

Compton-CT als Alternative zur Neutronentomographie?

Andreas KUPSCH¹, Axel LANGE¹, Manfred P. HENTSCHEL^{1,2},
Gerd-Rüdiger JAENISCH¹, Nikolay KARDJILOV³, Christian TÖTZKE^{3,4},
Henning MARKÖTTER³, André HILGER³, Ingo MANKE³

¹ BAM Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung, 12200 Berlin

² TU Berlin, Polymertechnik / Polymerphysik, Ernst-Reuter-Platz 1, 10587 Berlin

³ Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie, 14109 Berlin

⁴ Universität Potsdam, Institut für Erd- und Umweltwissenschaften, 14476 Potsdam

Kurzfassung. Als Alternative zur Neutronentomographie wird das Potenzial der Computertomographie (CT) mit inkohärenter Röntgen-Streustrahlung (Compton-Streuung) untersucht. Die gleichzeitige Abbildung von Materialien sehr unterschiedlicher Dichten (Ordnungszahlen) ist eine wiederkehrende Herausforderung für die Radiologie und die Computertomographie mit Röntgenstrahlung. Die Messungen ergeben asymmetrische Projektionsprofile für Sinogramme der Streuintensität. Am Beispiel verschiedener Polymere (Polyethylen, Polyamid, PVC), Glas und Holz wird in den Tomogrammen ein hochaufgelöster “Comptonkontrast” vergleichbarer Dynamik erreicht, während der simultan gemessene “Absorptionskontrast” ausschließlich die starken Absorber (Glas und PVC) zeigt. Der Vergleich mit ähnlich auflösender Neutronentomographie zeigt ähnliche Kontraste und eröffnet mithin die Möglichkeit, diese künftig durch Compton-Tomographie im Labormaßstab zu ersetzen.

Einführung

In den vergangenen Jahren ist eine rasche Zunahme der Anwendungsfelder für die zerstörungsfreie Prüfung mittels Röntgendurchstrahlung und tomographischen Techniken zu verzeichnen. Diese geht einher mit wachsenden Anforderungen an Messgeschwindigkeit und Ortsauflösung sowohl für Materialien mit komplexen (inneren) Strukturen und/oder großen Dichteunterschieden. Zur Befriedigung dieser Anforderungen werden verschiedene Ansätze verfolgt. Dabei werden über die bloße Schwächung hinaus zunehmend andere Wechselwirkungen mit Materie bildgebend genutzt: die kohärente und inkohärente Streuung [1-6], die Röntgenbrechung (Refraktion) [7-13], interferometrische Verfahren [14, 15] sowie die Röntgenfluoreszenz.

Die aufgezählten Abbildungstechniken werden ebenso zur Erzeugung tomographischer Datensätze genutzt, um Materialeigenschaften wie Dichte, Porosität, Kristallitorientierung [16-18] oder die chemische Elementverteilung (Röntgenfluoreszenz) [19, 20], die spezifische Oberfläche [21-23] sowie Grenzflächenorientierungen [23, 24] dreidimensional zu rekonstruieren.



Zur Bildgebung mit Compton-Streuung wurden in der Vergangenheit Triangulations-Methoden von primärem und gestreutem Strahl angewendet [1, 2]. Nur wenige Studien befassen sich mit der Erweiterung auf Compton-Tomographie, obwohl sie das Potenzial birgt, Materialien mit stark unterschiedlichen Ordnungszahlen gleichzeitig auf einem Kontrastniveau abzubilden [25-36].

1. Comptonstreuung – Grundlagen

Die Limitierung der Röntgentransmission durch Materialien mit erheblichen Ordnungszahlunterschieden ist die mangelhafte Kontrastierung. Dieser Mangel tritt in Compton-Rückstreubildern nicht auf: alle Atomsorten werden ähnlich kontrastiert. Abb. 1 gibt einen quantitativen Vergleich von Absorption und Comptonstreuung bei einer willkürlichen Photonenenergie von 17.5 keV anhand der Wirkungsquerschnitte für beide Interaktionen wieder. Als Funktion der Ordnungszahl (reine Elemente) werden die großen Unterschiede der photoelektrischen Absorption über mehr als 5 Zehnerpotenzen (z.B. $\tau_{\text{Cl}}/\tau_{\text{H}} = 3 \cdot 10^5$) deutlich, während die Querschnitte der inkohärenten Streuung nur moderate Unterschiede aufweisen (z.B. $\sigma_{\text{Cl}}/\sigma_{\text{H}} = 0.35$).

Die Transmissionsintensität I eines Materials der Dichte ρ und Durchstrahlungslänge d wird bei einer Primärintensität I_0 durch den Massenschwächungskoeffizienten μ gemäß Gl. (1) bestimmt:

$$I = I_0 \exp[-\rho \cdot \mu \cdot d]. \quad (1)$$

Dieser setzt sich additiv aus den energieabhängigen Beiträgen des photoelektrischen Effektes (Absorption) τ , der kohärenten σ_{coh} und inkohärenten Streuung σ_{inc} sowie bei hohen Energien ($E > 2m_e c^2 = 1.02 \text{ MeV}$) der Paarbildung π zusammen:

$$\mu(E) = \tau(E) + \sigma_{\text{coh}}(E) + \sigma_{\text{inc}}(E) + \pi(E) \quad (2)$$

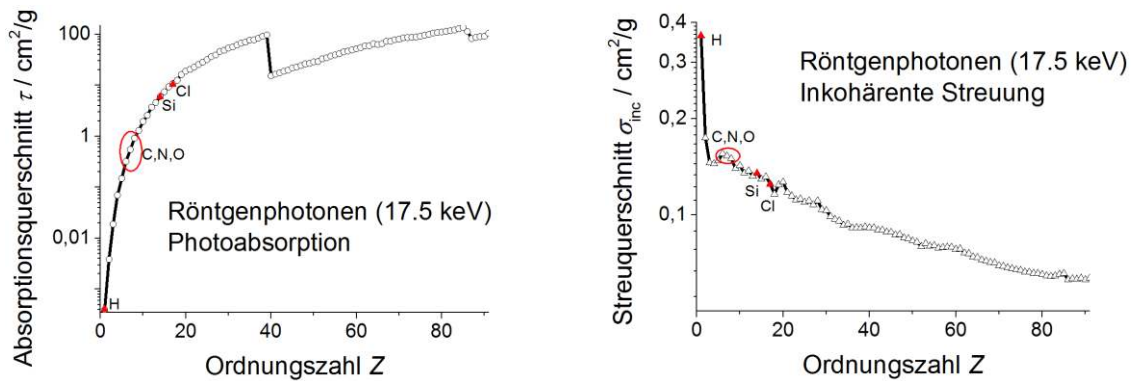


Abb. 1: Wirkungsquerschnitte von Absorption und Compton-Streuung (für $E = 17.5 \text{ keV}$) als Funktion der Ordnungszahl; links: starke Unterschiede in der photoelektrischen (wahren) Absorption; rechts: geringe Unterschiede der inkohärenten Streuung (Daten aus [37]).

Abb. 2 zeigt das Prinzip der Comptonstreuung eines Photons an einem Elektron. Die Winkelabhängigkeit der Wellenlänge λ' (bzw. Energie E') des gestreuten Photons ist gegeben durch:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad \text{bzw.} \quad E' - E = E \frac{\varepsilon(1 - \cos \theta)}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)} \quad (3)$$

mit $\varepsilon = E / m_e c^2$, d.h., dem Bruchteil ε bezogen auf die Ruheenergie des Elektrons (Ruhemasse des Elektrons m_e , Lichtgeschwindigkeit c).

Aus Gl. (3) folgt, dass für Rückstreuung (Streuwinkel $\theta = \pi$) die maximale Änderung der Wellenlänge ($\Delta\lambda_{\max} = 2.42 \text{ pm}$), die sogenannte Compton-Wellenlänge, auftritt. Sie ist unabhängig von der Energie des einfallenden Photons.

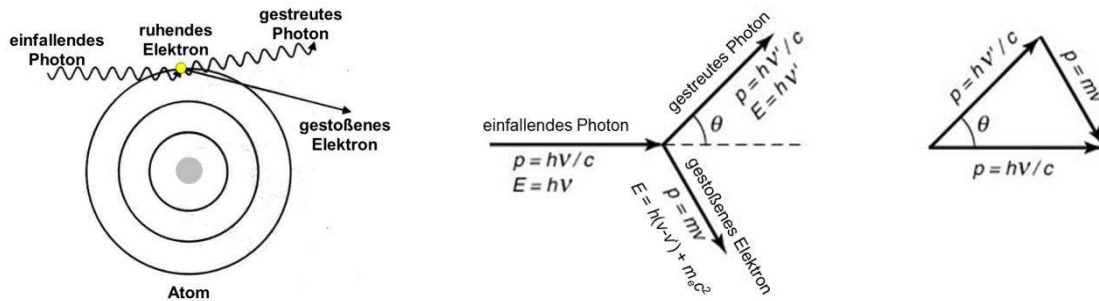


Abb. 2: Physikalische Grundlagen der Wechselwirkung von Photon und Elektron im Falle inkohärenter Streuung sowie Energie- und Impulserhaltung (nach [38, 39]).

Die obigen Zusammenhänge geben nur die Winkel-Energie-Korrelation wieder, nicht die Winkelverteilung der gestreuten Photonen. Die Polardiagramme in Abb. 3 zeigen die Winkelabhängigkeit der Compton- und Rayleigh-Streuung an einem Al-Atoms bei 40 keV. Links ist die inkohärente Streuung am freien Elektron (Klein-Nishina, [40]) und die Compton-Streuung an einem Al-Atom dargestellt. In der Streufunktion sind die Bindungsverhältnisse der Elektronen berücksichtigt: durch nicht-relativistische Hartree-Fock-Rechnung wird der Klein-Nishina-Querschnitt korrigiert. In Abb. 3, rechts, wird die kohärente Streuung am freien Elektron (Thomson-Streuung) sowie die Rayleigh-Streuung an den gebundenen Elektronen eines Al-Atoms gezeigt. Zur Beschreibung der Rayleigh-Streuung wird der Thomson-Querschnitt mit relativistischen Hartree-Fock Formfaktoren korrigiert [41, 42]. Zur (experimentellen) Detektion der Comptonstrahlung wird hier der weitgehend isotrope Bereich der inkohärenten Streuung fernab des engen Vorwärts-Streusektors benutzt.

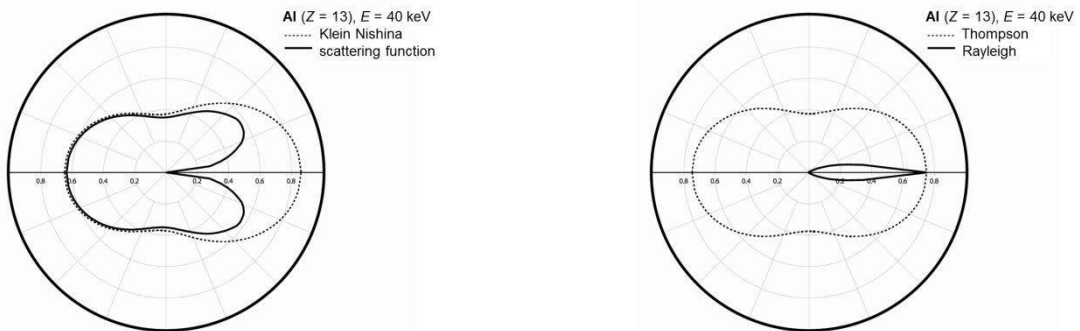


Abb. 3: Vergleich der Winkelverteilung von Compton- und Rayleigh-Streuung von Al ($E = 40 \text{ keV}$); links: inkohärente Streuung am freien Elektron (Klein Nishina) und Al Compton-Streuequerschnitt; rechts: kohärente Streuung am freien Elektron (Thomson) und der Rayleigh-Streuequerschnitt am Al-Atom [41].

2. Twin X-ray interaction tomography

Erste Testmessungen wurden als 2D-Tomographie (d.h. einer einzelnen Rekonstruktions-schicht) konzipiert. Ein Doppel-Detektoraufbau gestattet die gleichzeitige Messung der Schwächung und der Comptonstreuung [43]. Abb. 4 zeigt die prinzipielle Messanordnung. Ein $40 \mu\text{m}$ hoher Fadenstrahl einer Mo-Feinstruktur-Röntgenröhre wird für vertikale Linienscans eingesetzt und so eine Parallelstrahlprojektion simuliert. Ohne zusätzliche

Kollimation (d.h. ohne sekundäre Diskriminierung kleiner Streustrahlungsbeiträge in Vorwärtsrichtung) zählt der „Schwächungsdetektor“ die Primärstrahlintensität. Der „Streustrahldetektor“ ist senkrecht zum Primärstrahl angeordnet. Auch hier wird nicht kollimiert, so dass die Streustrahlung in einem Winkelintervall um $\theta = 90^\circ$ gesammelt wird. Beide Detektoren sind Szintillationszähler (Einkanaldetektoren). Die Linienprofile werden separat zu Sinogrammen zusammengefügt.

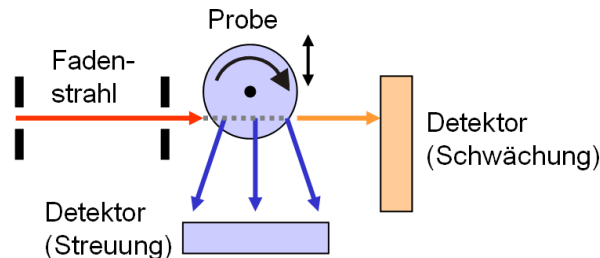


Abb. 4: Schematischer Versuchsaufbau mit zwei Detektoren: die Probe wird vertikal durch einen $40\ \mu\text{m}$ hohen Fadenstrahl gescannt. Die Intensitäten des geschwächten Primärstrahls und der 90° gestreuten Strahlung werden für Scanposition und jeden Projektionswinkel simultan aufgezeichnet.

3. Rekonstruktionsstrategie

Für Grundsatzbetrachtungen der positionsabhängigen Schwächung des Comptonsignals wurde als Idealfall einer homogenen Probe bekannter Dichte und Form ein Polyethylen (PE) - Zylinder eingesetzt. Im Gegensatz zu den Schwächungsprofilen geben die Comptonprofile nicht die symmetrische Sehnenlängenverteilung eines Zylinders wieder (vgl. Abb. 5). Bei identischem Einstrahlungsweg AB bzw. BA im Material werden die gestreuten Photonen nach der Wechselwirkung auf ihrem Weg aus der Probe hinaus unterschiedlich geschwächt.

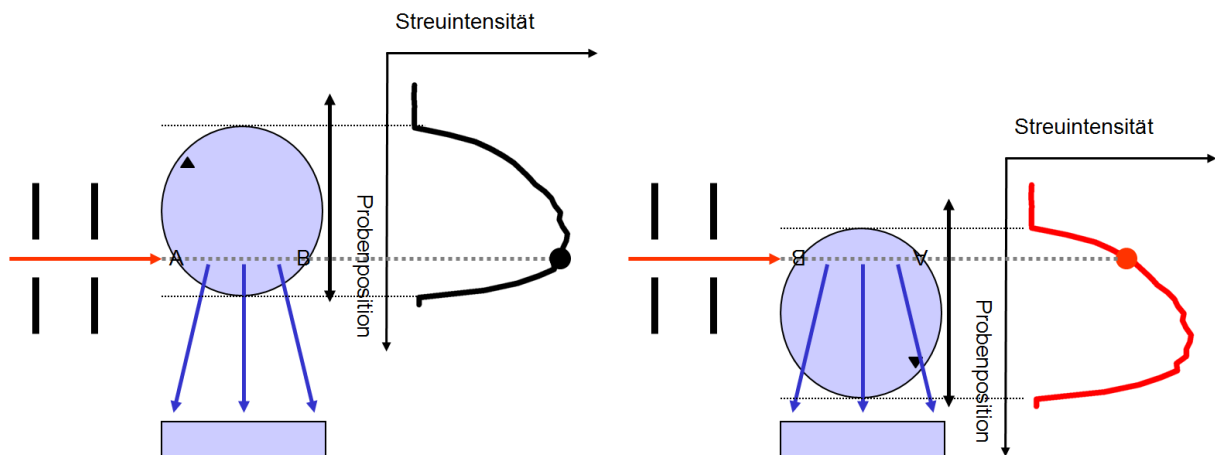


Abb. 5: Abtastprofile (Compton-Streu-Intensität) einer zylindrischen Probe nach Rotation um 180° . Bei gleichem Primärstrahlpfad AB wird die gestreute Strahlung unterschiedlich geschwächt.

Zur Korrektur der asymmetrischen Profile wird das unter dem Projektionswinkel φ_1 erhaltene Profil mit dem unter $(\varphi_1 + 180^\circ)$ gemessenen als geometrisches Mittel (der Intensität!) verrechnet. Als Datengrundlage für die Rekonstruktion dient dann ein 180° -Sinogramm aus symmetrischen Profilen, wie in Abb. 6 vorgeführt. Abb. 6, unten, zeigt Rekonstruktionen mit und ohne Anwendung der Korrektur.

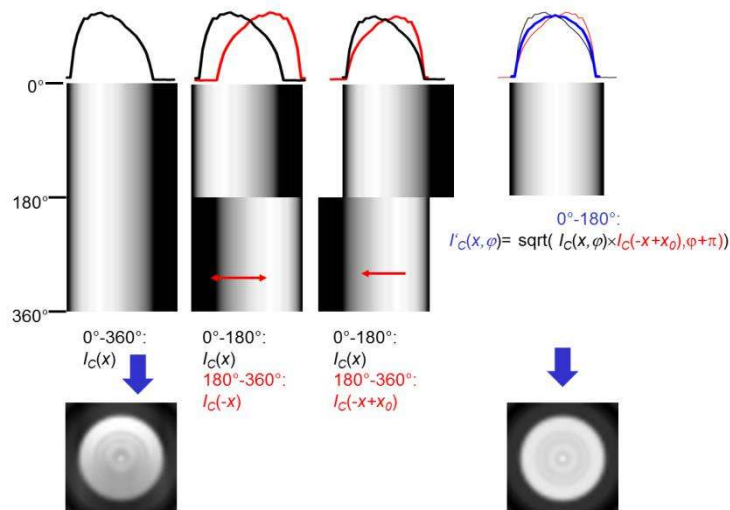


Abb. 6: Korrektur der asymmetrischen Verzerrung (aufgrund der Probenschwächung, Abb. 5) der Compton-Streu-Profile, illustriert am Sinogramm eines Zylinders. Die Profile zweier φ_1 und $(\varphi_1 + 180^\circ)$ werden geometrisch gemittelt. Zur Rekonstruktion wird das symmetrisierte und verkürzte 180° -Sinogramm (statt 360°) verwendet. Unten die zugehörigen Rekonstruktionen ohne und mit Symmetrisierung.

4. Ergebnisse – Multimaterialprobe

Um die Vorteile der Compton-Tomographie mit dem oben beschriebenen Doppel-Detektor-Aufbau zu demonstrieren, wurde eine zylindrische Multimaterialprobe zusammengestellt und gemessen. Für die vorliegende Machbarkeitsstudie erwies sich eine geringe Anzahl von 120 Projektionen bei Winkelinkrementen von 3° als hinreichend. Die Probe wurde in $10 \mu\text{m}$ -Schritten über eine Gesamtstrecke von 9 mm vertikal durch den Fadenstrahl gescannt. Der innere Aufbau der Probe ist in Abb. 7, links, dargestellt. Die tomographische Rekonstruktion des Schwächungssignals wurde mittels Gefilterter Rückprojektion ausgeführt (Abb. 7, rechts). Obwohl die wohldefinierte monochromatische Strahlung und die Parallelstrahlprojektion Fehlweisungen minimieren, demonstriert der schwache Kontrast der organischen Bestandteile Polyethylen, Holz und Polyamid die Nachteile der konventionellen Tomographie schon bei moderaten Dichteunterschieden der beteiligten Materialien.



Abb. 7: Skizze der Multimaterialprobe, einem Polyethylenrohr gefüllt mit unterschiedlich starken Absorbern (links) und die zugehörige CT-Rekonstruktion (Gefilterte Rückprojektion) des Transmissionssignals.

Abb. 8 zeigt die gemessenen Intensitätssinogramme I_A und I_C der Multimaterialprobe sowie einige ausgewählte Profile. I_A wird gemäß Schwächungsgesetz in Extinktionswerte μd konvertiert. I_C wird entsprechend der in Abb. 6 angegebenen Prozedur behandelt. Die verzerrten I_C -Profile bei 75° und 255° (rote und blaue Linien) ergeben im geometrischen Mittel ein geeignetes I'_C -Profil (grüne Linie).

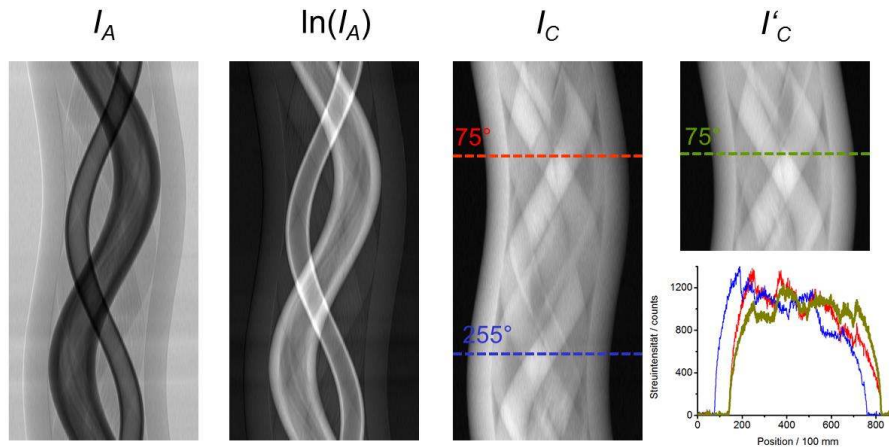


Abb. 8: Intensitätssinogramme I_A und I_C (120 Projektionen über 360°) wie gemessen (Abb. 5); I_A konvertiert in μd gemäß Schwächungsgesetz; einzelne Compton-Streuprofile I_C , die gemäß der Symmetrieprozedur (Abb. 6) behandelt werden: die verzerrten I_C -Profile bei 75° und 255° (rote und blaue Linien) ergeben nach Symmetrisierung ein geeignetes I'_C -Profil (grüne Linie).

Zum Verständnis der sehr unterschiedlichen Schwächungs- und Streuprofile in den Sinogrammen ist in Abb. 9 ein Vergleich der energieabhängigen Beiträge zum Schwächungskoeffizienten für Kohlenstoff, Silizium und Chlor dargestellt. Während die Querschnitte der inkohärenten Streuung auf einem Niveau liegen, ändert sich der Querschnitt der (photoelektrischen) Absorption drastisch. Die ebenfalls angegebene kohärente Streuung ist für diese Studie nicht von Interesse. Die vertikalen Linien geben die Energie an, oberhalb derer die Schwächung durch Comptonstreuung stärker wird als durch Absorption.

Zieht man weitere Sonden zur Abbildung in Betracht, erscheinen Neutronen geeignet, mehrere Materialsorten mit ähnlichem Kontrast abzubilden. Sie sind insbesondere dann geeignet, wenn organische Materialien in metallischen Umgebungen sichtbar gemacht werden sollen [44,45]. Die unterschiedlichen Wechselwirkungen von Neutronen und Röntgenphotonen mit Materie am Atomkern bzw. der Elektronenhülle sind in Abb. 10 skizziert. Analog zu Abb. 1 ist rechts die effektive Schwächung als Funktion der Ordnungszahl angegeben, wobei das „unstetige“ Verhalten der Neutronenschwächung im Kontrast zur stetigen Abhängigkeit der Photonenwechselwirkung steht.

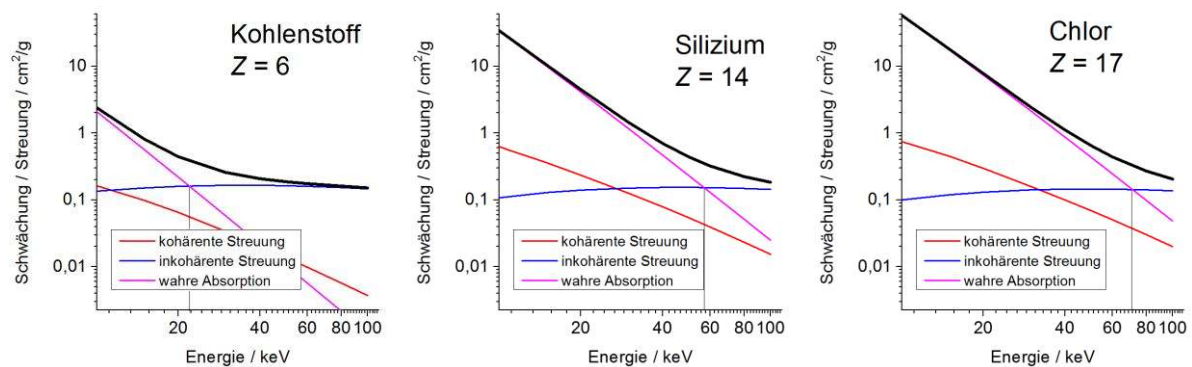


Abb. 9: Logarithmische Auftragung der Beiträge zum (Massen-) Schwächungskoeffizienten für die Elemente Kohlenstoff, Silizium und Chlor [37] als Funktion der Energie. Während der inkohärente Streuquerschnitt (blau) energieabhängig auf einem Niveau bleibt (auch im Quervergleich der Elemente), ändert sich die (wahre) Absorption (violett) drei Größenordnungen. Der kohärente Streuquerschnitt (rot) wird in dieser Studie nicht näher betrachtet. Die vertikalen Linien markieren die Energie, bei welcher der inkohärente (Compton) Streuquerschnitt denjenigen der wahren Absorption übersteigt.

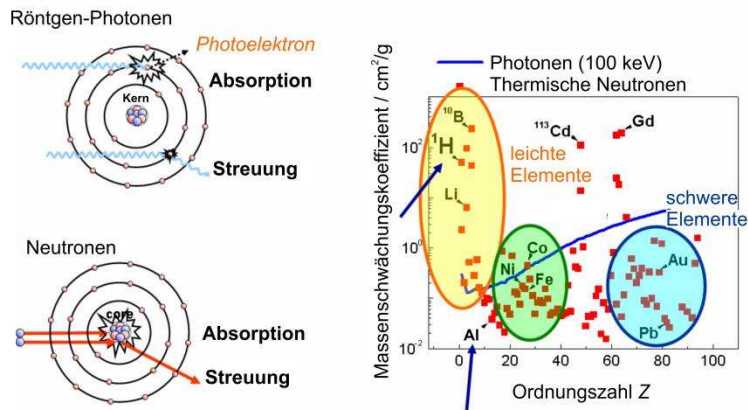


Abb. 10: Wechselwirkungen von Neutronen und Röntgenphotonen mit Materie; links: Absorption und Streuung an Elektronen und dem Atomkern; rechts: unterschiedliche Schwächung beider Strahlungsarten als Funktion der Ordnungszahl.

Darüber hinaus wird in Tab. 1 ein Vergleich von Neutronen- und Röntgen-Schwächungsdaten für die vorkommenden Elemente wiedergegeben.

Neutronen-Tomographie-Experimente wurden am Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie des Imaging-Instruments CONRAD-2 (kalte Neutronen) [46]. Es liefert Neutronen mit Wellenlängen zwischen 0.1 nm und 1.2 nm mit einer maximalen Intensität bei 0.25 nm. Das Detektorsystem basiert auf einer CCD-Kamera mit 30 μm Pixelgröße. Über 360° wurden 300 Projektionen aufgenommen.

Tab. 1: Gegenüberstellung der Beiträge zum Schwächungskoeffizienten von Neutronen und Photonen anhand der in der Multimaterialprobe auftretenden Elemente. (Neutronendaten aus [47] (1 barn = 10^{-28} m^2), Röntgendaten aus [37]).

Element	Ordnungszahl	Neutronen			Photonen (17.5 keV)	
		Streulänge $b / 10^{-14} \text{ m}$	Inkoheränter Streuquerschnitt $\sigma_{\text{inc}} / \text{barn}$	Absorptionsquerschnitt (für $\lambda = 1.8 \text{ \AA}$) $\sigma_{\text{abs}} / \text{barn}$	Photo-Absorptionsquerschnitt $\tau / \text{cm}^2/\text{g}$	Inelastischer Streuquerschnitt $\sigma_{\text{inc}} / \text{cm}^2/\text{g}$
Wasserstoff	1	-0.37	79.7	0.33	$4 \cdot 10^{-4}$	0.363
Kohlenstoff	6	0.66	< 0.018	0.0033	0.32	0.155
Stickstoff	7	0.94	0.46	1.88	0.55	0.153
Sauerstoff	8	0.58	< 0.015	< 0.0002	0.91	0.150
Silizium	14	0.41	< 0.017	0.16	6.0	0.135
Chlor	17	0.96	5.9	33.6	10.8	0.125

Das korrigierte Compton-Streu-Sinogramm (Intensität I_C in Abb. 8) wird mittels Gefilterter Rückprojektion rekonstruiert. Einen abschließenden Vergleich der Eigenschaften von Neutronen und Compton-Tomographie gibt Abb. 11 wieder. Es ist zu beachten, dass das Glasröhrchen im Neutronentomogramm nicht sichtbar ist.

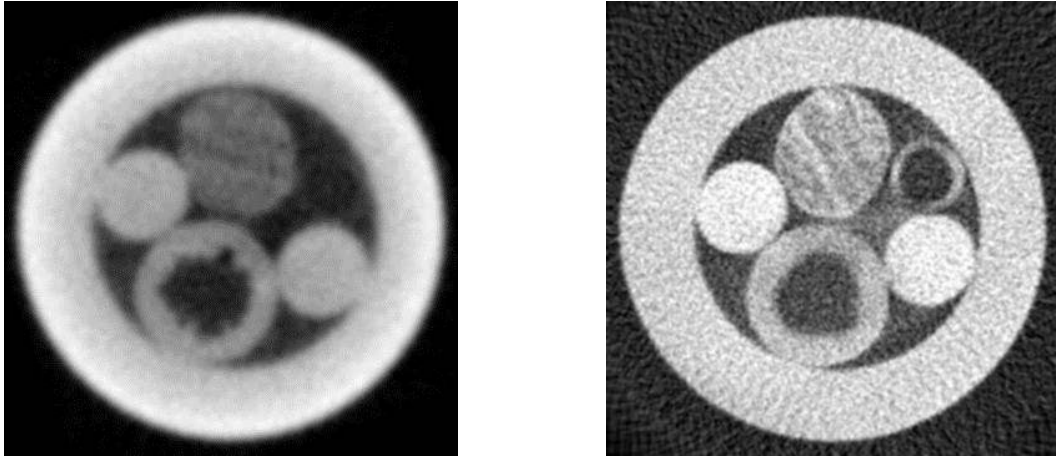


Abb. 11: Rekonstruktionsergebnisse der Neutronen- (links) und Compton- (rechts) Tomographie. Man beachte das fehlende Glasröhrchen im Neutronendatensatz.

5. Zusammenfassung

Es wurde die Machbarkeit einer zerstörungsfreien Volumeninspektion durch Comptonstreuung mit Labormitteln ohne die bisherigen Triangulationsansätze gezeigt. Der Compton-Tomographie-Aufbau mit zwei Detektoren gestattet die gleichzeitige Messung der konventionellen Schwächung und der unter 90° gestreuten Comptonstrahlung. Erste Ansätze zur tomographischen Rekonstruktion der Comptonstrahlung führten zu einer einfachen Korrektur (Symmetrisierung), nach deren Anwendung sehr verschiedene nichtmetallische Komponenten (Ordnungszahlen 1 bis 17) einer Probe auf gleichem Niveau deutlich kontrastiert werden.

Der Vergleich mit Neutronentomogrammen dieser Probe erbringt ähnliche Kontrastverhältnisse mit Ausnahme des Glasröhrchens, das nur in der Compton-CT sichtbar ist. Zukünftige Entwicklungen der Compton-CT können die gleichzeitige Abbildung von inhomogenen Prüfobjekten aus Materialien sehr unterschiedlicher Dichten ermöglichen. Darüber hinaus werden „refraktive Fehlweisungen“ der Intensität vermieden. Die Compton-CT könnte aufwändige Neutronenuntersuchungen ersetzen.

Referenzen:

1. V. Romanov, V. Grubsky, N. Patton, T. Jansson: Apodized aperture imaging optics for Compton-scattered x-ray and gamma-ray imaging systems, Proc. SPIE **8144** (2011) 81440M.
2. W. Niemann, S. Zahorodny: Status and Future Aspects of X-Ray Backscatter Imaging, Rev. Prog. QNDE. **17A** (1998) 379-385.
3. S. Kolkoori, N. Wrobel, K. Osterloh, U. Zscherpel, U. Ewert: Novel X-ray backscatter technique for detection of dangerous materials: application to aviation and port security, Journal of Instrumentation **8** (2013) P09017.
4. S. Kolkoori, N. Wrobel, U. Zscherpel, U. Ewert: A new X-ray backscatter imaging technique for non-destructive testing of aerospace materials, NDT&E International **70** (2015) 41–52.
5. A. Kupsch, J. Beckmann, U. Ewert, M.P. Hentschel, A. Lange: Terahertz waves: radiology without radiation hazards, Mater. Test. **50** (2008) 341-348.
6. N. Wrobel, S. Kolkoori, K. Osterloh: X-ray backscatter radiography – Intrusive instead of penetrating , X-ray shadow phenomenon, Mater. Test. **55** (2013) 689-693.
7. M.P. Hentschel, R. Hosemann, A. Lange, B. Uther, R. Brückner: Röntgenkleinwinkelbrechung an Metalldrähten, Glasfäden und hartelastischem Polypropylen, Acta Cryst. **A 43** (1987) 506-513.
8. M.P. Hentschel, K.-W.Harbich, A. Lange: Non-destructive evaluation of single-fiber debonding in composites by x-ray refraction, NDT & E Int. **27** (1994) 275-280.
9. K.-W. Harbich, M.P. Hentschel, J. Schors: X-ray refraction characterization of nonmetallic materials, NDT&E Int. **34** (2001) 297-302.

10. D. Chapman, W. Thomlinson, R. E. Johnston, D. Washburn, E. Pisano, N. Gmür, Z. Zhong, R. Menk, F. Arfelli, and D. Sayers: Diffraction enhanced x-ray imaging, *Phys. Med. Biol.* **42** (1997) 2015.
11. S.W. Wilkins, T.E. Gureyev, D. Gao, A. Pogany, A.W. Stevenson: Phase-contrast imaging using polychromatic hard X-rays, *Nature* **384** (1996) 335–338.
12. V.N. Ingal, E.A. Beliaevskaya: X-ray plane-wave topography observation of the phase contrast from a non-crystalline object, *J. Phys.* **D 28** (1995) 2314-2317.
13. M. Ando, A. Maksimenko, H. Sugiyama, W. Pattanasiriwisawa, K. Hyodo, C. Uyama: A Simple X Ray Dark- and Bright-Field Imaging Using Achromatic Laue Optics, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1*, **41** (2002) L1016-L1018.
14. A. Momose: Phase-sensitive imaging and phase tomography using X-ray interferometers, *Opt. Express* **11** (2003) 2303–2314.
15. F. Pfeiffer, T. Weitkamp, O. Bunk, C. David: Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance X-ray sources, *Nat. Phys.* **2** (2006)258-261.
16. W. Ludwig, P. Cloetens, J. Härtwig, J. Baruchel, B. Hamelin and P. Bastie, Three-dimensional imaging of crystal defects by ‘topo-tomography’, *J. Appl. Cryst.* **34** (2001) 602-607
17. A. King, G. Johnson, D. Engelberg, W. Ludwig, J. Marrow: Observations of Intergranular Stress Corrosion Cracking in a Grain-Mapped Polycrystal, *Science* **312** (2008) 382-385.
18. W. Ludwig, A. King, P. Reischig, M. Herbig, E.M. Lauridsen, S. Schmidt, H. Proudhon S. Forest, P. Cloetens, S. Rolland du Roscoat, J.Y. Buffière, T.J. Marrow, H.F. Poulsen: New opportunities for 3D materials science of polycrystalline materials at the micrometre lengthscale by combined use of X-ray diffraction and X-ray imaging, *Mat. Sci. Eng. A* **524** (2009) 69–76.
19. C.G. Schroer: Reconstructing x-ray fluorescence microtomograms, *Appl. Phys. Lett.* **79** (2001) 1912-1914.
20. A. Simionovici, M. Chukalina, F. Günzler, Ch. Schroer, A. Snigirev, I. Snigireva, J. Tümmeler, T. Weitkamp: X-ray microtome by fluorescence tomography, *Nucl. Instrum. Meth. A* **467–468** (2001) 889–892.
21. A. Kupsch, A. Lange, M.P. Hentschel, Y. Onel, T. Wolk, A. Staude, K. Ehrig, B.R. Müller, G. Bruno: Evaluating Porosity in Cordierite Diesel Particulate Filter Materials, Part 1 X-Ray Refraction, *J. Ceram. Sci. Tech.* **4** (2013) 169-176.
22. N. Sunaguchi, T. Yuasa, Q. Huo, S. Ichihara, M. Ando: X-ray refraction-contrast computed tomography images using dark-field imaging optics, *Appl. Phys. Lett.* **97** (2010) 153701.
23. F.A. Dilmanian, Z. Zhong, B. Ren, X.Y. Wu, L.D. Chapman, I. Orion, W.C. Thomlinson: Computed tomography of x-ray index of refraction using the diffraction enhanced imaging method, *Phys. Med. Biol.* **45** (2000) 933–946.
24. B.R. Müller, A. Lange, M. Harwardt, M.P. Hentschel, B. Illerhaus, J. Goebbels, J. Bamberg, F. Heutling: Refraction computed tomography, *Mater. Test.* **46** (2004) 314-319.
25. A.H. Compton: Secondary Radiations produced by X-rays and some of their applications to physical problems, *Bulletin of the National Research Council.* **20** (1922) 10, and A.H. Compton: A quantum theory of the scattering of x-rays by light elements, *Phys. Rev.* **21** (1923) 483-502.
26. P. Duvauchelle, G. Peix, D. Babot: Rayleigh to Compton ratio computed tomography using synchrotron radiation, *NDT&E Int.* **33** (2000) 23–31.
27. R. Cesareo, F. Balogun, A. Brunetti, C. Cappio Borlino: 90° Compton and Rayleigh measurements and imaging, *Radiat. Phys. Chem.* **61** (2001) 339–342.
28. A. Brunetti, B. Golosio, R. Cesareo: A correction procedure for the self-absorption artifacts in x-ray Compton tomography, *X-Ray Spectrom.* **31** (2002) 377–382.
29. B.L. Evans, J.B. Martin, L.W. Burggraf, M.C. Roggemann, T.N. Hangartner: Demonstration of energy-coded Compton scatter tomography with fan beams for one-sided inspection, *Nucl. Instrum. Meth. A* **480** (2002) 797–806.
30. R. Cesareo, C.C. Borlino, A. Brunetti, B. Golosio, A. Castellano: A simple scanner for Compton tomography, *Nucl. Instrum. Meth. A* **487** (2002) 188–192.
31. A. Brunetti, R. Cesareo, B. Golosio, P. Luciano, A. Ruggero: Cork quality estimation by using Compton tomography, *Nucl. Instrum. Meth. B* **196** (2002) 161–168.
32. B. Golosio, A. Simionovici, A. Somogyi, L. Lemelle, M. Chukalina, A. Brunetti: Internal elemental microanalysis combining x-ray fluorescence, Compton and transmission tomography, *J. Appl. Phys.* **94** (2003) 145-156.
33. B. Golosio, A. Brunetti, R. Cesareo: Algorithmic techniques for quantitative Compton tomography, *Nucl. Instrum. Meth. B* **213** (2004) 108–111.
34. R. Cesareo, A. Brunetti, B. Golosio, R.T. Lopes, R.C. Barroso, A. Castellano, S. Quarta: Material analysis with a multiple X-ray tomography scanner using transmitted and scattered radiation, *Nucl. Instrum. Meth. A* **525** (2004) 336–341.
35. V.A. Gorshkov: Tomographic Reconstruction of Distributions of Effective Atomic Numbers of Light Elements, *Russian Journal of Nondestructive Testing* **37** (2001) 660-666.

36. V.A. Gorshkov, K.V. Kirilenko: Non-collimated scattered radiation tomography, Proceedings of ECNDT 10, Moscow (2010).
37. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/>
38. <http://www.physics.hku.hk/>
39. <http://www.kutl.kyushu-u.ac.jp/>
40. O. Klein, Y. Nishina: Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac, *Z. Phys.* **52** (1929) 853-868.
41. M. Zhukovsky, S. Podoliako, G.-R. Tillack, C. Bellon: Monte Carlo simulation of photon transport coupled to cad object description, *Rev. Prog. QNDE.* **23** (2004) 515-521.
42. J.H. Hubbell, W.J. Veigele, E.A. Briggs, R.T. Brown, D.T. Cromer, R.J. Howerton,: Atomic Form Factors, Incoherent Scattering Functions, and Photon Scattering Cross Sections. *J. Phys. Chem. Ref. Data* **4** (1975) 471-538; erratum in **6** (1977) 615-616.
43. A. Lange, M.P. Hentschel, A. Kupsch, G.-R. Jaenisch, N. Kardjilov, C. Tötze, H. Markötter, A. Hilger, I. Manke: X-ray Compton tomography: Proceedings of ECNDT 11, Prague (2014).
44. I. Manke, C. Hartnig, N. Kardjilov, A. Hilger, A. Lange, A. Kupsch, J. Banhart: In-situ investigation of the water distribution in PEM fuel cells by neutron radiography and tomography, *Mater. Test.* **51** (2009) 219-226.
45. H. Markötter, I. Manke, R. Kuhn, T. Arlt, N. Kardjilov, M.P. Hentschel, A. Kupsch, A. Lange, C. Hartnig, J. Scholta, J. Banhart: Neutron tomographic investigations of water distributions in polymer electrolyte membrane fuel cell stacks, *J. Power Sources* **219** (2012) 120-125.
46. N. Kardjilov, A. Hilger, I. Manke, M. Strobl, M. Dawson, S. Williams, J. Banhart: Neutron tomography instrument CONRAD at HZB, *Nucl. Instrum. Meth. A* **651** (2011) 47-52.
47. K. Hardman-Rhyne, N.F. Berk, E.R. Fuller, Jr.: Microstructural Characterization of Ceramic Materials by Small Angle Neutron Scattering Techniques, *J. Res. Nat. Bur. Stand.* **89** (1984) 17-34.