者は、ステレオイメージングに限らずコンピュータシヨナルイメージングのロバスト性を向上できる可能性を持つ。

エクスカージョンでは、ヴァイキングの歴史探訪テーマパークとビールの試飲会のうち一つを選んで参加することができた。私は前者に参加し、ヴァイキングが実は優しい商人や農民であったことを学習した。カンファレンスディナーでは、隣町 Malmö にて貸切のダンスパーティが開催された。研究者バンドの演奏による X 線ロックに乗って、一同ダンスを楽しんだ。希望者は MAX IV の見学会に参加することができた。中規模だが整然とした放射光施設であった。

例年通り、参加者投票による次々回の開催地の選定が行われた。上海と台湾の二者から、台湾が選ばれた。台湾での現地開催は、2020 年の中止、2022 年のオンライン開催に次いで三度目の正直となる。無事開催されることを祈りたい。なお、次回 2026 年の開催地はブラジル LNLS のお膝元カンピーナスである。

XRM2024 は高レベルな発表が多く、非常に活気のある学会であった。ヨーロッパの X 線イメージングのレベルの高さが実感され、日本でも独自性の高い研究を行う必要性を痛感させられた。

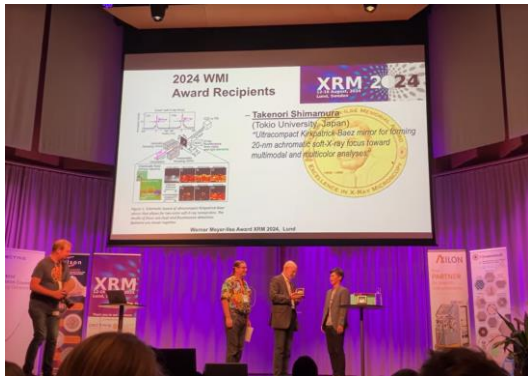


図1 WMI award を受賞する島村勇徳さん



図2 ダンスパーティ

編集部より

最近発行がイレギュラーになってしまっており申し訳ございませんが、第 57 号をお届けいたします。ご執筆頂いた先生方に多大な感謝を申し上げます。特に、山内先生には、キャリアの一区切りを付けられたタイミングで、今や「大阪ミラー」として名高いX線ミラーに関する貴重なレビューを頂きました。小生、第 49 号から本ニュースレターの編集に携わらせて頂きました。かなり自身の研究周りに偏った話題の提供ばかりで反省しておりまして、新たな視点での話題提供をすべきと思ひ、今回会議報告をご執筆頂いた東京大学の江川先生に担当を引き継いで頂くことにしました。若い方の新たな視点での話題提供を頂けたらと思ひます。今後も本誌のご支援・ご協力をよろしくお願い申し上げます。

(文責・高野秀和)

【日本光学会年次学術講演会開催のご案内】

2024 年度の日本光学会年次学術講演会 (Optics & Photonics Japan 2024) が下記の通り開催されます。企画シンポジウム「X線・EUV 結像光学の展望」が 12 月 1 日 (日) に開催予定です。

記

会議名：日本光学会年次学術講演会 (Optics & Photonics Japan 2024)

会期：令和 6 年 11 月 29 日 (金) ~ 12 月 1 日 (日)

場所：国立大学法人 電気通信大学

URL：<https://opt-j.com/opj2024/>

以上

【メーリングリスト (登録メールアドレスの変更などについて)】

本ニュースレターは原則、メーリングリスト (xio-nl@prec.eng.osaka-u.ac.jp) によるメール配信となっております。メールアドレス変更などの際には、お手数ですが、編集部 (xioedit@prec.eng.osaka-u.ac.jp) までご連絡ください。メーリングリストは、研究会のお知らせなど、会員全員に情報を配信したいときなどにも便利なので、積極的にご活用ください。

X線・EUV 結像光学ニュースレター
No. 57 (2024 年 11 月)

発行 一般社団法人 日本光学会
X線・EUV 結像光学研究グループ
(代表 兵庫県立大学 籠島靖)

編集部 山内和人 (大阪大)、西野吉則 (北海道大) 齋藤彰 (大阪大)、
木村隆志 (東京大)、松本浩典 (大阪大)、東口武史 (宇都宮大)、
高野秀和 (理研)
E-mail: xioedit@prec.eng.osaka-u.ac.jp
