

УДК 535.41,53.082.5

РЕНТГЕНОВСКИЕ МЕТОДЫ ОСЕВОГО ФАЗОВОГО КОНТРАСТА И ОСЕВОЙ ГОЛОГРАФИИ

© В. В. Лидер¹*Статья поступила 24 февраля 2015 г.*

Приведено сравнительное описание методов осевого рентгеновского фазоконтрастного изображения при распространении излучения в свободном пространстве за образцом: методов фазового контраста и голографии. Экспериментальная реализация методов при прочих равных условиях определяется расстоянием между объектом исследования и плоскостью детектирования. Показано, что это обстоятельство делает методы отличными друг от друга как по условиям эксперимента, так и способам реконструкции изображения и областям применения. Рассмотрены способы получения фазоконтрастных проекций, восстановления двух- и трехмерных изображений исследуемого объекта в реальном пространстве, а также использования рассматриваемых методов для изучения конденсированных сред. Подробно освещен метод осевого фазового контраста с использованием жесткого рентгеновского излучения в ближнем поле, показавший свою эффективность в области биомедицины и материаловедения.

Ключевые слова: рентгеновские лучи; фазовый контраст; голография; когерентность; интерференция.

Рентгеновская радиография — уникальный неразрушающий метод исследований, используемый в различных областях науки, техники и медицины. Однако для ряда применений, особенно при получении изображений объектов, слабо поглощающих рентгеновские лучи (РЛ), например состоящих из легких химических элементов, традиционная абсорбционная радиография не может эффективно использоваться, поскольку в таких объектах поглощение рентгеновского излучения чрезвычайно слабо.

Следует заметить, что при прохождении через вещество происходит не только поглощение рентгеновской волны, но и изменение ее фазы. Локальные изменения толщины и рентгеновского показателя преломления n исследуемого образца приводят к фазовым сдвигам рентгеновских волн, проходящих через образец, и после свободного распространения на определенное расстояние эти фазовые сдвиги превращаются в обнаруживаемые изменения интенсивности с образованием фазоконтрастного изображения. Картина фазового контраста определяется интерференцией РЛ, рассеянных областями образца с различными показателями преломления.

Параметры δ и β , определяющие показатель преломления РЛ n ($n = 1 - \delta + i\beta$), вдали от краев поглощения описываются формулами [1]:

$$\delta = \frac{\rho \lambda^2 r_0 N_A Z}{2\pi A}, \quad (1)$$

$$\beta = \frac{\mu \lambda}{4\pi}, \quad (2)$$

где λ — длина волны излучения; N_A — число Авогадро; r_0 — классический радиус электрона; ρ — плотность вещества; Z и A — порядковый номер и атомный вес материала образца; μ — линейный коэффициент поглощения.

Важно отметить, что декремент коэффициента преломления δ намного больше β , ответственного за поглощение РЛ. Например, для биологических тканей δ приблизительно в 10^3 раз больше, чем β для «жесткого» рентгена (т.е. для РЛ с энергией >10 кэВ). Поэтому различия в фазовом сдвиге РЛ для объекта с неоднородной плотностью значительно больше различий в линейном коэффициенте поглощения. Следовательно, фазоконтрастное изображение может значительно увеличить чувствительность РЛ к малым изменениям структуры исследуемых объектов. Метод очень эффективен для исследования слабопоглощающих объектов с малыми вариациями коэффициента поглощения внутри них — для метода важны вариации декремента коэффициента преломления δ в объекте.

Формирование фазоконтрастных изображений при распространении когерентных рентгеновских волн в свободном пространстве за образцом представляет собой наиболее простой способ визуализации структурных особенностей исследуемого объекта. К данному способу принадлежат методы рентгеновского осевого фазового контраста (РОФК) и рентгеновской осевой голографии (РОГ). Методы называют-

¹ Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова РАН (ИКРАН), Москва, Россия; e-mail: lider@ns.crys.ras.ru

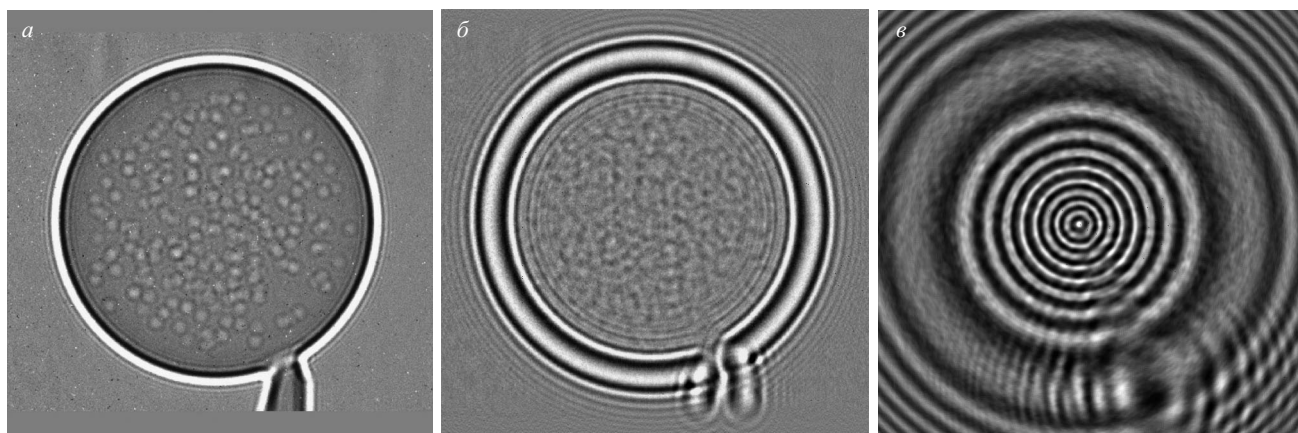


Рис. 1. Фазоконтрастные изображения полистироловой сферы диаметром 100 мкм, полученные с использованием высокоэнергетического синхротронного излучения, соответствующие ближнему (а), промежуточному (б) и дальнему (в) полям [7]

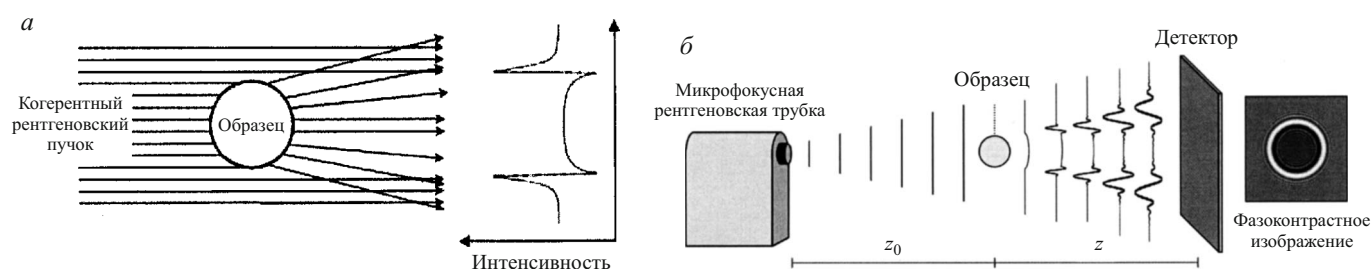


Рис. 2. Формирование краевого эффекта в ближнем поле для случаев плоской (а) и квазисферической (б) когерентной первичной волны

ся осевыми, так как источник излучения, объект исследования и детектор находятся на одной линии (оси). Термин «свободное пространство» означает, что в отличие от других известных методов фазового контраста [2 – 6] в методах РОФК и РОГ между объектом и детектором отсутствуют какие-либо оптические элементы. Последнее обстоятельство делает РОФК и РОГ простыми в осуществлении.

Параметр, определяющий характер фазового контраста, — число Френеля $N_F = a^2/(\lambda z)$, где a — размер структуры в изображаемом объекте; z — координата плоскости детектирования в свободном пространстве (т.е. расстояние от объекта до детектора, также называемого расстоянием дефокусировки) [7]. Области дальнего (область Фраунгофера) и ближнего (область Френеля) полей и промежуточная область могут быть определены соответствующими величинами N_F : $N_F \ll 1$ ($z \gg a^2/\lambda$), $N_F > 1$ ($z < a^2/\lambda$), $N_F \approx 1$ ($z \approx a^2/\lambda$).

Оказывается, что природа фазового контраста и, соответственно, методы измерения и количественного определения фазы существенно отличаются для разных областей распространения. В ближней зоне картина фазового контраста определяется интерференцией РЛ, рассеянных областями объекта с различными показателями преломления, что может вызывать появление темно-светлого контраста по краям изображения объекта (рис. 1).

Этот феномен известен как краевой эффект (рис. 2). Изображение имеет близкое сходство с объектом и может непосредственно использоваться для получения морфологической информации о нем (размер, форма, внутренние границы и др.), поскольку присутствует только один интерференционный максимум.

В промежуточной зоне эффект изменения фазового контраста возрастает, что приводит к формированию сложной системы полос Френеля (см. рис. 1, б). Изображение объекта здесь искажено и быстро меняется с расстоянием распространения z . Дальнейшее увеличение этого расстояния z усложняет интерференционную картину настолько, что интерпретировать ее становится затруднительно [8, 9]. При малых z , когда каждому пикселю детектора соответствует точка на выходной поверхности объекта, в дальнем поле контраст создается в результате интерференции волн, рассеянных на многих (соседних) точках объекта, и опорной волны. Отсюда возникла оригинальная идея так называемой осевой голографии, впервые предложенная Габором для видимого света [10] и в дальнейшем разработанная и экспериментально осуществленная для случая рентгеновского излучения [11 – 13].

В случае слабого поглощения и единичной амплитуды первичной плоской волны измеренная интенсивность в плоскости детектора $I(x, y, z)$ линейно зависит

от лапласиана (второй производной) фазовой функции $\Phi(x, y, 0)$ объекта [3]:

$$I(x, y, z) \approx 1 - 2\varepsilon(x, y, 0) - \frac{z\lambda}{2\pi} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi(x, y, 0), \quad (3)$$

где $\varepsilon(x, y)$ отображает поглощение РЛ образцом. Уравнение (3) позволяет выявлять поверхности и структурные границы с резко меняющимся показателем преломления.

Эта зависимость может стать квазилинейной в промежуточном поле и сильно нелинейной в дальнем (Фраунгоферовом) поле. Фазовый контраст в ближней зоне также линейно зависит от расстояния дефокусировки и часто имеет относительно простую зависимость от длины волны.

При встрече опорной и объектной волн в пространстве дальнего поля образуется система стоячих волн, максимумы которых соответствуют зонам, в которых интерферирующие волны находятся в одной фазе, а минимумы — в противофазе. Из двух измеряемых картин интенсивности (с объектом и без него) можно вычислить контраст голограммы [14–16]:

$$I(\mathbf{r}) = |A(\mathbf{r}) + R(\mathbf{r})|^2 - |A(\mathbf{r})|^2 = \\ = |R(\mathbf{r})|^2 + A(\mathbf{r})R^*(\mathbf{r}) + A^*(\mathbf{r})R(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где $A(\mathbf{r})$ и $R(\mathbf{r})$ — комплексные амплитуды объектной и опорной волн соответственно; $\mathbf{r}$ — вектор, определяющий точку в плоскости детектора; символ $\langle * \rangle$ обозначает комплексное сопряжение. Формула (4) содержит информацию как о самом объекте [слагаемое $A(\mathbf{r})R^*(\mathbf{r})$], так и о виртуальном двойнике его изображения [комплексно-сопряженное слагаемое $A^*(\mathbf{r})R(\mathbf{r})$].

Когерентность излучения. Для метода РОФК условию выделения первых двух максимумов краевого эффекта соответствует неравенство $\Delta\lambda/2\lambda \ll 2$. Это довольно слабое ограничение, которое автоматически выполняется на источниках синхронного излучения (СИ), в том числе для поворотных магнитов (для которых $\Delta\lambda/\lambda \sim 1$) [17]. Таким образом, продольная когерентность l_z ($l_z \approx \lambda^2/\Delta\lambda$) редко представляет собой проблему в радиологии, в которой часто применяется «белый» (или «розовый») рентгеновский пучок.

В случае поперечной когерентности l_x имеет значение размер источника s , влияющий на размытие дифракционной картины $\approx (z/z_0)s$ (z_0 — расстояние между источником и образцом). Таким образом, приближенное условие видности основного дифракционного максимума заключается в том, что величина $(z/z_0)s$ остается меньше расстояния между первым максимумом и его симметричным минимумом. Это требование приводит к приближенной формуле [17]

$$s_{\max} \approx \frac{z_0}{z} \sqrt{z\lambda}, \quad (5)$$

которая переходит в условие минимально допустимой поперечной когерентности

$$(l_x)_{\min} = \frac{\lambda z_0}{s_{\max}} \approx \frac{a}{\sqrt{N_F}}. \quad (6)$$

Формула (6) объясняет, почему для получения изображения детали объекта a размером в несколько микрон в ближнем поле ($N_F > 1$) наряду с источниками СИ успешно используют лабораторное оборудование: микрофокусную рентгеновскую трубку [18–20] (см. рис. 2, б) или растровый электронный микроскоп (РЭМ) [21, 22]. Ясно, что ту же задачу в дальнем поле ($N_F \ll 1$) из-за необходимости значительного увеличения поперечной когерентности можно решить, например, за счет увеличения расстояния между источником и объектом до нескольких десятков метров, что затруднительно обеспечить в лабораторных условиях, но возможно на источниках СИ. В последнем случае необходимо создание рентгеновского пучка с продольной когерентностью ~ 1 мкм, что легко осуществить с помощью кристаллического монохроматора [23].

Пространственное разрешение. Суммарный эффект разрешения детектора σ и размера источника излучения s может привести к размытию узких интерференционных полос фазового контраста и сделать их почти невозможными для обнаружения. Условия, при которых это возможно, определяет пространственное разрешение ζ .

В целях достижения более высокого пространственного разрешения осевой метод изображений может быть расширен от случая параллельного до квазисферического пучка, что обеспечит регулируемое геометрическое увеличение $M = (z + z_0)/z_0$ [3, 5].

Пространственное разрешение ζ для осевых методов можно выразить следующей формулой [24]:

$$\zeta = 2\Delta\sqrt{\ln 2}, \quad (7)$$

где

$$\Delta = \sqrt{\left(\frac{\sigma}{M}\right)^2 + \left[\frac{s(M-1)}{M}\right]^2} \quad (8)$$

разрешающая способность системы [24, 25].

Минимально достижимая величина пространственного разрешения зависит от числа Френеля [25]:

$$\zeta_{\min} = 2\Delta[(F_N + F_N^{-1}) \arctg F_N^{-1}]. \quad (9)$$

В предельных случаях, когда $F_N \ll 1$ и $F_N \gg 1$, $\Delta_{\min} \approx 2\Delta$ и $\Delta_{\min} \approx 2\Delta[(\pi/2)F_N^{-1}]$ соответственно.

Для случая осевой голографии получена более точная формула [26, 27]:

$$\zeta = \sqrt{\left(0,61 \frac{\sigma}{M}\right)^2 + \left[\frac{1,22s(M-1)}{M}\right]^2}. \quad (10)$$

Из (8) и (10) следует, что существует «конкуренция» между размерами источника и «зерна» детектора и что в предельных случаях плоской ($M = 1$) и квазисферической ($M \gg 1$) первичных волн разрешение определяется только разрешающей способностью детектора или только размером источника излучения соответственно. При фиксированных величинах s и σ оптимизацию условия эксперимента можно осуществить изменением отношения (z/z_0) [28]:

$$(z/z_0)_{\text{opt}} = (\sigma/s)^2. \quad (11)$$

Использование сферической волны в осевых методах имеет несколько преимуществ. Во-первых, из-за увеличения размера интерференционной картины разрешение детектора сводится к отношению σ/M , что важно для преодоления ограничения разрешения, определяемого размером пикселя CCD-детектора, часто используемого в осевой цифровой голографии. Во-вторых, при расположении фокуса рентгеновского пучка в непосредственной близости от исследуемого образца в методе РОГ можно добиться повышения интенсивности объектного пучка до уровня, сопоставимого с интенсивностью опорного пучка, что приведет к увеличению контрастности голограммы.

Сферическая волна (и, следовательно, малый размер источника) может быть создана фокусировкой первичного рентгеновского пучка с помощью изогнутых многослойных зеркал [29], зонной пластинки Френеля (рис. 3) [30 – 32] или фильтрации излучения с использованием диафрагмы малого радиуса [33]. Например, рентгеновское ондуляторное излучение и зонная пластинка высокого разрешения позволили получить фокус размером около 0,1 мкм [32].

Другая возможность достижения качественной рентгеновской голограммы — улучшение разрешения детектора. Использование в качестве детектора рентгеновского излучения фоторезиста и сканирующего атомно-силового микроскопа для последующего считывания данных позволило получить разрешение 40 – 60 нм [34, 35].

Томография. Компьютерная рентгеновская томография (КТ) позволяет получать информацию о внутренней и внешней организации объекта без его разрушения. Существенно, что КТ имеет дело с восстановлением изображения на основе многократных проекций. Строго говоря, каждая проекция, соответствующая определенному углу освещения образца пучком, есть интеграл изображения в направлении, определяемом этим углом. Несколько 2D-изображений, полученных для различных угловых положений образца, математически объединяют для создания его синограммы. Для получения и накопления данных объект вращают вокруг оси, перпендикулярной первичному пучку. Оптимальное количество проекций задается формулой $n_p = (\pi/2)N_d$, где N_d — количество пикселей в горизонтальной линии детектора, которое «отвечает» за реконструкцию объекта с хорошим раз-

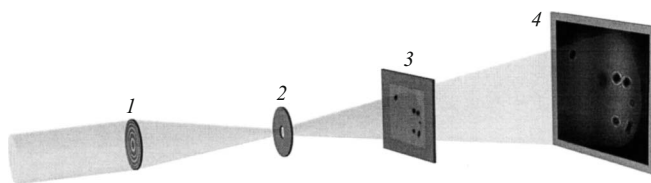


Рис. 3. Схема осевой голографии при освещении объекта исследования сферической волной: 1 — зонная пластинка Френеля; 2 — диафрагма, расположенная в фокальной точке первого порядка дифракции зонной пластинки, отсекает недифрагированный пучок и высшие порядки дифракции; 3 — объект исследования; 4 — детектор

решением [36]. Параметр n_p определяет угол между проекциями и, следовательно, пространственное разрешение восстановленного изображения. При получении изображений с поворотом образца на 180° шаг

$$\Delta\theta = \pi/n_p = 2/N_d. \quad (12)$$

На рис. 4 приведены фазоконтрастные 3D-изображения различных объектов, полученные с использованием СИ [37, 38] и микрофокусного источника рентгеновского излучения [39].

В отличие от РОФК метод РОГ не нуждается в наборе проекций, поскольку в данном случае большая глубина резкости обеспечивается тем, что в одной голограмме содержится информация не только в плоскости детектирования, но и по глубине [40, 41]. Этого, как правило, достаточно для построения объемного изображения исследуемого объекта.

Реконструкция изображения. Основная задача получения фазового (или голографического) изображения — восстановление фазы на основе измерений интенсивности в плоскости регистрации. В методе РОГ изображение объекта может быть восстановлено с помощью интерференционных членов $A(\mathbf{r})R^*(\mathbf{r})$ и $A^*(\mathbf{r})R(\mathbf{r})$ в формуле (4), дающих действительное и мнимое изображения, которые в силу особенности осевой геометрии накладываются друг на друга, что портит качество конечного изображения. Поэтому были разработаны соответствующие алгоритмы реконструкции, позволяющие обойти или решить проблему двойного изображения [16, 42]. Среди них можно отметить метод фазового сдвига Ямагучи и Занга [43]. Были также предложены другие методы, требующие получения нескольких проекций [44, 45]. Однако способы, требующие многократных экспозиций, не подходят для исследования быстро протекающих процессов и относительно сложны в реализации.

Эффективное решение для устранения двойного изображения, использующее одно измерение, достигается с помощью итерационной процедуры [43 – 48], которая сводится к «пинг-понговому» распространению поля вперед и назад между детектором и плоскостью объекта, пока в результате последовательных приближений все артефакты, вызванные двойным изображением, не исчезают. Наряду с постоянной мо-

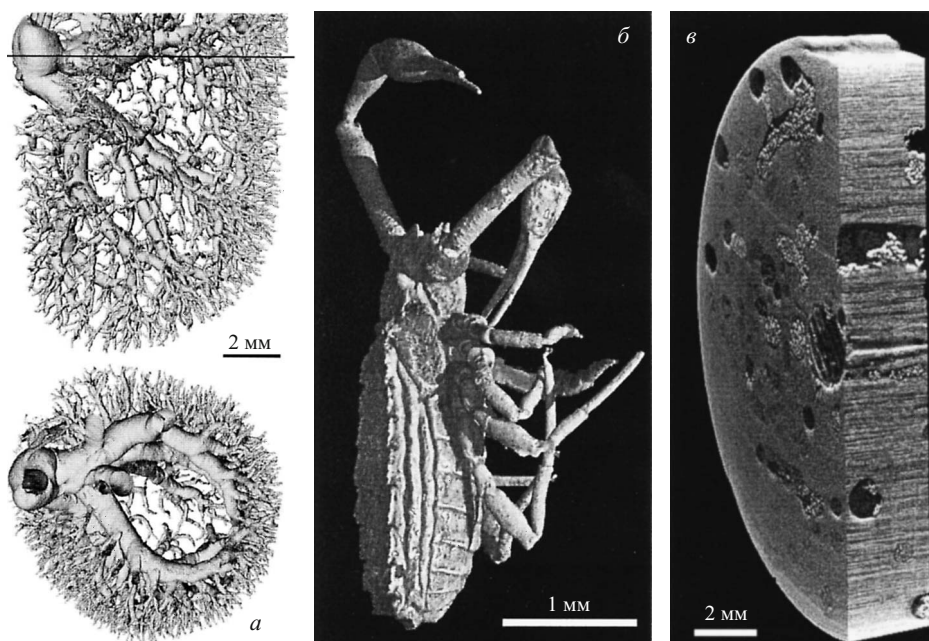


Рис. 4. Реконструкция изображения кровеносной системы печени крысы по 360 проекциям (экспозиция — 14 с) при вращении образца на 180° (виды прямо и сверху) (а) [37], 3D-изображение (экспозиция — 0,3 с) самца ранее неизвестного вида *Pseudogarypus* в балтийском янтаре, полученное в результате обработки 1999 проекций при вращении объекта на 360° и облучения «розовым» пучком с энергией 19,1 кэВ (б) [38], 3D-изображение деревянного основания трубы средневекового органа, полученное в результате обработки 1800 проекций (в) [39]

дификацией известных итерационных алгоритмов предлагаются и новые более совершенные подходы [49 – 51].

Восстановление объемного изображения объекта с помощью интерференционных членов в формуле (4) может быть произведено, например, с использованием преобразования Кирхгофа – Гельмгольца [52]:

$$K(\mathbf{r}) = \int_S I(\xi) \exp\left(2\pi i \xi \frac{\mathbf{r}}{\lambda \xi}\right) dS. \quad (13)$$

Здесь интегрирование ведется по поверхности детектора S с координатами $\xi = (x, y, L)$, где L — расстояние от источника до центра детектора.

Функция $K(\mathbf{r})$ значительно структурирована и отлична от нуля только в области пространства, занимаемого объектом. 3D-изображение может быть построено из одной 2D-голограммы по реконструкции волнового фронта $K(\mathbf{r})$ для нескольких плоскостей, находящихся на различных расстояниях от источника в непосредственной близости от объекта.

В отличие от дифракционных картин дальнего поля распределение интенсивности в ближнем поле в необработанных изображениях демонстрирует некоторое сходство с объектом, но точное восстановление фазового изображения требует дополнительной математической обработки. Здесь основные усилия направлены на развитие линейных приближений для реконструкции изображения, которые позволили бы получить однозначное решение обратной задачи [53 – 56]. При использовании таких приближений могут быть рассчитаны фазовые и абсорбционные изображения образца по серии фазоконтрастных проекций, полученных на разных расстояниях распространения.

Чтобы решить проблему восстановления фазы из одного фазоконтрастного изображения, были предложены применимые к томографии алгоритмы, основанные на предварительной информации об объекте: метод Бронникова [57], предполагающий отсутствие поглощения; модифицированный алгоритм Бронникова [58], допускающий слабое поглощение; алгоритм двойственности фазового ослабления [59], развитый для поглощения, пропорционального фазе ($\delta/\beta = \text{const}$); алгоритм для однородного объекта или объекта одноэлементного состава [60]; алгоритм для двухкомпонентного объекта [61]; метод Фурье в приближении Борна [62] или в приближении Рытова [54]. В работах [64, 65] проведен сравнительный анализ перечисленных выше алгоритмов восстановления фазы. В [63] сделан вывод, что для энергии РЛ в диапазоне 60 – 500 кэВ алгоритм двойственности фазового ослабления [59], как правило, является самым лучшим, потому что не требует однородности образца. Тем не менее два алгоритма — модифицированный метод Бронникова [58] и «метод одноэлементного состава» [60] — находят наиболее широкое применение. Приближения Борна и Рытова совместно с методами уравнения переноса излучения [65] могут использоваться в режиме промежуточного поля, если условия получения изображения не выходят слишком далеко за режим ближнего поля.

После восстановления 2D-распределения фазового сдвига, внесенного образцом, для получения объемного изображения необходимо осуществить томографическую реконструкцию. Обычно ее проводят с помощью фильтрации обратного проецирования [66]: полученные 2D-проекции сначала фильтруют, используя свертку, которая уменьшает размытость изображения, присущую обратному проецированию, а затем снова проецируют в пространство объекта под

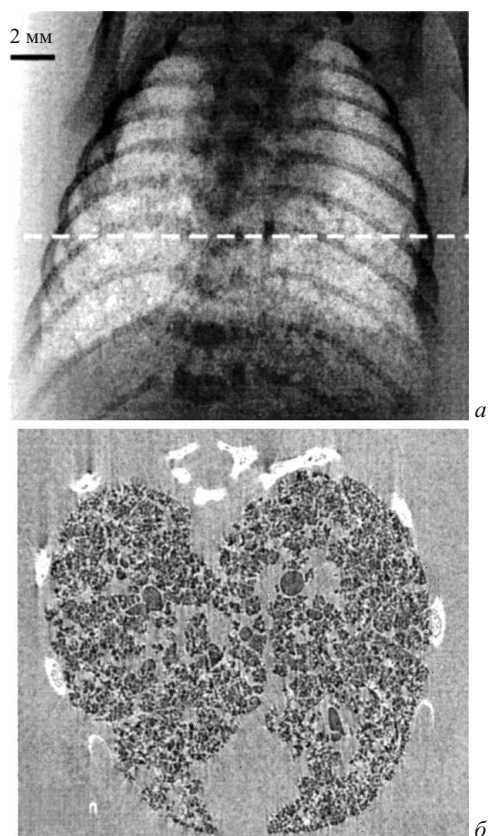


Рис. 5. Фазоконтрастное изображение легких недоношенного плода кролика, полученное с применением СИ энергией 24 кэВ (а); томографическая реконструкция среза, соответствующего пунктирной линии на (а), из исходных фазоконтрастных изображений с использованием фильтрации обратных проекций (б) [72]

соответствующим углом для создания объемного изображения. Далее могут быть получены 3D-распределения коэффициента преломления или виртуальные срезы вдоль любого направления [67].

Статистические алгоритмы — другой класс итерационных подходов в реконструкции изображения — впервые были представлены для работы с изображениями в ядерной медицине, но также применимы и для реконструкции КТ [68].

В КТ часто желательно сократить количество проекций для того, чтобы уменьшить дозу облучения или временные затраты. Недавно с этой целью были предложены соответствующие итерационные методы [69, 70]. Кроме того, как было показано в работе [71], томографические реконструкции могут быть значительно улучшены при использовании методов регуляризации, так как большинство объектов состоит из дискретных структур различного состава.

Применение методов РОФК и РОГ. Контраст в методе РОФК зависит от второй производной распределения фазы [см. формулу (3)], что находит применение при исследовании объектов с резкими внутренними границами (например, между различными типами тканей), на которых существует разница в преломлении РЛ. Так, заметный фазовый контраст дает

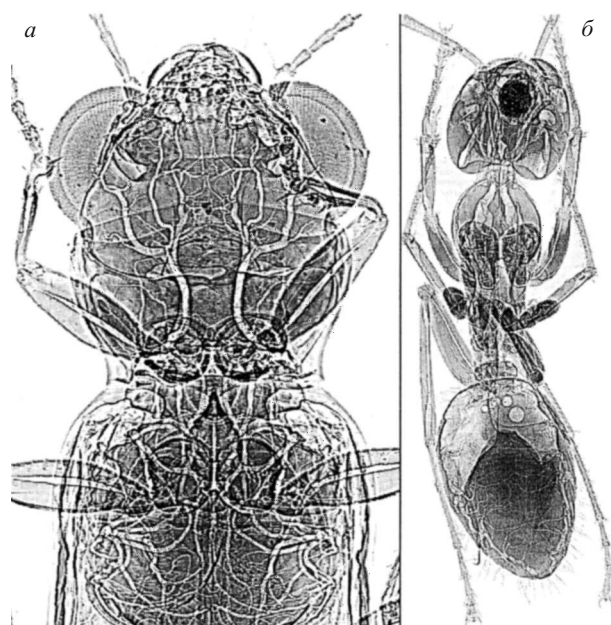


Рис. 6. Фазоконтрастные изображения жука *Notiophilus* spp. (а) и муравья *Camponotus pennsylvanicus* (б) (видны различия в архитектуре трахеи насекомых, светлые окружности в животе муравья — пузырьки воздуха) [77]

граница между воздухом в легких и окружающей тканью (рис. 5), что делает этот метод особенно востребованным, например, в пульмонологии [67, 74, 75] и для получения изображения дыхательных путей насекомых с высоким разрешением (рис. 6).

Следует отметить широту тематик, «подвластных» методу РОФК. Это медицинская диагностика [79, 80] (рис. 7), исследования по разрушению металлов [80 – 82], исследования в области биомедицины [37, 65, 74, 75, 88 – 91, 92], ботаники [67, 83, 84], зоологии [85], палеонтологии [86] и культуры [39, 87].

В связи с простотой настройки и регистрации голограммы осевую голографию используют в различных приложениях, например исследованиях биологических объектов [31, 93 – 96] (рис. 8) и магнитных структур [97]. Однако количество публикаций здесь значительно меньше, чем в случае РОФК. Это может быть вызвано необходимостью использования большого числа итераций (иногда до нескольких тысяч [96]), а также проблемами, связанными со сходимостью некоторых алгоритмов [48, 50, 51].

Таким образом, отличие экспериментальной реализации осевых методов рентгеновского фазоконтрастного изображения при распространении излучения в свободном пространстве за образцом определяется только числом Френеля, т.е. расстоянием между объектом исследования и плоскостью детектирования. Это, на первый взгляд, незначительное обстоятельство как ни парадоксально делает РОФК и РОГ отличными друг от друга по требованиям к когерентности первичного рентгеновского пучка, пределу пространственного разрешения, алгоритмам восстановления 2D- и 3D-изображений, а также по областям применения.

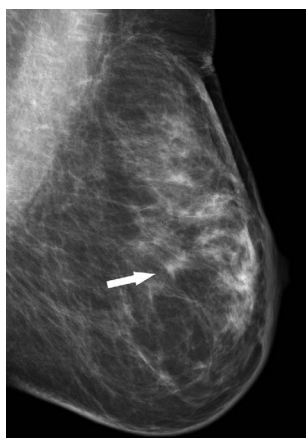


Рис. 7. Изображение груди 62-летней женщины (стрелка указывает на подозрительное уплотнение ткани) [78]

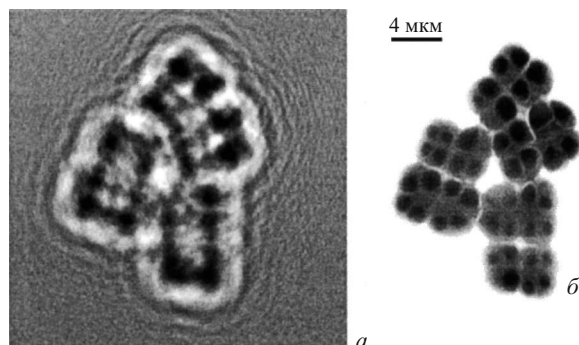


Рис. 8. Рентгеновская осевая голограмма лиофилизированных клеток *Deinococcus radiodurans*, полученная при одной экспозиции длительностью 8 с (а); итеративная фазовая реконструкция после 741 итераций (б) [94]

Метод РОФК с использованием жесткого рентгеновского излучения в ближнем поле показал эффективность в различных областях биомедицины и материаловедения. При использовании СИ он может быть применен в высокоскоростных приложениях томографии или приложениях, требующих оборудования для экспериментов по исследованию внешних воздействий на образец. Особое его преимущество заключается в том, что он применим в лабораторных условиях с использованием стандартных полихроматических рентгеновских источников. Это может сделать его весьма распространенным в заводских, клинических и институтических лабораториях.

Значительно меньший «успех» метода РОГ (дальнее поле), по-видимому, связан с трудностью окончательного решения проблемы двойного изображения. Этим можно объяснить популярность у исследователей методов внеосевой голографии, в частности голографии Фурье [98], которые позволяют «развести» реальное и виртуальное изображения объекта. Тем не менее, конечно, «второе дыхание» у метода РОГ может открыться в случае усовершенствования известных или разработки новых алгоритмов реконструкции изображения.

REFERENCES

1. Blokhin M. A. Fizika rentgenovskikh luchei [X-ray physics]. — Moscow: GITTL, 1957. — 518 p. [in Russian].
2. Snigirev A., Snigireva I., Kohn V. et al. On the possibilities of x-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation. / Rev. Sci. Instrum. 1995. Vol. 66. N 12. P. 5486 – 5492.
3. Nugent K. A. Coherent methods in the x-ray sciences / Adv. Phys. 2010. Vol. 59. N 1. P. 1 – 99.
4. Fitzgerald R. Phase-sensitive x-ray imaging / Phys. Today. 2000. N 7. P. 23 – 26.
5. Momose A. Recent Advances in X-ray Phase Imaging / Jpn. J. Appl. Phys. 2005. Vol. 44. N 9A. P. 6355 – 6367.
6. Lider V. V., Koval'chuk M. V. Metody rentgenovskogo fazovogo kontrasta [X-Ray phase-contrast methods] / Kristallografiya. 2013. Vol. 58. N 6. P. 764 – 784 [in Russian].
7. Nugent K. A., Paganin D., Gureyev T. E. A phase odyssey / Physics Today. 2001. Vol. 54. N 8. P. 27 – 32.

8. Spanne P., Raven C., Snigireva I., et al. In-line holography and phase-contrast microtomography with high energy x-rays / Phys. Med. Biol. 1999. Vol. 44. N 3. P. 741 – 749.
9. Arhatari B. D., Mancuso A. P., Peele A. G., et al. Phase contrast radiography: Image modelling and optimization / Rev. Sci. Instrum. 2004. Vol. 75. N 12. P. 5271 – 5276.
10. Gabor D. A New Microscopic Principle / Nature. 1948. Vol. 161. N 4098. P. 777 – 778.
11. Baez A. V. A study in diffraction microscopy with special reference to x-rays / J. Opt. Soc. Am. 1952. Vol. 42. N 10. P. 756 – 762.
12. Rogers G. L., Palmer J. The possibilities of x-ray holographic microscopy / J. Microsc. 1969. Vol. 89. N 1. P. 125 – 135.
13. Aoki S., Kikuta S. X-Ray Holographic Microscopy / Jpn. J. Appl. Phys. 1974. Vol. 13. N 9. P. 1385 – 1392.
14. McNulty I. The future of x-ray holography / Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 1994. Vol. 347. P. 170 – 176.
15. Garcia-Sucerquia J., Xu W., Jericho S. K., et al. Digital in-line holographic microscopy / Appl. Opt. 2006. Vol. 45. N 5. P. 836 – 850.
16. Stoykova E., Kang H., Park J. Twin-image problem in digital holography — a survey / Chin. Opt. Lett. 2014. Vol. 12. N 6. P. 060013-1 – 060013-12.
17. Hwu Y., Tsai W.-L., Groso A., et al. Coherence-enhanced synchrotron radiology: simple theory and practical applications / J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. Vol. 35. P. R105 – R120.
18. Pogany A., Gao G., Wilkins S. W. Contrast and resolution in imaging with a microfocus x-ray source / Rev. Sci. Instrum. 1997. Vol. 68. N 7. P. 2774 – 2782.
19. Olivo A., Arvanitisa C. D., Bohndiek S. E., et al. First evidence of phase-contrast imaging with laboratory sources and active pixel sensors / Nucl. Instrum. Meth. A. 2007. Vol. 581. N 3. P. 776 – 782.
20. Zysk A. M., Garson A. B., Xu Q. Nondestructive volumetric imaging of tissue microstructure with benchtop x-ray phase-contrast tomography and critical point drying / Biomed. Opt. Express. 2012. Vol. 3. N 8. P. 1924 – 1932.
21. Yoshimura H., Shoutsu D., Horikoshi T., et al. Application of SEM-modified X-ray microscope to entomology and histology, and effects of X-ray coherence in imaging / J. Electron. Microsc. 2000. Vol. 49. N 5. P. 621 – 628.
22. Mayo S. C., Miller P. R., Wilkins S. W., et al. Quantitative X-ray projection microscopy: phase-contrast and multi-spectral imaging / J. Microsc. 2002. Vol. 207. N 2. P. 79 – 96.
23. Spanne P., Raven C., Snigireva I., et al. In-line holography and phase-contrast microtomography with high energy x-rays / Phys. Med. Biol. 1999. Vol. 44. N 3. P. 741 – 749.
24. Jia Q.-J., Chen Y., Li G., et al. Optimization of the in line X ray phase-contrast imaging setup considering edge-contrast enhancement and spatial resolution / Chin. Phys. C. 2012. Vol. 36. N 3. P. 267 – 274.
25. Gureyev T. E., Nesterets Y. I., Stevenson A. W., et al. Some simple rules for contrast, signal-to-noise and resolution in in-line x-ray phase-contrast imaging / Opt. Express. 2008. Vol. 16. N 5. P. 3223 – 3241.
26. Howells M. R., Iarocci M. A., Kirz J. Experiments in X-ray holographic microscopy using synchrotron radiation / J. Opt. Soc. Am. A. 1986. Vol. 3. N 12. P. 2171 – 2178.
27. Watanabe N., Sakurai K., Takeuchi A., et al. Soft-x-ray Gabor holography by use of a back illuminated CCD camera / Appl. Opt. 1997. Vol. 36. N 29. P. 7433 – 7436.

28. Nesterets Ya. I., Wilkins S. W., Gureyev T. E., et al. On the optimization of experimental parameters for x-ray in-line phase-contrast imaging / *Rev. Sci. Instrum.* 2005. Vol. 76. N 9. P. 093706-1 – 093706-16.
29. Morlens A. S., J. Gautier J., Rey G., et al. Submicrometer digital in-line holographic microscopy at 32 nm with high-order harmonics / *Opt. Lett.* 2006. Vol. 31. N 21. P. 3095 – 3097.
30. Lim J., Shin H. J., Hong Ch. K. High-Resolution Soft X-ray Digital In-Line Holographic Microscopy / *Jpn. J. Appl. Phys.* 2011. Vol. 50. N 7R. P. 072504-1 – 072504-4.
31. Heine R., Gorniak T., Nisius T., et al. Digital in-line X-ray holography with zone plates / *Ultramicroscopy*. 2011. Vol. 111. N 8. P. 1131 – 1136.
32. Kamijo N., Suzuki Y., Awaji M., et al. Hard X-Ray Microbeam Experiments with a Sputtered-Sliced Fresnel Zone Plate and Its Applications / *J. Synchrotron Rad.* 2002. Vol. 9. N 3. P. 182 – 186.
33. Barth R., Staier F., Simpson T., et al. Soft X-ray holographic microscopy of chromosomes with high aspect ratio pinholes / *J. Biotechnol.* 2010. Vol. 149. N 4. P. 238 – 242.
34. Lindaas S., Howells M., Jacobsen C., et al. X-ray holographic microscopy by means of photoresist recording and atomic-force microscope readout / *J. Opt. Soc. Am. A*. 1996. Vol. 13. N 9. P. 1788 – 1800.
35. Wachulak P. W., Marconi M. C., Bartels R. A., et al. Soft X-ray laser holography with wavelength resolution / *J. Opt. Soc. Am. B*. 2008. Vol. 25. N 11. P. 1811 – 1814.
36. Sakellariou A., Sawkins T. J., Senden T. J., et al. X-ray tomography for mesoscale physics applications / *Physica A*. 2004. Vol. 339. N 1. P. 152 – 158.
37. Lundstrum U., Larsson D. H., Burvall A., et al. X-ray phase contrast for CO₂ microangiography / *Phys. Med. Biol.* 2012. Vol. 57. N 9. P. 2603 – 2617.
38. Henderickx H., Tafforeau P., Soriano C. Phase-contrast synchrotron microtomography reveals the morphology of a partially visible new «Pseudogarypus» in Baltic amber Pseudoscorpiones: Pseudogarypidae / *Palaeontol. Electron.* 2012. Vol. 15. N 2. P. 17A – 27A.
39. Bentivoglio-Ravasio B., Dreossi D., Marconi E., et al. Synchrotron radiation microtomography of musical instruments: a non-destructive monitoring technique for insect infestations / *J. Ent. Acarol. Res. Ser. II*. 2011. Vol. 43. N 2. P. 149 – 155.
40. McNulty I., Trebes J. E., Brase J. M., et al. Experimental demonstration of high resolution three-dimensional x-ray holography / *Proc. SPIE*. 1992. *Soft X-Ray Microscopy*. Vol. 1741. P. 78 – 84.
41. Kondratenko A. M., Skrinkii A. N. Rentgenovskaya golografiya mikroob"ektov [X-ray holography of microobjects] / *Avtometriya*. 1977. N 2. P. 3 – 16.
42. Hennelly B. M., Kelly D. P., Pandey N., Monaghan D. Review of twin reduction and twin removal techniques in holography / *Proc. China-Ireland International Conference on Information and Communications Technologies*, Maynooth, Ireland, 2009. P. 241 – 245.
43. Yamaguchi I., Zhang T. Phase-shifting digital holography / *Opt. Lett.* 1997. Vol. 22. N 16. P. 1268 – 1270.
44. Zhang Y., Pedrini G., Osten W., et al. Whole optical wave field reconstruction from double or multi in-line holograms by phase retrieval algorithm / *Opt. Express*. 2003. Vol. 11. N 24. P. 3234 – 3241.
45. Rong L., Pan F., Xiao W., et al. Twin image elimination from two in-line holograms via phase retrieval / *Chin. Opt. Lett.* 2012. Vol. 10. N 6. P. 60902-1 – 60902-3.
46. Gerchberg R. W., Saxton W. O. A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures / *Optik*. 1972. Vol. 35. N 2. P. 237 – 246.
47. Liu G., Scott P. D. Phase retrieval and twin-image elimination for in-line Fresnel holograms / *J. Opt. Soc. Am. A*. 1987. Vol. 4. N 1. P. 159 – 165.
48. Fienup J. R. Phase retrieval algorithms: a comparison / *Appl. Opt.* 1982. Vol. 21. N 15. P. 2758 – 2769.
49. Zhao J., Wang D., Zhang F., Wang Y. Hybrid phase retrieval approach for reconstruction of in-line digital holograms without twin image / *Opt. Eng.* 2011. Vol. 50. N 9. P. 091310-1 – 091310-8.
50. Krenkel M., Bartels M., Salditt T. Transport of intensity phase reconstruction to solve the twin image problem in holographic x-ray imaging / *Opt. Express*. 2013. Vol. 21. N 2. P. 2220 – 2235.
51. Li Y., Xiao W., Pan F., Rong L. Phase retrieval from double axially displaced holograms for dual-wavelength in-line holography / *COL*. 2014. Vol. 12. N 2. P. 020901 – 020904.
52. Barton J. J. Photoelectron holography / *Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol. 61. N 12. P. 1356 – 1359.
53. Cloetens P., Ludwig W., Baruchel J., et al. Holotomography: quantitative phase tomography with micrometer resolution using hard synchrotron radiation x-rays / *Appl. Phys. Lett.* 1999. Vol. 75. N 19. P. 2912 – 2914.
54. Gureyev T. E., Davis T. J., Pogany A., et al. Optical phase retrieval by use of first Born- and Rytov-type approximations / *Appl. Opt.* 2004. Vol. 43. N 12. P. 2418 – 2430.
55. Wu X., Liu H. A general theoretical formalism for X-ray phase contrast imaging / *J. X-Ray Sci. Technol.* 2003. Vol. 11. N 1. P. 33 – 42.
56. Guigay J., Langer M., Boistel R., et al. Mixed transfer function and transport of intensity approach for phase retrieval in the Fresnel region / *Opt. Lett.* 2007. Vol. 32. N 12. P. 1617 – 1619.
57. Bronnikov A. V. Reconstruction formulas in phase-contrast tomography / *Opt. Commun.* 1999. Vol. 171. N 4 – 6. P. 239 – 244.
58. Groso A., Abela R., Stampanoni M. Implementation of a fast method for high resolution phase contrast tomography / *Opt. Express*. 2006. Vol. 14. N 18. P. 8103 – 8110.
59. Wu X., Liu H. X-Ray cone-beam phase tomography formulas based on phase-attenuation duality / *Opt. Express*. 2005. Vol. 13. N 16. P. 6000 – 6014.
60. Paganin D., Mayo S., Gureyev T. E., et al. Simultaneous phase and amplitude extraction from a single defocused image of a homogeneous object / *J. Microsc.* 2002. Vol. 206. N 1. P. 33 – 40.
61. Beltran M. A., Paganin D. M., Uesugi K., et al. 2D and 3D X-ray phase retrieval of multi-material objects using a single defocus distance / *Opt. Express*. 2010. Vol. 18. N 7. P. 6423 – 6436.
62. Zabler S., Cloetens P., Guigay J.-P., et al. Optimization of phase contrast imaging using hard x-rays / *Rev. Sci. Instrum.* 2005. Vol. 76. N 7. P. 073705-1 – 073705-7.
63. Burvall A., Lundstrum U., Takman P. A., et al. Phase retrieval in X-ray phase-contrast imaging suitable for tomography / *Opt. Express*. 2011. Vol. 19. N 11. P. 10359 – 10376.
64. Chen R. C., Rigon L., Longo R. Comparison of single distance phase retrieval algorithms by considering different object composition and the effect of statistical and structural noise / *Opt. Express*. 2013. Vol. 21. N 6. P. 7384 – 7399.
65. Wang L., Li X., Wu M., et al. A sparse-projection computed tomography reconstruction method for in vivo application of in-line phase-contrast imaging / *Biomed. Eng. Online*. 2013. Vol. 12. N 1. P. 75 – 87.
66. Kak A. C., Slaney M. / *Principles of Computerized Tomographic Imaging*. — New York: IEEE, 1988.
67. Cloetens P., Mache R., Schlenker M., Lerbs-Mache S. Quantitative phase tomography of Arabidopsis seeds reveals intercellular void network / *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*. 2006. Vol. 103. N 39. P. 626 – 1430.
68. Elbakri I. A., Fessler J. A. Statistical image reconstruction for polyelectrolytic X-ray computed tomography / *IEEE Trans. Med. Imaging*. 2002. Vol. 21. N 2. P. 89 – 99.
69. Myers G. R., Gureyev T. E., Paganin D. M., et al. The binary disector: phase contrast tomography of two- and three-material objects from few projections / *Opt. Express*. 2008. Vol. 16. N 14. P. 10736 – 10749.
70. Kostenko A., Batenburg K. J., King A., et al. Total variation minimization approach in in-line x-ray phase-contrast tomography / *Opt. Express*. 2013. Vol. 21. N 10. P. 12185 – 12196.
71. Pan A., Petrucci L., Gupta J. C., et al. Contrast enhancement in x-ray phase contrast tomography / *Opt. Express*. 2014. Vol. 22. N 15. P. 18020 – 18026.
72. Beltran M. A., Paganin D. M., Siu K. K. W., et al. Interface-specific x-ray phase retrieval tomography of complex biological organs / *Phys. Med. Biol.* 2011. Vol. 56. N 23. P. 7353 – 7369.
73. Schittny J. C., Barriü S. F., Mokso R., et al. High-Resolution Phase-Contrast Imaging of Submicron Particles in Unstained Lung Tissue / *AIP Conf. Proc.* 2011. Vol. 1365. P. 384 – 387.
74. Donnelly M., Morgan K. S., Siu K. K. W., et al. Non-invasive airway health assessment: synchrotron imaging reveals effects of rehydrating treatments on mucociliary transit in-vivo / *Sci. Rep.* 2014. Vol. 14. N 4. P. 3689-1 – 3689-6.
75. Simpson S. J., Siu K. K. W., Yagi N., et al. Phase Contrast Imaging Reveals Low Lung Volumes and Surface Areas in the Developing Marsupial / *PLoS ONE*. 2013. Vol. 8. N 1. P. e53805-1 – e53805-8.
76. Socha J. J., Furst T. D., Greenlee K. J. Issues of convection in insect respiration: insights from synchrotron X-ray imaging and beyond / *Respir. Physiol. Neurobiol.* 2010. Vol. 173. Suppl. P. S65 – S73.
77. van de Kamp T., Ershov A., dos Santos Rolo T., et al. Insect Imaging at the ANKA Synchrotron Radiation Facility / *Entomologie heute*. 2013. Vol. 25. P. 147 – 160.
78. Castelli E., Tonutti M., Arfelli F., et al. Mammography with synchrotron radiation: first clinical experience with phase-detection technique / *Radiology*. 2011. Vol. 259. N 3. P. 684 – 694.

79. **Sztrokay A., Diemoz P. C., Schlossbauer T.** High-resolution breast tomography at high energy: a feasibility study of phase contrast imaging on a whole breast / *Phys. Med. Biol.* 2012. Vol. 57. N 10. P. 2931 – 2942.
80. **Ignatiev K. I., Lee W.-K., Fezzaa K., et al.** Phase contrast stereometry: fatigue crack mapping in three dimensions / *Phil. Mag.* 2005. Vol. 85. N 28. P. 3273 – 3300.
81. **Limodin N., Réthore J., Buffière J.-Y., et al.** Crack closure and stress intensity factor measurements in nodular graphite cast iron using three-dimensional correlation of laboratory X-ray microtomography images / *Acta Mater.* 2009. Vol. 57. P. 4090 – 4101.
82. **Zhang H., Toda H., Qu P. C., et al.** Three-dimensional fatigue crack growth behavior in an aluminum alloy investigated with in situ high-resolution synchrotron X-ray microtomography / *Acta Mater.* 2009. Vol. 57. P. 3287 – 3300.
83. **Friis E. M., Crane P. R., Pedersen K. R., et al.** Phase-contrast X-ray microtomography links Cretaceous seeds with Gnetales and Bennettitales / *Nature*. 2007. Vol. 450. N 7169. P. 549 – 552.
84. **Mayo S. C., Chen F., Evans R.** Micron-scale 3D imaging of wood and plant microstructure using high-resolution X-ray phase-contrast microtomography / *J. Struct. Biol.* 2010. Vol. 171. N 12. P. 182 – 188.
85. **Olendrowitz C., Bartels M., Krenkel M., et al.** Phase-contrast x-ray imaging and tomography of the nematode *Caenorhabditis elegans* / *Phys. Med. Biol.* 2012. Vol. 57. N 16. P. 5309 – 5323.
86. **Tafforeau P., Boistel R., Boller E., et al.** Applications of x-ray synchrotron microtomography for non-destructive 3D studies of paleontological specimens / *Appl. Phys. A*. 2006. Vol. 83. N 2. P. 195 – 202.
87. **Rigon L., Vallazza E., Arfelli F., et al.** Synchrotron-radiation micro-CT for the non-destructive structural evaluation of bowed stringed intruments / *e-PS*. 2010. Vol. 7. P. 71 – 77.
88. **Hu J.-Z., Wu T.-D., Zeng L., et al.** Visualization of microvasculature by x-ray in-line phase contrast imaging in rat spinal cord / *Phys. Med. Biol.* 2012. Vol. 57. N 5. P. N55 – N63.
89. **Zhang L., Qian X., Zhang K., et al.** Three-dimensional reconstruction of blood vessels in the rabbit eye by X-ray phase contrast imaging / *Biomed. Eng. Online*. 2013. Vol. 12. P. 30 – 43.
90. **Tang L., Li G., Sun Y.-S., et al.** Synchrotron-radiation phase-contrast imaging of human stomach and gastric cancer: in vitro studies / *J. Synchrotron Rad.* 2012. Vol. 19. N 3. P. 319 – 322.
91. **Tao Q., Luo S.** Investigation of gastric cancers in nude mice using X-ray in-line phase contrast imaging / *Biomed. Eng. Online*. 2014. Vol. 13. N 1. P. 101 – 115.
92. **Langer M., Pacureanu A., Suhonen H., et al.** X-Ray Phase Nanotomography Resolves the 3D Human Bone Ultrastructure / *PLoS ONE*. 2012. Vol. 7. N 8. P. e35691-1 – e35691-7.
93. **Giewekemeyer K., Krüger S. P., Kalbfleisch S., et al.** X-ray propagation microscopy of biological cells using waveguides as a quasipoint source / *Phys. Rev. A*. 2011. Vol. 83. N 2. P. 023804-1 – 023804-7.
94. **Bartels M., Krenkel M., Haber J., et al.** X-Ray Holographic Imaging of Hydrated Biological Cells in Solution / *Phys. Rev. Lett.* 2015. Vol. 114. N 4. P. 048103-1 – 048103-5.
95. **Bartels M., Priebe M., Wilke R., et al.** Low-dose three-dimensional hard x-ray imaging of bacterial cells / *Opt. Nanoscopy*. 2012. Vol. 1. N 1. P. 10 – 16.
96. **Rosenhahn A., Staier F., Nisius T., et al.** Digital in-line holography with femtosecond VUV radiation provided by the free-electron laser FLASH / *Opt. Express*. 2009. Vol. 17. N 10. P. 8220 – 8228.
97. **Eisebitt S., Lurgen M., Eberhardt W., et al.** Polarization effects in coherent scattering from magnetic specimen: Implications for x-ray holography, lensless imaging, and correlation spectroscopy / *Phys. Rev. B*. 2003. Vol. 68. N 10. P. 104419-1 – 104419-6.
98. **Günther C. M.** Application and Development of Fourier Transform Holography: Dissertation. Technischen Universität Berlin. 2012.