

12

©1995 г.

ФОРМИРОВАНИЕ КОНТРАСТА В РАДИОГРАФИИ ВЫСОКОГО УГЛОВОГО РАЗРЕШЕНИЯ

К.М.Подурец

Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182, Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 6 мая 1994 г.)

Рассмотрен механизм формирования контраста в радиографии высокого углового разрешения [1,2], использование которого позволяет получать изображения слабопоглощающих объектов при просвечивании проникающим излучением. Получены соотношения, позволяющие рассчитывать рефракционный контраст и контраст малоуглового рассеяния и моделировать изображения объектов простых форм. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

Введение

В работах [1,2] предложен метод радиографии высокого углового разрешения, принцип которого состоит в формировании изображения за счет малых угловых отклонений пучка излучения (нейтронов, γ -или рентгеновских лучей) при преломлении на поверхностях раздела либо рассеянии на макронеоднородностях в просвечиваемом объекте. Угловое разрешение, достаточное для выделения пучка, не испытывшего отклонения в объекте (порядка $1''$), достигается применением двухкристального спектрометра на идеальных кристаллах (рис. 1). Если в объекте, помещенном между кристаллами, часть пучка отклоняется на углы, превышающие величину углового разрешения, то она не отражается кристаллом-анализатором и не принимает участия в формировании изображения. Возможности метода экспериментально исследованы в [3-5] для нейтронов и рентгеновских лучей. Показано, что применение метода дает возможность визуализации слабопоглощающих деталей внутреннего строения объектов, невидимых при применении стандартных методов просвечивания. Цель данной работы — описание механизма формирования контраста, его расчет и моделирование изображений, а также сравнение расчетного контраста с экспериментальными данными на примере нейтронной радиографии.

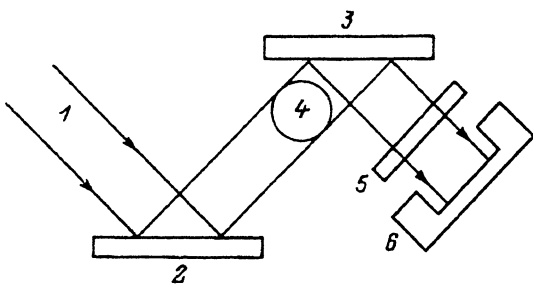


Рис. 1. Схема получения изображений.

1 — пучок нейтронов; 2, 3 — кристаллы монохроматор и анализатор; 4 — объект; 5 — кассета с пленкой; 6 — детектор.

Под контрастностью изображения детали внутреннего строения объекта понимают относительное изменение потока излучения при прохождении этой детали [6]

$$K = (\Phi - \Phi_d) / \Phi, \quad (1)$$

где Φ — поток нейтронов через основной материал объекта, Φ_d — поток через рассматриваемую деталь.

Поскольку существуют два процесса, приводящих к отклонению пучков на углы порядка $1''$, преломление и рассеяние, то возможны и два типа контраста: рефракционный контраст и контраст малоуглового рассеяния.

Рефракционный контраст

Контраст на изображениях преломляющих поверхностей может быть рассчитан исходя из законов геометрической оптики. Угол преломления α определяется скачком показателя преломления на поверхности Δn и углом скольжения пучка на поверхности ϑ [7]

$$\alpha = \Delta n \operatorname{ctg} \vartheta. \quad (2)$$

Величина показателя преломления для нейтронов дается выражением

$$n = 1 + \frac{Nb\lambda^2}{2\pi}, \quad (3)$$

где N — количество атомов в единице объема, b — амплитуда когерентного рассеяния нейтронов на ядре, λ — длина волны излучения.

Для тепловых нейтронов

$$n = 1 \cdot 10^{-5},$$

и поэтому

$$\alpha \ll \vartheta. \quad (4)$$

Для описания зависимости интенсивности отражения совершенного кристалла от его ориентации относительно падающего пучка используем функцию Лоренца

$$\Phi_d = \Phi_0 \frac{1}{1 + \left(\frac{2(\theta - \theta_B)}{\omega} \right)^2}, \quad (5)$$

где Φ_0 — поток нейтронов в пике отражения анализатора; θ — угол скольжения пучка на отражающей плоскости кристалла; θ_B — брэгговский угол, соответствующий максимуму отражения; ω — ширина кривой отражения на половине высоты, определяемая спецификой динамического рассеяния на совершенных кристаллах [8,9].

Поворот пучка относительно кристалла аналогичен вращению кристалла ($\theta - \theta_B = \alpha$). Таким образом, поток нейтронов, проходящий через поверхность раздела, перпендикулярную плоскости рассеяния, под углом ϑ , дается выражением

$$\Phi_d = \Phi_0 \left\{ 1 + \left[\frac{2}{\omega} (1 - n) \operatorname{ctg} \vartheta \right]^2 \right\}^{-1}, \quad (6)$$

а соответствующий контраст в соответствии с (1)

$$K = 1 - \left\{ 1 + \left[\frac{2}{\omega} (1 - n) \operatorname{ctg} \vartheta \right]^2 \right\}^{-1}. \quad (7)$$

Пользуясь полученными соотношениями, рассчитаем контраст на изображениях объектов простейшей формы, например цилиндра и шара. При прохождении через цилиндрический объект, расположенный перпендикулярно плоскости рассеяния, пучок дважды пересекает его поверхность, попадая на нее под почти одинаковыми углами (так как $\alpha \ll \vartheta$). Результирующее угловое отклонение равно

$$\alpha = 2(1 - n)x(R^2 - x^2)^{-1/2}, \quad (8)$$

где x — расстояние до оси цилиндра, $x < R$.

Подстановка (8) в (5) дает выражение для контраста на изображении цилиндра. В [1] описан эксперимент по сканированию модельного объекта, составленного из нескольких цилиндров. Использовался пучок нейтронов с длиной волны 2.26 Å, кристаллы, монохроматор и анализатор — Ge(111) с мозаикой около 1". Расчет контраста, проведенный по формулам (5), (8) с учетом ослабления пучка в материале объекта и величины пространственного разрешения, показывает хорошее согласие с наблюдаемой картиной сканирования (рис. 2). Нейтронная радиограмма того же объекта с несколько уменьшенным диаметром внешнего цилиндра и его расчетное изображение представлены на рис. 3. Величина и распределение расчетного контраста хорошо воспроизводят реальное изображение.

Для того чтобы рассчитать контраст на изображении шара, учтем, что на падение интенсивности оказывает влияние только проекция полного угла преломления на плоскость рассеяния. В полярных координатах выражение для углового отклонения записывается следующим образом:

$$\alpha = 2(1 - n) \cos \psi \cdot x (R^2 - x^2)^{-1/2}, \quad (9)$$

где ψ — угол между плоскостью рассеяния и плоскостью сечения шара, проходящей через его центр и траекторию пучка; R — радиус шара; x — расстояние между пучком и центром шара, $x < R$.

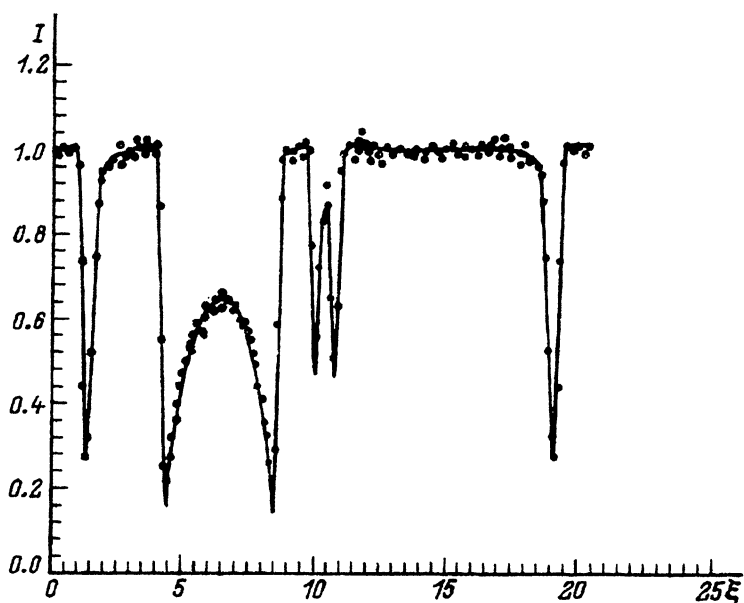


Рис. 2. Картина сканирования модельного объекта щелью шириной 0.2 мм. I — интенсивность (отн. ед.), ξ — положение щели (мм). Линия — расчет, точки — эксперимент.

a

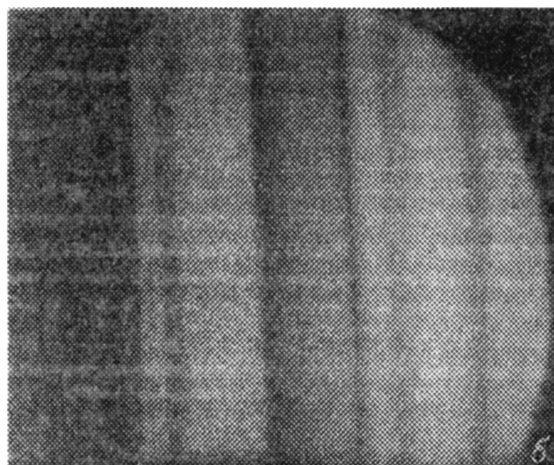
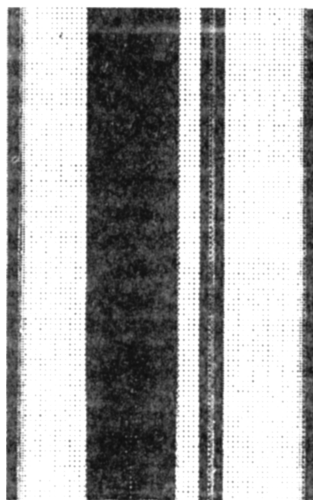


Рис. 3. Расчетное (а) и экспериментальное (б) изображения модельного объекта.

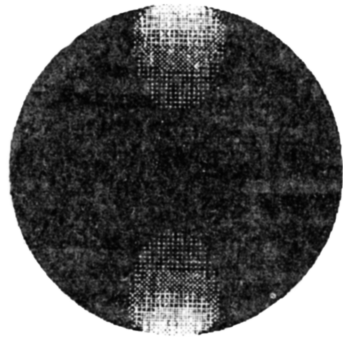


Рис. 4. Расчетное изображение шара из меди диаметром 5 мм.

Контраст максимален в экваториальной плоскости и ослабевает при удалении от нее (рис. 4).

Рассмотрим формирование изображения плоской поверхности протяженностью d , ориентированной почти параллельно пучку и перпендикулярной плоскости рассеяния. В этом случае размер изображения близок к величине геометрического разрешения, определяемого угловой расходимостью пучка φ , и расстоянию от объекта до детектора L . Поскольку в этом случае углы скольжения малы (не превышают $\varphi/2$, что обычно не больше 1°), то в соответствии с (2) углы преломления (или полного отражения) велики по сравнению с угловым разрешением спектрометра и любой нейтрон, попавший на такую поверхность, не отражается анализатором. Задача сводится к формированию абсорбционного контраста бесконечно тонкой непрозрачной пластиной. Для простоты ограничимся случаем, когда поток нейтронов одинаков во всех направлениях в пределах расходимости пучка. При $0 < |\vartheta| < \varphi/2$ изображение поверхности имеет ширину φL . Можно показать, что поверхность "поглощает" количество нейтронов, равное $\Phi_0 \cdot \varphi dh/4$, где h — протяженность поверхности в направлении, перпендикулярном пучку. Отсюда средний контраст на изображении равен

$$K = d/4L. \quad (10)$$

При $0 < \vartheta < \varphi/2$ контраст возрастает

$$K = d/4L(1 + 2|\vartheta|/\varphi). \quad (11)$$

Для поверхностей с d , сравнимой с величиной пространственного разрешения, при $\vartheta \geq \varphi/2$ для учета влияния расходимости пучка в (7) должен быть добавлен множитель, учитывающий увеличение ширины изображения по сравнению с шириной ее проекции на плоскость детектора

$$K = \left(1 - \left\{ 1 + \left[\frac{2}{\omega} (1 - n) \operatorname{ctg} \vartheta \right]^2 \right\}^{-1} \right) d \operatorname{tg} |\vartheta| / (d \operatorname{tg} |\vartheta - \varphi/2| + \varphi L). \quad (12)$$

Зависимость контраста на изображении поверхности с $d \ll L$ от угла ϑ , рассчитанная по (11), (12), приведена на рис. 5. Здесь максимальный контраст достигается не при малых ϑ , а тогда, когда ширина

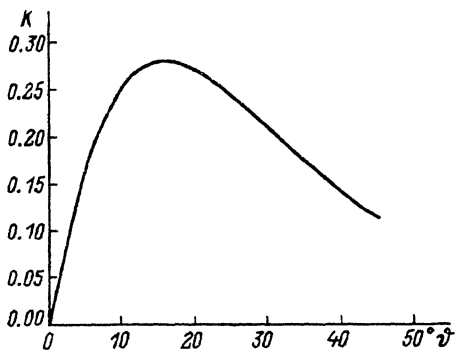


Рис. 5. Зависимость контраста на изображении поверхности медной детали длиной 0.4 мм, расположенной в 5 см от пленки, от угла между поверхностью и пучком.

проекция становится сравнимой с величиной пространственного разрешения. На рис. 6 представлено изображение модели, изготовленной из медного листа толщиной 0.4 мм и расположенной почти перпендикулярно пучку. Контраст на изображениях краев модели составляет около 10%, что соответствует углам скольжения нейтронов на боковых гранях около нескольких градусов, что соответствует неровности краев объекта и неточности установки образца. Этот пример показывает возможность наблюдения тонких деталей внутри массивных объектов с помощью нейтронной радиографии высокого углового разрешения.

В случае предельно слабого контраста возможно применение съемки с кристаллом-анализатором, отклоненным от точного отражающего положения, подобно тому, как это делается в дифракционной топографии. В выражение для контраста (5) в этом случае подставляется $\theta - \theta_B = \alpha - \Delta\theta$, где $\Delta\theta$ отклонение анализатора, и оно принимает вид

$$K = 1 - \left\{ 1 + \left[\frac{2}{\omega} ((1-n) \operatorname{ctg} \vartheta - \Delta\theta) \right]^2 \right\}^{-1}. \quad (13)$$

Контраст становится асимметричным относительно направления отклонения пучка. При $\Delta\theta = \omega/2$ поток излучения, не проходящего через объект, равен $\Phi_0/2$, при отклонении пучка в объекте в сторону

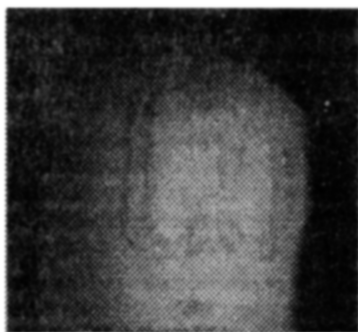


Рис. 6. Изображение модельного объекта, изготовленного из медного листа толщиной 0.4 мм, почти перпендикулярного пучку.

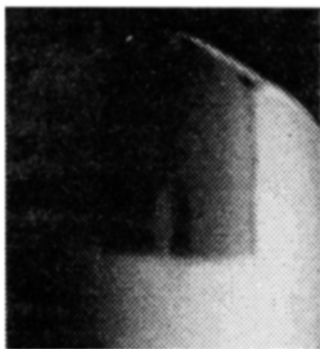


Рис. 7. Изображение модели включения диаметром 1 мм в титановой матрице, снятое с отклонением кристалла-анализатора от точного отражающего положения.

приближения к θ_B поток возрастает, достигая максимума при $\alpha = \omega/2$. Такой способ съемки имеет то преимущество, что при малых α контраст существенно возрастает из-за того, что значение производной функции Лоренца на склоне превышает таковое вблизи пика и, следовательно, здесь малым угловым отклонениям пучка соответствуют наибольшие изменения интенсивности. На рис. 7 представлено изображение объекта, моделирующего по величине показателя преломления азотсодержащее включение в титане: титановый цилиндр с запрессованным в него стержнем диаметром 1 мм из сплава ниобий-титан. Разница показателей преломления титана и сплава невелика, и поэтому для получения сильного контраста была применена съемка с отклонением анализатора. Модельные расчеты и эксперимент показывают, что визуализация такого включения в съемке без отклонения при данных разрешении и показателе преломления практически невозможна.

Контраст малоуглового рассеяния

Если в объеме материала имеются неоднородности состава или намагниченности, то пучок нейтронов, проходящий через материал, испытывает малоугловое рассеяние, в зависимости от размера неоднородностей R имеющее дифракционную либо рефракционную природу. Критерием природы рассеяния является изменение фазы волны на размере неоднородности [7]

$$\rho = \frac{4\pi(1-n)}{\lambda} R. \quad (14)$$

При $\rho < 1$ имеет место дифракция, при $\rho > 1$ — рефракция.

Величину контраста для случая многократного рассеяния можно оценить из уширения пучка, равного [10]

$$\Delta\omega = C \frac{Nb\lambda^2}{2\pi} X^{1/2}, \quad (15)$$

где X — число частиц на пути нейтрона в объекте; C — коэффициент, учитывающий форму рассеивающих частиц, а также природу рассеяния.

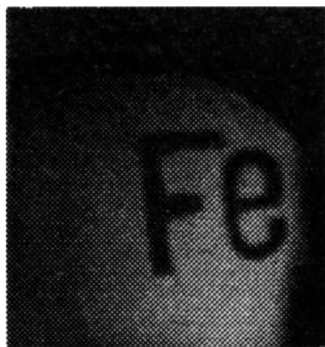


Рис. 8. Изображение модели из железного листа толщиной 0.3 мм.

Для сферических частиц в пределе дифракции $C \approx 5$, в пределе рефракции $C \approx 7$. Падение интенсивности, связанное с уширением пучка вследствие малоуглового рассеяния, и дает контраст на изображении

$$K = 1 - \frac{\omega}{\omega + \Delta\omega}, \quad (16)$$

где ω — ширина инструментальной кривой двухкристального спектрометра.

На рис. 8 представлено изображение модели, изготовленной из железной фольги толщиной 0.3 мм. Контраст на изображении связан с малоугловым рассеянием нейтронов на внутренних доменных границах в железе, его величина ($K \approx 50\%$) соответствует оценке по (15), (16) с учетом средней величины доменов 20 мкм. Данный пример демонстрирует сильный контраст на тонких магнитных деталях, что может найти применение при визуализации внутреннего строения составных объектов.

Развитый в данной работе метод расчета рефракционного контраста и контраста малоуглового рассеяния позволяет моделировать изображения и создает основу для прогнозирования новых возможностей радиографии высокого углового разрешения.

Работа поддерживается Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 93-02-2589.

Автор признателен С.Ш. Шильштейну за внимание к работе и ценные обсуждения, Н.Л. Митрофанову за помощь при моделировании изображений.

Список литературы

- [1] Подурец К.М., Соменков В.А., Шильштейн С.Ш. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 6. С. 115-121.
- [2] Podurets K.M., Somenkov V.A., Shilstein S.Sh. // Physica B. 1989. Vol. 156&157. P. 691-693.
- [3] Подурец К.М., Шильштейн С.Ш. Препринт ИАЭ. № 5316/10. 1991. 24 с.
- [4] Podurets K.M., Somenkov V.A., Shilstein S.Sh. // Neutron Radiography (4) / Ed. J.P. Barton, Cordon, Breach. 1994. P. 817-826.
- [5] Соменков В.А., Ткалич А.К., Шильштейн С.Ш. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 11. С. 197-201.
- [6] Тюфяков Н.Д., Штань А.С. Основы нейтронной радиографии. М.: Атомиздат, 1975. 256 с.
- [7] Бэкон Дж. Дифракция нейтронов. М.: ИЛ, 1957. 256 с.
- [8] Пинскер Э.Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982. 390 с.
- [9] Rauch H., Petrascheck D. // Neutron Diffraction / Ed. H. Dachs. Ser. Topics in Current Physics. Vol. 6. Berlin: Springer, 1978. P. 303-352.
- [10] Köster L.L. // Some Lectures on Neutron Physics. Dubna, 1970. P. 209-292.