

X 光同調繞射顯微術之簡介與發展

Introduction to X-Ray Coherent Diffraction Imaging

陳健群、陳寧容、楊智衡

Chien-Chun Chen, Ning-Jung Chen, Jhih-Heng Yang

同調光繞射顯微術為近年來台灣光子源重點發展的影像技術之一。此技術的優美之處在於實驗裝置簡單，毋須透鏡即能成像，避免了像差所衍生的複雜修正問題，因此受到科學界的重視，並廣泛應用於生物、軟物質、材料檢測等方面。結合斷層掃描的技術更能進行三維高解析度非破壞性的檢測工作。本文將介紹同調光繞射顯微術的發展緣起與進程，各式不同的實驗設計，以及此技術所面對的挑戰與瓶頸。

Coherent diffraction imaging is currently one of the major image techniques in Taiwan Photon Source. The beauty of the experimental setup is so simple that no lenses are needed to form an image. This lensless imaging technique bypasses the sophisticated aberration-correction process; hence it has been widely applied to image biological structures, soft matters, and micro-/nano-materials. In addition, a high-resolution non-destructive 3D structural determination can be performed through the combination of computed tomography. In this article, the history, developments, and various experimental setups of coherent diffraction imaging will be introduced. The bottleneck and future challenges are also discussed.

一、前言

在 20 世紀的科學發展中最重要的影像技術就是 X 光結晶學。利用高強度 X 光照射於結晶樣品上，因結晶樣品的週期性，使得具有相同空間尺度的晶格平面產生強大的相長干涉亮點：布拉格點 (Bragg peak)。儘管這些布拉格點告訴我們樣品的內部結構資訊，且數學上我們可證得這些布拉格點為實空間電荷密度經由傅立葉轉換得到，然而，儀器卻僅能測量到這些布拉格點的強度而無法得到該點的相位，因此，科學家並無法直接透過反傅立葉轉換得到三維實空間的分布。過去數十年間，科學家發展了多種方法，如派特

森函數 (Patterson function)、分子取代法 (molecular replacement)、直接法 (direct methods)、同形取代法 (isomorphous replacement)、與異常色散法 (anomalous dispersion)，來解決這些遺失的相位問題。

隨著同步輻射光源的發展，光源強度與同調性都得到顯著的進步，科學家開始思考是否可能利用類似的方法得到非結晶樣品的內部結構。當樣品為非結晶時，所產生的繞射圖譜為連續圖譜，而偵測器收得的資料即為繞射圖譜於該像素位置的強度取樣，亦即樣品電荷密度經由傅立葉轉換後取絕對值再平方。此時，相位資訊仍然遺失，但前述的方法卻無法再使用來求得遺失的相位。

1950 年代，Shannon 等人提出了取樣定理⁽¹⁾，證明對一個具有帶寬限制 (band-limited) 連續訊號的傅立葉空間進行取樣時，其取樣頻率以 2 倍的最高類比訊號頻率，即奈奎斯特 (Nyquist) 頻率取樣，所取得的樣本，可完整的代表這個被取樣的連續訊號，當以超過奈奎斯特頻率做取樣，即過取樣 (over-sampling)，理論上即可能回復原來的訊號。儘管早在 1950 年代即存在的取樣理論在數位訊號處理領域蓬勃發展，一直到 1980 年，Sayre 等人才意識到取樣定理背後的數學結構本質上與非結晶繞射完全相同！當平行光束照在比光束尺寸略小的樣品上，可想像成在實空間為一個具有帶寬限制的連續訊號，而繞射圖譜為樣品的傅立葉轉換，若可將繞射圖譜進行過取樣，理論上就可以得到原樣品在實空間的影像。儘管理論上可回復遺失的相位資料，實際上卻不是那麼容易。幸運的是，在計算機快速的發展下，Fineup 等人發展了至今依然是主流方法的混合輸入輸出法 (hybrid input-output, HIO)^(2, 3)，可大幅度回復遺失的相位資訊，進而得到樣品的二維影像 (投影)。Fineup 利用 HIO 法，只從模擬的繞射強度，就得到了相位與影像。這種無須經過透鏡即能把傅立葉空間 (倒空間) 的繞射資料，利用電腦計算迭代 (相當於透鏡的功用)，就能得到實空間影像的技術，開啟了同調光繞射顯微學革命性的發展。

不過，實驗方面的進展則稍晚於理論。同步輻射光源一直到 90 年代同調性與光強度才趨近完美。同調性是為了繞射滿足傅立葉轉換關係，而光強度的需求是肇因於繞射解析度取決於散射角度，散射角度越高則可得的影像解析度越高。因此，越強的光通量可以得到越多的高角度散射，所得到的影像才能達到奈米級或甚至原子級的解析度。當原子級解析度可以達成時，將不需要再利用結晶，即能得到樣品的原子結構。

第一個同調光繞射顯微實驗是 1999 年 Miao 等人利用布魯克海文國家實驗室的第三代同步光源所完成的⁽⁴⁾。由於同步輻射光源太強，偵測器中心因光線阻擋器 (beamstop) 的屏蔽而失去中心區域的繞射資料。Miao 等人使用光學顯微鏡的低解析度影像填補繞射圖譜中的遺失部分，解得 75 奈米解析度的影像。自此之後，同調光繞射顯微術成為同

步光源重要的一個應用分支，在過去將近 20 年的發展中，各式各樣的樣品 (包含生物樣品)，無論是在二維或三維影像，皆在世界各地不同研究團隊的發表中形成一股熱潮。台灣同步輻射中心新建的台灣光子源也有數條光束線以同調光繞射顯微術為發展主題。在後面的文章中，將詳盡介紹各式同調光顯影技術，以及二維與三維相位回復的步驟及原理，最後談到同調光繞射顯微術在生物影像的應用，及其瓶頸與未來展望。

二、各式同調光顯影技術之介紹

同調光繞射顯微術因需求性發展出主要五種不同的實驗設置：穿透式 (Transmitted CDI)、布拉格格式 (Bragg CDI)、掃描式 (Ptychographic CDI)、發散式 (Fresnel CDI) 以及反射式 (Reflected CDI)，如圖 1 (a) 至 (b)⁽⁵⁻¹³⁾。穿透式 CDI 即為傳統 CDI 技術，同調光照射於樣品後形成前向散射 (forward scattering)，因訊號主要來自於散射，入射光越強則可達到的散射角度越高因而得到更佳的解析度。然而，入射光過強 (如同步輻射光源) 卻會損傷偵測器，因此需要射線阻擋器來保護偵測器並且控制每個像素不至於過飽和。相位回復的難易程度卻與繞射圖譜中心遺失的資訊有關。當中心失去越多資訊，相位回復越困難。一般所觀察到的情形為，如果中心損失的圖譜只在中央亮帶的範圍之內，相位回復是容易的 (無須利用低解析度光學顯微鏡影像回補)。當中心遺失資訊大於中央亮帶，則相位回復將十分困難。儘管這並非數學上證明的結果，實務上卻可觀察到此一現象。因此可以看出，增加光強雖可以增加解析度，但也同時產生增加中心損失使得相位回復較困難的狀況。

當實驗設置控制得宜或採用讀值範圍 (dynamical range) 更大的偵測器時，雖然可以較為同時滿足前述的需求，所能得到的繞射資料仍僅侷限於低角度。主因是目前偵測器的大小無法滿足同時收取繞射原點、高角度繞射且又滿足過取樣的條件。因此，傳統 CDI 主要得到的是低角度繞射資料，對應的是樣品的形態與電荷密度分布。布拉格 CDI 則選擇收取布拉格點附近的繞射資料。適用於此種 CDI 模式的樣品為奈米結晶 (nanocrystal)，

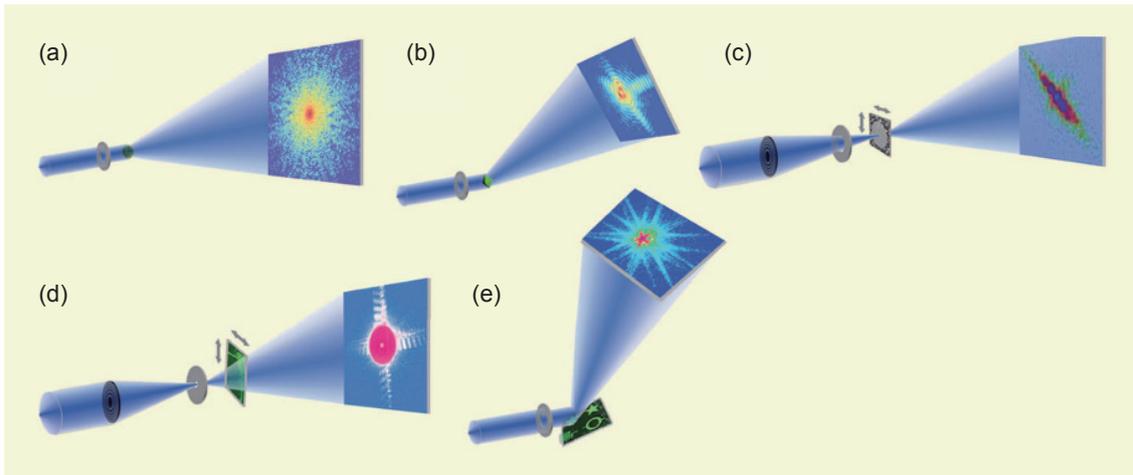


圖 1. 各式 CDI 實驗設置示意圖。(a) 穿透式。(b) 布拉格式。(c) 掃描式。(d) 發散式。(e) 反射式。各式 CDI 乃針對不同的樣品與重組需求而進行設置。

由結晶產生的布拉格周遭的繞射圖加以還原，可由還原的相位得到結晶與標準結構之間的位移量 (displacement)，進而推算樣品所受到的應力 (strain)。

除了傳統穿透式 CDI 之外，最廣為使用的另一種 CDI 技術就是掃描式 CDI。由前所述，傳統 CDI 須滿足過取樣的條件方能進行相位回復 (在第三節中詳述)，一般滿足過取樣條件需要樣品為獨立樣品，意即入射光的尺寸 (4–10 微米左右) 需大於樣品尺寸。這個限制大大地縮減的 CDI 的應用範圍，因為大部分令人感興趣的樣品皆超過入射光尺寸。而掃描式 CDI 聰明的利用每次入射光照射不同位置的重疊部分當作增加的已知條件來解決取樣不足的問題。例如光每次移動 1 微米，由於光斑大小為 10 微米，這次與上次照射的位置將可有相當大的重疊部分，這個重疊部分可在相位回復的計算中加入成為預知條件。掃描式 CDI 突破了樣品須小於 10 微米的限制條件，逐漸受到研究人員的使用來探測較大的樣品。然而，掃描式 CDI 的資料量相當大，這對資料處理與相位回復的計算能力都相當吃重。所幸近年來平行處理圖形處理單元 (graphics processing unit, GPU) 的高效能運算逐漸普及，對於掃描式 CDI 的巨量資料有相當的幫助。

發散式及反射式 CDI 則較少有人採用。發散式 CDI 主要是將樣品置於光聚焦點之後，由於聚

焦點與樣品距離為已知，可計算出發散光源抵達樣品各處的相位差，則又可多一些已知條件，然而其缺點為入射光與散射光在偵測器的中心低頻區域訊號重疊與同軸全像術 (in-line holography) 相似。儘管可利用相似的技术做影像回復，解析度太差成為此技術的致命傷。反射式 CDI 則與前述四種 CDI 有本質上的不同。前述的 CDI 皆為穿透模式，在樣品製備上的限制較多。例如薄膜或半導體這一類長於基板上的製程，一般光源不易穿透基板且基板的散射亦會造成繞射訊號判讀的困難，反射式 CDI 即成為另一個可能的選擇。當然，入射光與反射光在偵測器的重疊 (一般發生於掠角小角度散射，grazing angle small angle x-ray scattering, GASAXS)，或透射不同程度而造成的反射皆會造成相位回復與影像判讀的困難。

三、二維與三維同調光顯影技術之相位回復

在 CDI 的實驗架構中 (圖 2)，繞射圖像的資訊收集所使用的工具為 CCD (charge-couple device) 或是其他類型的偵測器，所蒐集到的繞射圖像僅為繞射後的電子強度，開根後即為計算中所需的振幅，而重要的相位資訊是缺少的。此外，由於 X-Ray 直射光束強度過強，若直接照射在偵測器上，會造成損壞，故需在偵測器前放置一射線阻擋器，或

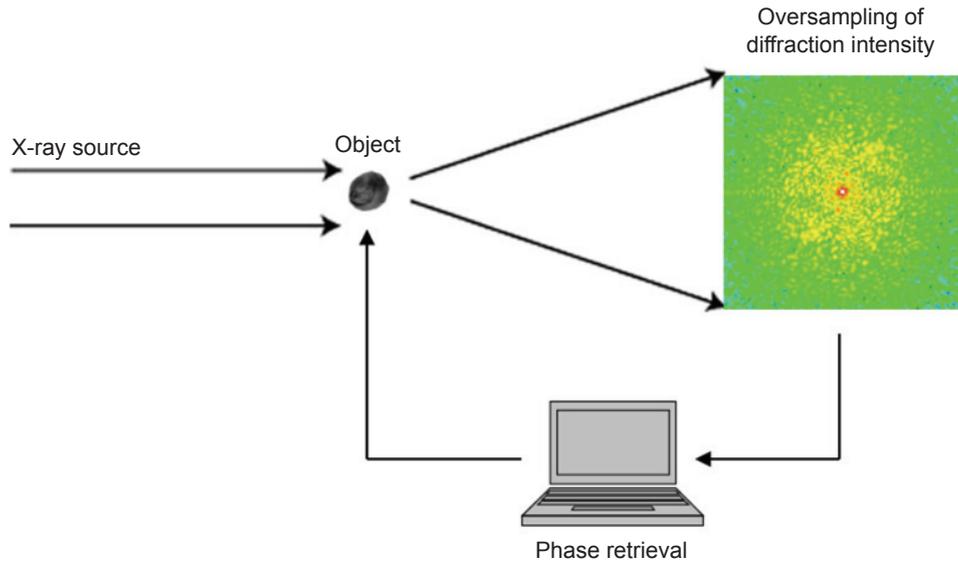


圖 2. 同步輻射 X 光 CDI 之實驗流程示意圖。高強度同調 X 光照射於待測物體上，在偵測器上收集經由散射產生的過取樣繞射圖譜。而電腦則擔任透鏡成像的角色。利用傅立葉及反傅立葉轉換加上迭代法，可回復其遺失的相位，並進而得到樣品的二維投影。

是以拼合方式組成實驗所用的偵測器，將中間空出一區域，而此遮蔽或空區域不僅遺失相位，也遺失振幅。因此，雖然成功避免了偵測器在實驗過程中損毀，但卻會造成更多繞射資訊的損失。這些損失造成了還原影像的困難。以下將詳述如何克服上述問題來還原遺失資訊。

在遠場繞射的計算近似下，可得到 X 光繞射為樣品電荷密度投影的傅立葉轉換。現行主流的 HIO 相位回復演算法流程如圖 3。此一演算法乃是將實驗獲取之繞射圖形振幅，加入隨機的起始相位，先經反傅立葉轉換得到實空間影像。利用前言中所述的過取樣，可知在實空間中除了投影本身，其外圍尚有零密度區圍繞。而零密度區域與影像區域的比率則可由繞射條紋間隔來得到。因此實空間可分為兩部分，其一為樣品影像所在區塊 (support)，另一為無密度區域。若樣品滿足弱相位物體近似 (weak phase object approximation)，則樣品的吸收可忽略，即還原影像為實數。則反傅立葉轉換後之影像，在 support 中若有虛數，可予以抹除；而 support 之外為零密度區域，若有任何密度出現，也予以抹除。此修飾後的實空間影像再以傅立葉轉換轉至倒空間，此時相位與振幅皆與修飾前不同。由於在倒空間須滿足實驗獲得之振幅，轉

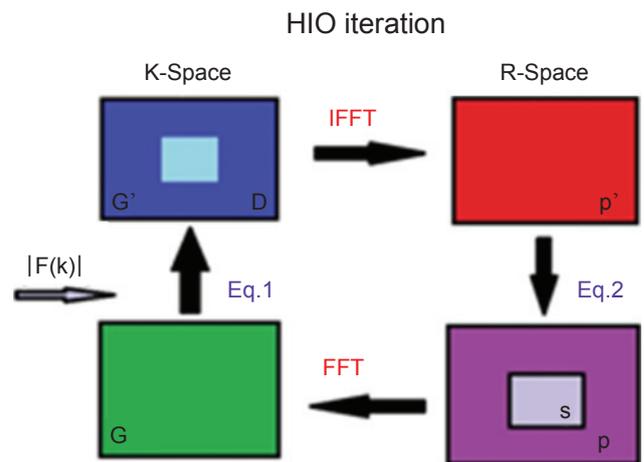


圖 3. HIO 相位回復演算法之流程圖。由於相位為未知資訊，須先產生隨機相位並與實驗資料 $F(k)$ 生成完整倒空間 (藍色方塊)，方能開始迭代流程 (淺藍色區域為因射線阻擋器遺失的繞射資料區域)。藉由反傅立葉轉換得到實空間影像 (紅色方塊)，利用過取樣與實空間影像的限制條件加以修飾 (紫色方塊)，其中 s 為 support，再經由傅立葉轉換得到倒空間 (綠色方塊)。保持相同的相位並以實驗資料更新振幅，即得到下一次迭代的倒空間 (藍色方塊)。如此數次循環得到最終的影像回復。

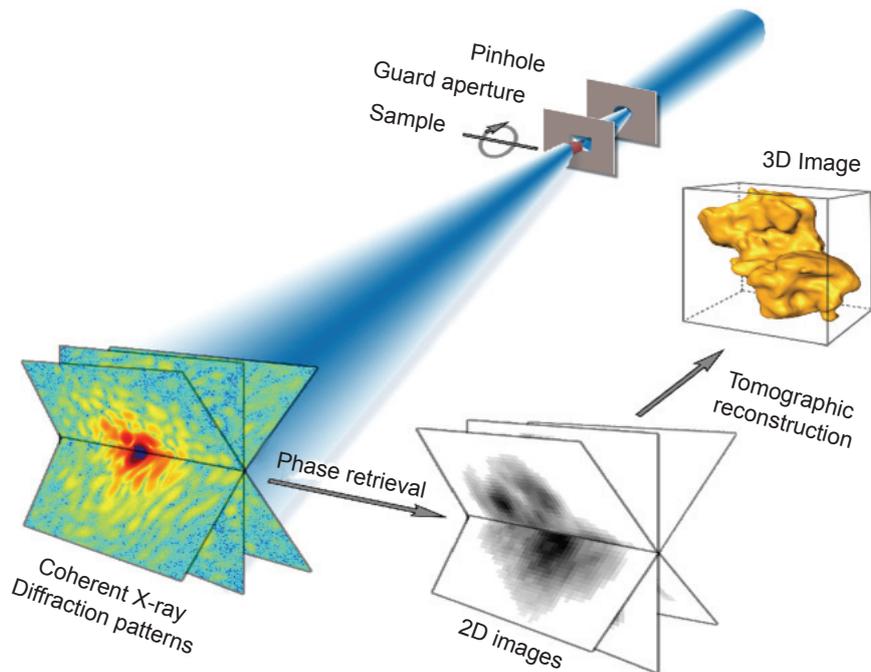


圖 4. 三維 X 光 CDI 之示意圖。轉動樣品可得到樣品於各個不同角度的繞射圖譜 (左下)，對每個二維圖譜進行相位回復可得到不同角度的二維投影 (右下)，利用斷層掃描重組技術則可獲得三維影像 (右)。

換完後的倒空間資訊，其振幅的部分即以實驗資訊取代，而相位部分則保留下來與轉換前資訊相同，如此為完成一次的迭代過程。自下一迭代起，取用上一迭代結果的相位資訊加在實驗獲取之振幅資訊上，始進行第二次迭代。如此反覆的進行多次迭代過程 (次數取決於訊號的強度及品質)，便可逐漸將樣品影像還原。

然而，對應於不同實驗情況，通常無法僅使用單純的 HIO 演算法來得到高品質的還原影像。因此建立在此演算法基礎上，有了許多不同的變化型態。舉例來說，由於起始的相位資訊為隨機施加，可能導致結果有相當的不同，缺乏一致性。導引函數迭代法 (guided hybrid input-output, GHIO)^(14, 15) 即發展來解決此問題，此方法在迭代開始時給了多組不同的起始相位，每個獨立的起始相位皆以 HIO 得到影像還原，此為第一代。令還原影像與實驗誤差最小者為參考模板，以此模板與其他還原影像之平均影像來得到新的起始相位，再將多組新的起始相位重新進行影像還原得到下一代。觀察每一代還

原的結果將可發現利用導引法可在數代之後得到一致的還原結果。又如在 Ptychographic CDI 中，實空間影像的修飾會被與其他實空間影像的重疊部分所修飾，因此不能單以 HIO 分別運算後重組，必須在演算上進行變化，重疊區塊的相位須進行互相填補的動作，方可還原原始影像。

前面所述為如何從二維實驗繞射振幅進行影像還原。根據傅立葉切片定理 (Fourier slice theorem)，二維繞射還原之實空間影像為樣品的二維投影，實驗過程中不斷改變樣品對應於入射光的角度的，蒐集各方向的繞射資訊，理論上即能還原獲個別角度的二維投影，利用斷層掃描重組，即可獲得三維影像 (如圖 4)。然而，在進行斷層重組之前，個別角度之二維投影必須先進行共同轉軸的校正，此步驟會增加更多的誤差⁽¹⁶⁾。目前較為主流的做法，是先將二維繞射資料 (二維切片) 依序置入三維倒空間製成三維的繞射振幅，並以三維 HIO 進行影像還原，可跳過影像校正所可能產生的誤差，一次性地得到三維影像^(17, 18)。

四、生物同調光顯影技術

當 CDI 成像技術日趨成熟，除了高原子序的材料樣品之外，科學家們開始嘗試將此成像技術應用於生物樣品。CDI 成像樣品的選擇與穿透式電子顯微鏡不同，樣品厚度可提高至數微米(電子顯微鏡樣品約須小於 100 奈米)。因為 X 光光子的散射微截面較電子小約 4 到 5 個數量級，X 光可在較長的行進距離中都視為一次彈性散射，滿足玻恩近似 (Born approximation) 的條件，亦即繞射可直接以傅立葉轉換得到(當產生多次散射的情況，繞射與投影並不存在簡單的傅立葉轉換關係)。此時樣品厚度的限制主要是來自光的同調長度 (coherent length)，在目前世界上的同步輻射光源中，縱向(與光行進方向平行)的同調長度為數微米。除此之外，硬 X 光 (hard x-ray) 波長約為數埃，繞射影像的解析度取決於光子散射角度的大小。當光強度提高的條件下，硬 X 光生物 CDI 有達到奈米解析度的潛力。除了樣品製備相較電子顯微鏡容易許多之外(可將樣品直接置於溶液中)，樣品選擇也相對更加廣泛。

首次以 CDI 顯影技術應用於生物成像的樣品為大腸桿菌，並以錳元素嵌入內部的蛋白質做為標記⁽¹⁹⁾，此次繞射實驗達到 30 奈米解析度(圖 5 左)，而其還原影像(圖 5 右)相較於螢光顯微鏡影

像則成功證實了該蛋白質於大腸桿菌內的結構。隨後，參考穿透式電子顯微鏡的冷凍樣品製備技術，利用甘油解決了冰晶的繞射問題⁽²⁰⁾，主要可應用於以植物⁽²¹⁾、細菌^(22, 23) 以及病毒⁽²⁴⁾ 等具有細胞壁的細胞做為樣品進行成像。

然而生物樣品並不僅止於上述三類，與人類最為相關的動物類則因無細胞壁保護而較為脆弱。因此以高能量 X 光為光源(以台灣光子源為例約為 5–8 KeV)，長時間照射生物樣品，則有結構遭到輻射損傷 (radiation damage) 的疑慮。基於上述原因，如何在短時間內收到最佳訊號成了目前生物 CDI 致力解決的目標。目前已有研究顯示，若是在待測樣品中置入金奈米顆粒，其繞射振幅為樣品之傅氏轉換加上金粒子之傅氏轉換後再取絕對值，若將其展開，可以發現除了樣品與金粒子各自的繞射振幅，尚有兩者交互作用的項 (cross term)，由於金粒子之傅氏轉換遠較生物樣品來得強，此交互作用的項將大大提高生物樣品的訊號，克服純生物樣品訊噪比過低的問題。因此若結合前面所提及的生物標記法，以金粒子標記於生物待測細胞上或進行細胞表面改質，則能夠以不改變樣品內部結構為前提之下，增強此樣品繞射訊號來提高解析度。而在生物細胞中結構較為堅固的骨骼細胞，就相對適合使用 CDI 來觀測其奈米解析度之下的礦物分布⁽²⁵⁾(圖 6)，透過 CDI 可以展示不同礦化階段的礦物晶

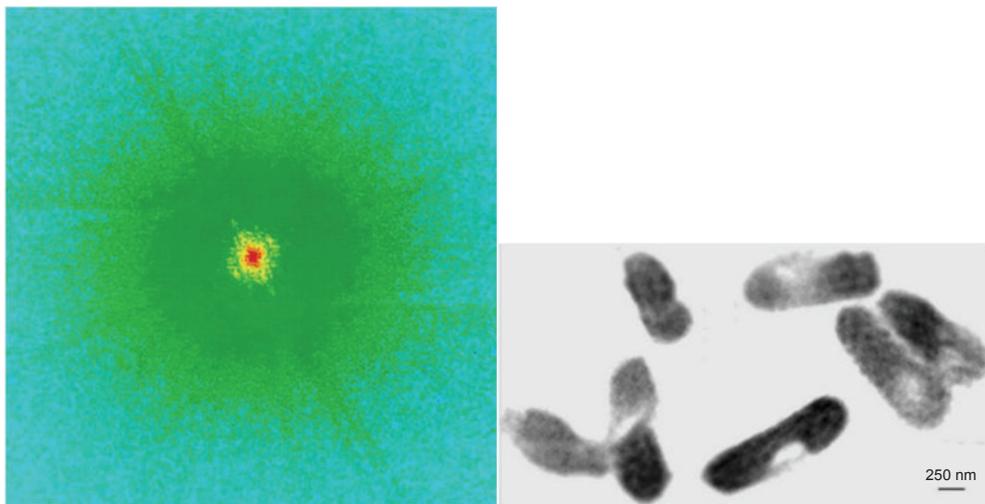


圖 5. 以螢光標記之大腸桿菌的繞射圖形 (左) 及其影像還原 (右)。比較螢光顯微鏡的影像可證實 CDI 技術於生物樣品觀測的可行性。

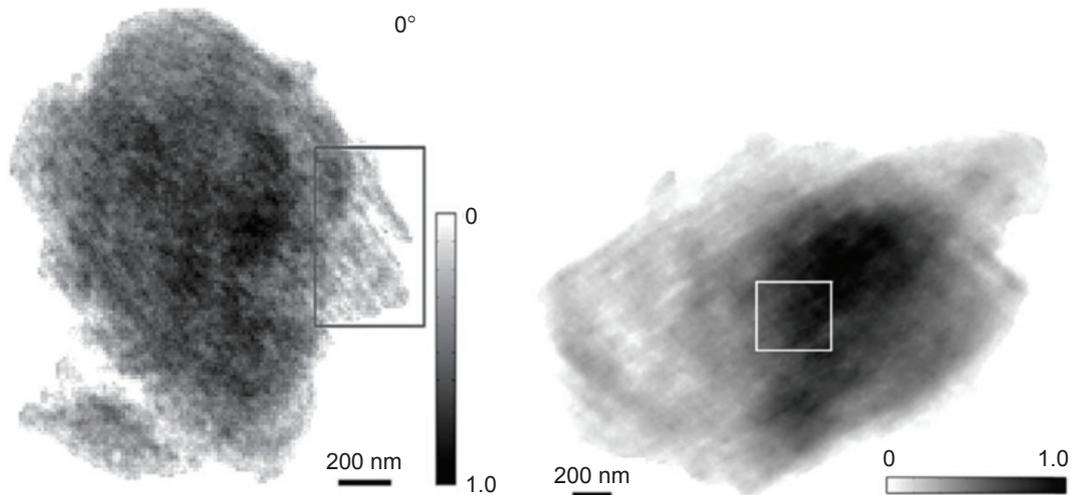


圖 6. 利用 X 光 CDI 觀測魚骨樣品之礦質分布。(左) 低礦化的骨質影像還原，灰框內顯示礦化膠原纖維密集排列。(右) 高礦化的骨質影像還原，白框內的線條結構為礦質的帶狀結構。

體以及膠原基質之間的空間關係。

在生物 CDI 三維成像方面。2009 年 Nishino 等人使用硬 X 光以 38 張不同角度二維繞射圖譜重組出解析度 120 奈米的染色體的三維立體影像⁽²⁶⁾。於 2010 年 Jiang 等人也以相同技術獲得乾燥酵母菌的三維結構⁽¹⁷⁾，解析度在橫向達到約 40 奈米，在縱向約 60 奈米。為了增加樣品承受輻射的

時間，以利於收集更高角度的散射與更多方向的二維圖譜，Rodriguez 等人嚐試利用冷凍技術，也就是將樣品置於乾燥液氮氣體中，使樣品一直處於極低溫狀態。在 2015 年獲得角度由 -60.6° 至 50.9° 共 72 張影像，並重組出感染瘧疾之細胞⁽²⁷⁾ (圖 7)。其解析度在橫向達到 74 奈米，而在縱向達到 99 奈米。

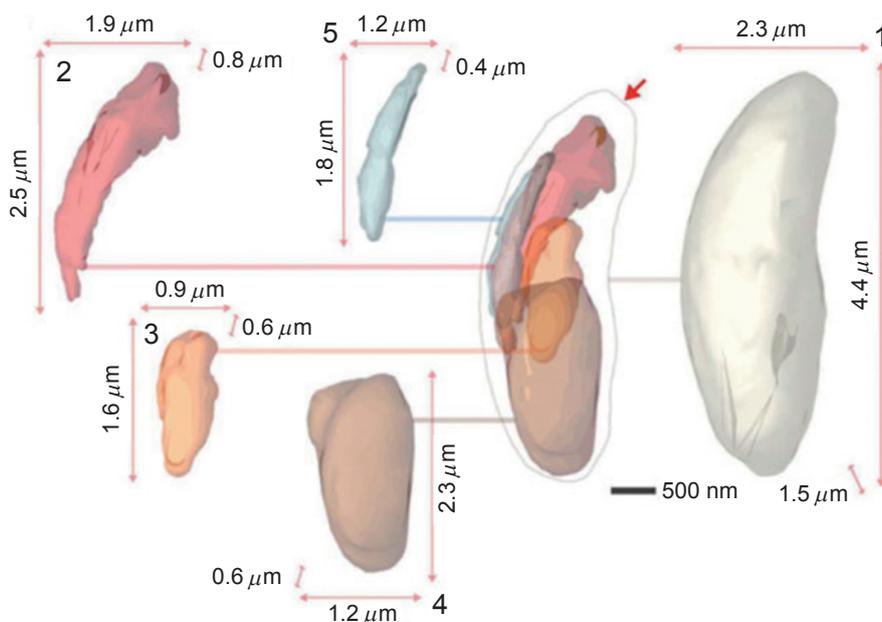


圖 7. 利用三維 X 光 CDI 觀測感染瘧疾之細胞。1. 細胞外觀 (白色) 2. 棒狀體 (紅色) 3. 可能為頂質體 (橘色) 4. 細胞核 (褐色) 5. 粒腺體 (藍色)。

五、結論

從 1999 年第一次 CDI 實驗成果發表以來，在此約 20 年間，CDI 技術在各種材料上的展示，不論在二維或是三維，都獲得了長足的進步。同時，從歐美乃至東亞，無不一一建造新的同步輻射光源並把 CDI 列為其中一項關鍵發展技術，其不需要透鏡即能成像的簡單實驗設計，具備了無透鏡造成像差的絕對優點。然而在這 20 年間，CDI 技術的瓶頸也一一浮現。CDI 的樣品厚度需求為數微米，但由於 X 光光子的散射少，一百奈米以下的樣品在高角度的散射訊號極弱，因而造成實空間解析度不佳。以一般金屬材料來說，一微米的樣品在倒空間散射所能達到的解析度約可達到 5 奈米，而一微米的生物樣品其解析度可能在 50 奈米左右。對材料學家來說，其關心的原子結構缺陷已然超過其解析極限，遠不如利用電子顯微鏡來的有用。在生物材料上，50 奈米左右的解析度已經遠遠落後於近代的超解析度 (super resolution) 光學顯微鏡，而光學顯微鏡更可運用於活體觀察。至於冷凍電子顯微鏡已在生物巨分子領域達到原子級解析度，更是 CDI 技術所遠遠無法達到的。CDI 在這兩大應用領域皆未能成為獨一無二的影像工具，是此技術一個深遠的隱憂。目前全世界都積極建造第四代同步輻射光源自由電子雷射 (X-ray free electron laser, XFEL)，即是著眼於增加光源強度。然而儘管一個飛秒級脈衝可以比第三代光源亮度高約 10 個數量級，其總體散射量卻未能較第三代光源強上許多。也就是說就算是利用第四代光源，CDI 也不能達到原子級解析度。如何改善實驗技術以達到更好的解析度，或在其樣品厚度與解析度的限制下尋找合適並具有影響力的領域與樣品，將成為未來 CDI 能否繼續發展的關鍵。

參考文獻

1. C. E. Shannon, *Proc. Institute of Radio Engineers.*, **37** (1), 10 (1949).
2. J. R. Fienup, *Optics Letters.*, **3** (1), 27 (1978).
3. J. R. Fienup, *Appl. Opt.*, **21**, 2758 (1982).
4. J. Miao et al, *Nature*, **400**, 342 (1999).
5. J. Miao et al, *Science*, **348**, 530 (2015).
6. M. A. Pfeifer et al, *Nature*, **442**, 63 (2006).

7. J. M. Rodenburg et al., *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 034801 (2007).
8. P. Thibault et al., *Science*, **321**, 379 (2008).
9. M. Dierolf et al., *Nature*, **467**, 436 (2010).
10. M. M. Seibert et al., *Nature*, **470**, 78 (2011).
11. J. N. Clark et al., *Science*, **341**, 56 (2013).
12. A. Szameit et al., *Nat. Mater.*, **11**, 455 (2012).
13. T. Sun et al, *Nat. Photonics*, **6**, 586 (2012).
14. J. Miao et al, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 215503 (2006).
15. C. -C. Chen et al, *Phys. Rev. B.*, **76**, 064113 (2007).
16. C. -C. Chen et al, *Phys. Rev. B.*, **79**, 052102 (2009).
17. H. Jiang, et al., *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **107**, 11234 (2010).
18. C. -C. Chen et al, *Phys. Rev. B*, **84**, 024112 (2011).
19. J. Miao et al., *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **100**, 110 (2003).
20. P. Mazur et al., *Science*, **168**, 939 (1970).
21. Y. Takayama et al, *Acta. Cryst.*, **A72**, 179 (2016).
22. E. Lima et al, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 198102 (2009).
23. D. Shapiro et al, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **102**, 15343 (2005).
24. C. Song et al, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 158101 (2008).
25. H. Jiang et al, *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 038103 (2008).
26. Y. Nishino et al, *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 018101 (2009).
27. J. A. Rodriguez et al, *IUCrJ*, **2**, 575 (2015).



陳健群先生為加州大學洛杉磯分校物理博士。目前任職於國立中山大學物理學系，並為國家實驗研究院及國家同步輻射研究中心合聘助理研究員。

Chien-Chun Chen received his Ph.D. in physics from California University, Los Angeles (UCLA), USA. He is currently an assistant professor in the Department of Physics, National Sun Yatsen University and he is an assistant research fellow of National Applied Research Laboratories and National Synchrotron Radiation Research Center.



陳寧容小姐現為國立中山大學物理所博士生。

Ning-Jung Chen is currently a Ph.D. student in physics from National Sun Yat-sen University.



楊智衡先生現為國立中山大學物理所博士生。

Jih-Heng Yang is currently a Ph.D. student in physics from National Sun Yat-sen University.