

07;12

Рентгеновский метод фазового контраста и демонстрация применения его для исследования кровеносных сосудов на модельном объекте

© А.П. Петраков

Сыктывкарский государственный университет,
167001 Сыктывкар, Россия
e-mail: petrakov@ssu.komi.com

(Поступило в Редакцию 26 июня 2002 г. В окончательной редакции 2 октября 2002 г.)

Приведен анализ литературы фазоконтрастных исследований. Рассмотрено формирование фазоконтрастного изображения. Возможности метода продемонстрированы на модельном объекте, в качестве которого использован капилляр заполненный воздухом и парафином.

Введение

Получение изображения внутренней макроструктуры объекта в рентгеновском излучении является важным диагностическим инструментом в медицине, биологии и материаловедении. Для этой цели неслучайно были выбраны рентгеновские лучи, обладающие высокой проникающей способностью. С их помощью можно исследовать структуру внутренней части объекта, не разрушая его. В настоящее время традиционные методы медицинской и промышленной радиографии, томографии, микроскопии и т.д. основаны на изменении коэффициента поглощения рентгеновских лучей различными участками объекта вследствие изменения его плотности, состава и толщины.

Данная задача существенно усложняется при исследовании слабопоглощающих объектов на основе углерода, какими являются мягкие биологические ткани. Хотя рентгеновские лучи проникают глубоко в такие материалы, из-за малого градиента коэффициента поглощения контраст изображений их слабый. В рамках методов рентгеновской томографии и радиографии для получения хорошо разрешимой картины внутренних органов вводятся контрастирующие препараты, содержащие соли бария, а при диагностике кровеносных сосудов — йодо-содержащие вещества.

Контрастирующие препараты, продвигаясь с жидкостью, в частности кровью, по соответствующим каналам живого организма, под воздействием рентгеновских лучей флюоресцируют, т.е. испускают лучи, обладающие высокой проникающей способностью, которые выходят из объекта и попадают на фотопленку или соответствующие датчики. Таким образом, производя съемку внутренних органов или кровеносных сосудов через определенный интервал времени, локализуется больной участок, препятствующий дальнейшему продвижению жидким веществам, в частности крови. Используя жесткие рентгеновские лучи, в рамках контактной радиографии и томографии получают информацию о внутренней

структуре, которую в настоящее время нельзя получить другими неразрушающими методами.

С целью уменьшения дозы облучения в медицинской диагностике следует применять более мягкое излучение. Однако исследования объектов большого размера методами, основанными на явлении поглощения, требуют применения жесткого излучения, в противном случае все излучение поглотится. Из этого следует, что для уменьшения дозы облучения нельзя использовать явление поглощения. Значит, необходимо разрабатывать методы, основанные на преломлении.

Явление преломления рентгеновских лучей для исследования внутренней макроструктуры объектов долгое время не использовалось вследствие малости углов преломления (единицы и десятые доли угловых секунд). Возможность регистрации таких углов преломления появилась с развитием техники высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии. Метод, позволяющий необычайно сильно увеличить контраст слабопоглощающих материалов за счет сочетания явлений преломления и дифракции рентгеновских лучей, получил название метода рентгеновского фазового контраста.

Он позволяет с высоким пространственным разрешением осуществлять визуализацию внутреннего строения слабопоглощающих объектов с малыми градиентами плотности вещества [1–3]. В основе метода лежит использование явления преломления рентгеновских лучей в объекте, которое приводит к искажению фазового фронта прошедшей волны. В результате такого искажения фазы рентгеновские лучи отклоняются от своего первоначального направления на малые углы, величина которых зависит от пространственного распределения плотности вещества в исследуемом объекте.

Прошедшее через объект излучение регистрируется с помощью высокосовершенного кристалла-анализатора, установленного в малой окрестности области брэгговского отражения. В итоге даже небольшие изменения углов падения рентгеновских лучей на анализатор приводят к значительному изменению интенсивности дифракционного отражения которое фиксируется

фотопленкой или координатным детектором. Следует отметить, что дифракционное отражение не является аналогом отражения от поверхности зеркала. Дифракция происходит в объеме кристалла. Дифракционный объем кристалла определяется длиной экстинкции, зависящей от длины волны. В результате дифракционного отражения происходят свертка волн и формирование точек изображения.

Преломление рентгеновских лучей зависит от их энергии и электронной плотности исследуемого объекта. Например, угол преломления лучей с энергией 8.048 keV (медная трубка) на границе протеина и воды составляет $\sim 0.2 \text{ ang. s}$, что соизмеримо с угловой областью резкого изменения интенсивности кривой дифракционного отражения анализатора. Поэтому метод фазового контраста позволяет повысить контраст изображения на 1–2 порядка [4–6] по сравнению с традиционными абсорбционными методами, что особенно актуально при изучении медикобиологических объектов [7,8]. Пространственное разрешение метода ограничено только расходимостью рентгеновского луча и процессом дифракции в кристаллах.

С точки зрения волновой оптики фазоконтрастные изображения получаются в результате интерференции падающей волны с волнами, прошедшими через образец. Эта техника существовала много лет для изображения слабопоглощающих материалов, но отсутствие линзовых систем для коротких длин волн препятствовало развитию аналогичных устройств для жестких рентгеновских лучей. Открытие возможности делать высокочувствительный угловой анализ монохроматических рентгеновских лучей с помощью совершенных кристаллов, используя обычную дифракцию на кристаллах, положило начало рентгеновским фазоконтрастным исследованиям. Впервые эта идея была экспериментально реализована в [9] для определения толщины стенок сфер малого радиуса. Затем возможности метода были продемонстрированы на модельных и биологических объектах [1–3,8,10].

Важное значение имеет вопрос о предельной чувствительности метода к изменению коэффициента преломления. Из развитой в работе [4] теории следует, что можно зафиксировать изменение декремента коэффициента преломления $\Delta\delta \sim 10^{-9}$, что на три порядка меньше значений декремента преломления $\delta \sim 10^{-6}$ для мягких тканей большинства медикобиологических объектов.

Рассматриваемый здесь метод позволяет получать контрастные изображения слабопоглощающих объектов в их естественном виде, без использования контрастирующих препаратов, введение которых в живой организм небезопасно, особенно при наличии аллергических реакций. Безопасность клинической диагностики новым методом обусловлена еще и тем, что чувствительность абсорбционных методов уменьшается с ростом энергии излучения как E^{-3} , а фазоконтрастных методов — E^{-2} [11]. Следовательно, фазоконтрастная диагностика более чувствительна при высокой энергии. Это дает

возможность получения информации в фазоконтрастном приближении по рассеянию высокоэнергетических рентгеновских лучей такой же, как в рамках обычной радиографии, но с поглощением меньшей дозы и соответственно нанесением меньшего вреда живому организму. Метод фазового контраста может применяться и в других областях рентгеновской диагностики [12].

Отличие экспериментальной установки состоит в том, что лучи из рентгеновской трубки падают сначала не на объект, как в традиционных методах, а на совершенный монокристалл и только после дифракционного отражения от него попадают на диагностируемый участок. Пройдя сквозь объект, рентгеновские лучи попадают на фотобумагу или датчик только после дифракционного отражения от совершенного монокристалла.

Рассматриваемый метод фазоконтрастного изображения отличается от интерферометрии Бонзе–Харта [13]. Интерферометр состоит из единого монокристалла. Рентгеновский луч сначала разделяется на два, а затем после ряда отражений по Лауэ вновь сводится в один, в результате чего наблюдается интерференционная картина. Помещение объекта на пути одного из лучей приводит к изменению интерференционной картины. Недостаток интерферометрии состоит в том, что сдвиг фазы на 2π происходит на длине $\sim 100 \mu\text{m}$, поэтому однозначно интерпретировать можно только изображения тонких объектов. Рассматриваемый метод фазового контраста применим для исследования слабопоглощающих объектов размером от 0.1 mm до 10 cm.

Фазоконтрастное изображение сильно зависит от источника излучения. В случае высокой пространственной когерентности рентгеновского луча фазоконтрастное изображение объекта можно получить расположением высокоразрешающей пленки сразу за объектом [14]. Следует отметить, что таким образом можно получить изображения объектов малого размера от 0.1 до $50 \mu\text{m}$.

Острофокусные трубки ($\approx 20 \mu\text{m}$) позволяют получать хороший контраст границ слабопоглощающих объектов на расстоянии $\sim 1 \text{ m}$ даже в тормозном излучении [11]. Сочетание острофокусной трубки со щелевым монохроматором позволяет уменьшить угловое разрешение до 0.2 ang. s [15].

Существует еще ряд методов, не использующих оптику кристаллической дифракции. В этих методах луч, падающий на образец, формируется высококогерентным источником в комбинации с устройством апертуры, а луч, прошедший через образец, фиксируется точной анализирующей системой.

Формирование фазоконтрастных изображений

Рассмотрим рентгеновский луч, распространяющийся в воздухе. Воздушную среду для рентгеновской волны можно с большой степенью точности считать вакуумом. Если на пути рентгеновского луча поместить объект, то

на границе его произойдет преломление луча. Коэффициент преломления $n = 1 - \delta - i\tau$, где δ — единичный декремент коэффициента преломления равен

$$\delta = (e^2/2\pi mc^2)\lambda^2 Nf.$$

Здесь $e^2/\pi mc^2 = r_e = 2.812 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона; λ — длина волны; N — атомная плотность; f — функция атомного рассеяния материала, практически равная эффективному атомному номеру. Соединения на основе углерода характеризуются хотя и малым, но отличным от нуля декрементом коэффициента преломления (порядка 10^{-6}) для рентгеновских лучей с длиной волны $\sim 1 \text{ \AA}$.

Фаза волны, прошедшей через объект, определяется по формуле $\varphi = 2\pi\delta l/\lambda$, где l — длина пути в объекте. Отличие оптической длины пути рентгеновских лучей в образце приводит к разнице фаз и, следовательно, к градиенту фаз, что равносильно изменению направления распространения волны. Любая оптическая система, которая чувствительна к направлению распространения рентгеновских лучей, поэтому способна разрешить градиент фаз и может быть использована для фазоконтрастного изображения. Градиент фаз регистрируется путем обычной дифракции от совершенного монокристалла, устанавливаемого после объекта и называемого анализатором.

Техника фазоконтрастных изображений предъявляет высокие требования к монохроматичности и расходимости излучения, падающего на образец. Спектр рентгеновской трубки состоит из непрерывного и характеристического излучений. Для выделения наиболее интенсивной $K\alpha_1$ -волны используют кристалл-монокристалл, представляющий собой совершенный монокристалл, установленный под углом Брэгга к одной из систем плоскостей. В симметричном монокристалле дифракционная плоскость параллельна поверхности. Однако при однократном дифракционном отражении будет присутствовать еще и $K\alpha_2$ -излучение. Существенно уменьшить интенсивность его по отношению к $K\alpha_1$ можно с помощью щелевого монокристалла с многократным отражением. С увеличением числа отражений в монокристалле уменьшается и угловая ширина кривой дифракционного отражения рентгеновского излучения, выходящего из монокристалла.

Монохроматичное излучение с угловой шириной менее угловой секунды обычно получается с помощью асимметричного монокристалла. Угловая ширина асимметричного отражения определяется по формуле: $\Delta\vartheta_B = \Delta\vartheta_0 b^{-1/2}$, где $\Delta\vartheta_0 = C|\chi_{hr}|/\sin 2\vartheta_B$ — ширина кривой дифракционного отражения (КДО) симметричного отражения, C — множитель поляризации ($C = 1$ для σ -поляризации, $C = \cos 2\vartheta_B$ для π -поляризации), χ_{hr} — реальная часть поляризуемого кристалла, ϑ_B — угол Брэгга, $b = \gamma_0/\gamma_h$ — коэффициент асимметрии, $\gamma_0 = \sin(\vartheta_B + \psi)$, $\gamma_h = \sin(\vartheta_B - \psi)$, ψ — угол между отражающей плоскостью и поверхностью кристалла (для симметричного отражения $\psi = 0$).

При прохождении через объект происходит изменение волнового фронта. В приближении геометрической оптики фаза волны, прошедшей через объект, определяется по формуле [11]

$$\begin{aligned}\varphi(x, y, z, k) &= -k \int_{-\infty}^z \delta(x, y, z', k) dz' \\ &= -(r_e/k) \int_{-\infty}^z \rho(x, y, z') dz',\end{aligned}$$

где ρ — электронная плотность, $k = 2\pi/\lambda$.

Зависимость фазы от координаты приводит к преломлению рентгеновских лучей. Угловое отклонение в направлении, перпендикулярном волновому фронту,

$$\beta \approx (1/k) |\nabla_{xy} \varphi(x, y, z)| = \left| \nabla \int_{-\infty}^z [\delta(x, y, z')] dz' \right|.$$

На рис. 1 приведена схема установки для получения фазоконтрастного изображения, на которой два монокристалла кремния определяют волновой фронт рентгеновских лучей и обеспечивают высокую угловую чувствительность к преломлению. Кристалл-монокристалл задает волновой фронт и коллимирует луч, падающий на образец. Второй кристалл, вырезанный также из монокристалла кремния, является анализатором и направляет плоские волны, прошедшие через образец, путем обычной дифракции в детектор или на фотопленку.

Коэффициент преломления изменяется в образце, в результате чего искажается волновой фронт. Искажение сказывается на отражении анализатором, поскольку интенсивность излучения, зарегистрированная детектором, зависит от свертки волны, прошедшей через объект с кривой дифракционного отражения (КДО) анализатора. Ход трех рентгеновских лучей обозначен буквами A , B и C . Луч A падает на анализатор без преломления в образце. На практике это возможно при

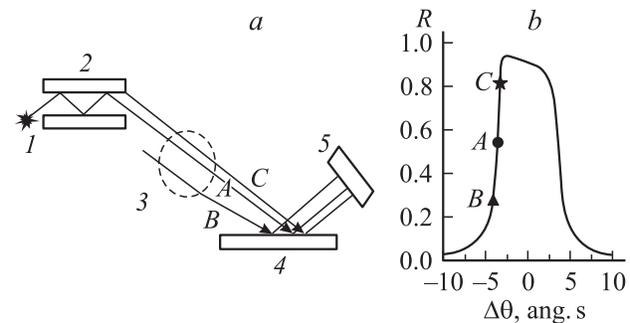


Рис. 1. Схема эксперимента: a — ход рентгеновских лучей, b — КДО анализатора; 1 — источник рентгеновского излучения, 2 — монокристалл, 3 — исследуемый образец, 4 — кристалл-анализатор, 5 — детектор или фотопленка; A , B , C — рентгеновские лучи.

прохождении через центр цилиндрического объекта. При падении на границу раздела сред луч отклоняется на угол $\beta = \Delta n \operatorname{ctg} \Theta$, где Δn — изменение показателя преломления, Θ — угол скольжения.

Луч B , испытав преломление в образце, падает на анализатор под меньшим углом по сравнению с непреломленным лучом, а луч C преломляется в другую сторону, поэтому падает под большим углом. Для увеличения чувствительности установки к преломлению анализатор необходимо отклонить от точного брэгговского положения $\Delta\vartheta = 0$ в сторону отрицательных (меньших) углов, поскольку малоугловой склон КДО имеет более высокий градиент изменения интенсивности по сравнению с положительным склоном (рис. 1, *b*). Интенсивность КДО близка к единице в области $|\Delta\vartheta| \leq \Delta\vartheta_B$ и резко спадает по мере удаления от нее. Наибольший градиент интенсивности наблюдается в точках $|y| = 1-1.5$, где $y = \Delta\vartheta/\Delta\vartheta_B$.

Интенсивность изображения определяется произведением интенсивности падающего на анализатор излучения I_0 на коэффициент дифракционного отражения $P(\Delta\vartheta - \beta)$, где угловая отстройка $(\Delta\vartheta - \beta)$ обусловлена углом поворота анализатора и углом преломления. При съемке слабопоглощающих объектов важна не интенсивность регистрируемого излучения, а контраст изображения $K = \Delta I_h/I_h$, где I_h — начальная интенсивность, ΔI_h — изменение интенсивности. Изменяя угол анализатора, можно менять контраст изображения. Существуют фазоконтрастные изображения светлого и темного полей, отличающиеся сменой контраста. Темный объект на светлом поле появляется при повороте анализатора на угол, исключающий отражение рентгеновских лучей, отклонившихся от первоначального направления. Смена контраста происходит в том случае, когда анализатор отражает только отклонившиеся от первоначального направления лучи.

Рассмотрим фазоконтрастное изображение однородного стержня радиуса R . В этом случае фаза и поглощение находятся по следующим формулам: $\varphi(x) = -k\delta l(x)$, $\mu_v(x) = 0.5\mu l(x)$, где $l(x) = 2(R^2 - \gamma_0^2 x^2)^{1/2}$ — длина пути рентгеновских лучей в стержне. Угол преломления $\beta(x) = 2\gamma_0 \delta x/l(x)$, если $|\gamma_0 x| \leq R$, $\beta = 0$, если $|\gamma_0 x| > R$. В окрестности границы стержня должно наблюдаться резкое увеличение угла, поскольку $|\beta| \rightarrow \infty$ при $|x| \rightarrow R/\gamma_0$. Эксперименты показали, что поведение интенсивности рентгеновского излучения на границе стержня зависит от ее шероховатости. Для учета этого вводится переходный слой со сглаживающей функцией [16]

$$F(\rho) = \{1 + \exp[(\rho - R)/\Delta R]\},$$

где $\rho = (x^2 - z^2)^{1/2}$, ΔR — толщина переходного слоя.

Из последней формулы видно, что $F(\rho) \rightarrow 1$ при $\rho < R$, $F(R) = 0.5$ и $F(\rho) \rightarrow 0$ при $\rho - R \gg \Delta R$. С учетом переходного слоя $\delta(x, z) = \delta F(\rho)$, $\mu(x, z) = \mu F(\rho)$. С увеличением толщины переходного слоя поведение кривых становится более плавным.

Методика эксперимента

В качестве исследуемого объекта использовался полиэтиленовый капилляр с внешним радиусом и толщиной стенки 1.6 и 0.3 mm соответственно. Съемка фазоконтрастного изображения производилась на трехкристальном рентгеновском дифрактометре с медной трубкой. Излучение из трубки, пройдя через вертикальную щель шириной 0.1 mm, падало на щелевой кремниевый монокроматор с трехкратным симметричным отражением (111).

Выделенное монокроматором $\text{CuK}\alpha_1$ -излучение падало на исследуемый объект, закрепленный на подставке, которую можно перемещать перпендикулярно рентгеновскому лучу. Луч, пройдя сквозь объект, падал на кремниевый анализатор с симметричным однократным (111) отражением. Для повышения контраста анализатор был повернут в сторону меньших углов по отношению к точному брэгговскому положению на полуширину КДО [12]. Излучение, отраженное анализатором, регистрировалось сцинтилляционным детектором. Интенсивность излучения, регистрируемая детектором, фиксировалась через каждый шаг перемещения образца (0.05 mm). Величина излучения в отсутствие объекта принималась за 1.

Состояние исследуемого объекта менялось. Сначала исследовался капилляр, заполненный воздухом с гладкой внешней границей и шероховатой. Шероховатость получалась нанесением штрихов вдоль капилляра с плотностью 25 mm^{-1} . Затем капилляр с гладкой поверхностью дважды наполнялся парафином. Первый раз парафин занимал весь капилляр, а второй раз — половину отверстия вдоль всего капилляра, во второй половине находился воздух. Во втором случае граница между парафином и воздухом проходила вдоль диаметра капилляра совпадающего с направлением не преломленного рентгеновского луча.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 2 приведена зависимость интенсивности рентгеновского излучения, регистрируемого детектором, от состояния внешней границы капилляра. По оси ординат отложена интенсивность, регистрируемая детектором, а по оси абсцисс — перемещение исследуемого объекта. Кривая I имеет по два максимума и минимума. Продвижение по рисунку слева направо равносильно перемещению рентгеновского луча перпендикулярно капилляру. Первый максимум соответствует внешней границе стенки капилляра. Следующий за ним минимум отвечает внутренней границе стенки. Продолжая продвигаться перпендикулярно капилляру, на выходе из него вновь встречается стенка, на внутренней границе которой появляется максимум, а на внешней — минимум. Кривая 2

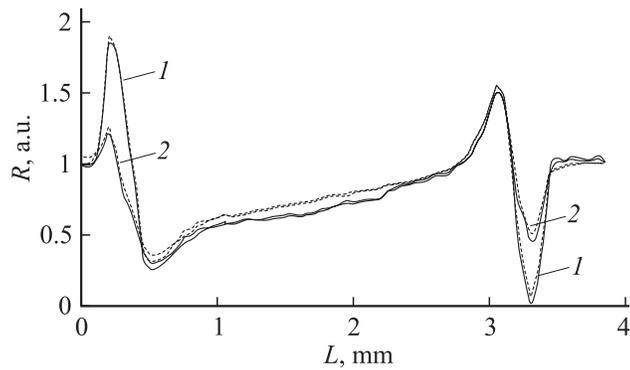


Рис. 2. Зависимость интенсивности рентгеновского излучения, регистрируемого детектором, от величины смещения капилляра с гладкой внешней поверхностью (1) и шероховатой (2). Сплошные линии — эксперимент, пунктир — теория.

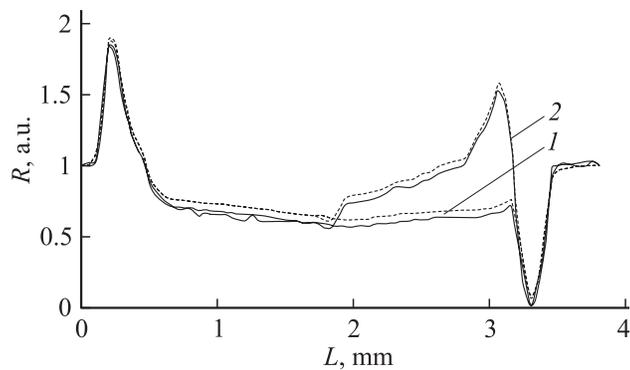


Рис. 3. Зависимость интенсивности рентгеновского излучения, регистрируемого детектором, от величины смещения капилляра заполненного парафином полностью (1) и частично (2). Сплошные линии — эксперимент, пунктир — теория.

имеет такую же форму, как и кривая 1, только увеличение интенсивности на входе в капилляр и уменьшение ее на выходе становятся не столь сильными.

На рис. 3 представлено распределение интенсивности на фазоконтрастном изображении капилляра, заполненного парафином. Кривая 1 имеет только по одному максимуму и минимуму. Максимум появляется при входе капилляра в излучение, а минимум на выходе. Кривую 2 можно разбить на две части. Левая часть совпадает с соответствующей частью кривой 1 на рис. 3, а правая — с аналогичной частью кривой 1 на рис. 2. Левая часть внутреннего отверстия капилляра была заполнена парафином, а в правой части находился воздух. Изменение интенсивности на кривой 2 в области 1.8 mm соответствует границе между парафином и воздухом.

Максимумы на кривой 1 (рис. 2) появляются из-за того, что при вхождении стенки капилляра в рентгеновский луч сначала с внешней стороны, а затем с внутренней происходит преломление лучей. Лучи на этих границах входят из менее плотной среды (воздух) в более плотную (полиэтилен), поэтому при преломле-

нии их угол по отношению к поверхности анализатора увеличивается, приближаясь к точному брэгговскому. Это сопровождается увеличением отражательной способности анализатора. Правый максимум менее интенсивный, поскольку рентгеновское излучение на пути внутрь капилляра частично поглощается.

Минимумы на кривой 1 наблюдаются на границе сред, когда при движении образца рентгеновские лучи выходят из более плотной среды в менее плотную. В этом случае преломление их происходит в сторону уменьшения угла падения на анализатор, что сопровождается уменьшением его отражательной способности.

Форма максимумов и минимумов зависит от состояния поверхности [16]. Граница любого объекта не является резкой, всегда существует некий переходный слой, обусловленный, например, неровностями поверхности. Теоретические кривые, построенные аналогично [12], хорошо совпадают с экспериментальными при толщине переходного слоя исходной поверхности капилляра и с нанесенными штрихами 0.005, 0.03 mm соответственно. Декремент коэффициента преломления и коэффициент поглощения стенок полиэтиленового капилляра плотностью 0.92 g/cm^3 принимался $\delta = 0.444 \cdot 10^{-6}$ и $\mu = 0.333 \text{ cm}^{-1}$ соответственно.

Заполнение отверстия капилляра парафином приводит к исчезновению минимумов и максимумов на границах отверстия капилляра (кривая 1 на рис. 3). Объясняется это тем, что парафин — более плотная среда, чем воздух, поэтому угол преломления лучей на границах меньше. Согласно проведенным расчетам для парафина плотностью 0.82 g/cm^3 и $\delta = 0.396 \cdot 10^{-6}$, $\mu = 0.297 \text{ cm}^{-1}$ данную границу можно также зарегистрировать, если применить резко асимметричные монохроматоры и анализаторы [6]. Это повысит контраст и на границе между парафином и воздухом внутри капилляра, хотя данная граница на кривой 2 различима и при использовании симметричных отражений. Теоретическая кривая хорошо совпадает с экспериментальной при наличии переходного слоя на поверхности парафина толщиной 0.01 mm.

Заключение

Результаты исследований можно обобщить на случай объектов более сложной формы, а также одновременное изучение нескольких различных объектов, расположенных произвольным образом в пространстве. Для получения трехмерного изображения реального объекта следует проводить серию фазоконтрастных съемок при различных фиксированных углах его поворота относительно одной или нескольких осей. Приведенные экспериментальные исследования наглядно продемонстрировали возможности метода для диагностики мягких тканей, а также кровеносных сосудов. Применение его даст возможность на ранней стадии определять болезни органов живых организмов, состоящих из мягких тканей,

и заболевания, связанные с функционированием сосудов, такие как атеросклероз, ишемическая болезнь сердца и инсульт.

Список литературы

- [1] Соменков В.А., Ткалич А.К., Шильштейн С.Ш. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 11. С. 197–201.
- [2] Ingal V.N., Beliaevskaya E.A. // J. Phys. D. 1995. Vol. 28. N 10. P. 2314–2317.
- [3] Davis T.J., Gureyev T.E., Gao D., Stevenson A.W., Wilkins S.W. // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74. N 16. P. 3173–3176.
- [4] Бушуев В.А., Ингал В.Н., Беляевская Е.А. // Кристаллография. 1996. Т. 41. № 5. С. 808–813.
- [5] Bushuev V.A., Beliaevskaya E.A., Ingal V.N. // Nuovo Cimento D. 1997. Vol. 19. N 2–4. P. 513–520.
- [6] Бушуев В.А., Ингал В.Н., Беляевская Е.А. // Кристаллография. 1998. Т. 43. № 4. С. 586–595.
- [7] Ingal V.N., Beliaevskaya E.A. // Physica Medica. 1996. Vol. 12. N 2. P. 75–81.
- [8] Шильштейн С.Ш., Подурец К.М., Соменков В.А., Манушкин А.А. // Поверхность. 1996. № 3–4. С. 231–241.
- [9] Forster E., Goetz K., Zaumseil P. // Kristall und Technik. 1980. Vol. 15. N 8. P. 937–945.
- [10] Gao D., Davis T.J., Wilkins S.W. // Aust. J. Phys. 1995. Vol. 48. N 1. P. 103–111.
- [11] Wilkins S.W., Gureyev T.E., Gao D., Pogany A., Stevenson A.W. // Nature. 1996. Vol. 384. P. 335–338.
- [12] Бушуев В.А., Петраков А.П. // Кристаллография. 2001. Т. 46. № 2. С. 209–214.
- [13] Bonse U., Hart M. // Appl. Phys. Lett. 1965. Vol. 7. N 1. P. 99–100.
- [14] Snigirev A., Snigireva I., Kohn V., Kuznetsov S., Schelokov I. // Rev. Sci. Instrum. 1995. Vol. 66. N 12. P. 5486–5492.
- [15] Gureyev T.E., Wilkins S.W. // Nuovo Cimento. 1997. Vol. 19 D. N 2–4. P. 545–552.
- [16] Бушуев В.А., Конс А. // Поверхность. 1998. № 10. С. 5–12.