

Korrektur des Hinterleuchtens an CT-Synchrotrondaten

Axel LANGE, Bernd R. MÜLLER, Manfred P. HENTSCHEL, Andreas KUPSCH
BAM Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung, 12200 Berlin

Kurzfassung. In den unterschiedlichsten Methoden der Computertomographie tritt häufig ein diffuses Untergrundsignal in den Einzelprojektionen auf: im Falle der Parallelstrahl-CT mit Synchrotronstrahlung handelt es sich um ein Hinterleuchten durch den Fluoreszenzschirm, der vor der CCD-Kamera angeordnet ist. Dieses Hinterleuchten unterscheidet sich von dem bekannten Nachleuchten (Phosphoreszenz) durch zeitliche Konstanz.

Hier äußert sich das Hinterleuchten als Modulation der projizierten Masse und somit als Funktion der Phase (Projektionswinkel) und des Aspektverhältnisses des Objektes. Der Einfluss des Hinterleuchtens ist abhängig von der Größe des von der Probe abgeschatteten Detektorbereiches und des Objektumfangs (Dynamik). Dies hat u.a. zur Folge, dass Abweichungen vom Absorptionsgesetz auftreten, die umso stärker ausgeprägt sind, je weniger Detektorfläche das Objekt abdeckt und je stärker das Objekt schwächt. Dabei können Aufhärtungseffekte wegen der monochromatischen Strahlung ausgeschlossen werden.

Mit Referenzmessungen und einem isotropen, homogenen Ansatz, der diese Abweichung als Hinterleuchten beschreibt, lassen sich die auftretenden Fehler deutlich verringern.

Einführung

In der qualitativen Radiographie wird die exakte Gültigkeit des Schwächungsgesetzes oft außer Acht gelassen. Es genügt die bloße Erkennbarkeit der interessierenden Materialstrukturen, „Ungängen“ oder Fehler. Da in der Prüfpraxis meist mit polychromatischer Röntgenstrahlung durchstrahlt wird und eine quantitative Abschätzung der Aufhärtung fallspezifisch für die jeweilige Kombination von Quelle, Probe und Detektor berechnet werden muss, ist ein Abgleich zu tabellierten Referenzwerten selten möglich. Außerdem verursachen Streueffekte (Refraktion, Diffraktion sowie Compton-Streuung) – meist unerwünschte – Ortsfehlweisungen, welche die quantitative Auswertung erschweren.

Als Eingangsgröße für computertomographische Rekonstruktionen sind jedoch „quantitativ richtige“ Einzelprojektionen notwendig, d.h. die Gültigkeit des Schwächungsgesetzes muss aus einfach ersichtlichen Erhaltungsgründen, wie etwa der Invarianz der integralen Masse unter allen Projektionsrichtungen, erfüllt sein.

Dies ist jedoch selbst unter vergleichsweise idealen Bedingungen wie paralleler und (annähernd) monochromatischer Synchrotronstrahlung nicht automatisch gegeben. Unter diesen Voraussetzungen sind die oben aufgeführten Unwägbarkeiten jedoch minimal (bzw. können experimentell bestimmt werden), so dass die Ursachen für die offensichtliche Intensitätsabweichung auf ein diffuses Untergrundsignal im Detektor zurückgeführt werden müssen, die eine Verletzung des Schwächungsgesetzes mit sich bringen. Der zeitlich konstante Effekt unterscheidet sich von dem bekannten Nachleuchten (Phosphoreszenz).

Dies soll hier an einfachen Beispielen gezeigt und ein Ansatz zur Korrektur vorgestellt werden.

1. Messproblem

Das Messproblem soll anhand einer möglichst einfachen CT-Messung mit wohldefinierten Randbedingungen illustriert werden. Diese Randbedingungen betreffen bei gegebenem Detektionssystem sowohl Eigenschaften der Probe (Form, Homogenität) als auch der Strahlung (Energiebandbreite, Divergenz).

Eine annähernd quaderförmige Zirkonoxid-Probe (relevanter Querschnitt ca. $1.18 \times 0.38 \text{ mm}^2$, $\rho = 6.08 \text{ g/cm}^3$) wurde am Speicherring BESSY II (Berliner Synchrotronstrahlungslabor) des Helmholtz-Zentrums Berlin an der BAMline [1] über 180° unter 720 Projektionswinkeln (10 s pro Projektion) tomographiert. Unter Verwendung eines Doppel-Multilayer-Monochromators ($150 \times (1.2 \text{ nm Si} + 1.68 \text{ nm W})$) wird die annähernd parallele, breitbandige Synchrotronstrahlung auf 60 keV monochromatisiert (Bandbreite 2%, $\mu_{\text{ZrO}_2}(60 \text{ keV}) = 17.77 \text{ cm}^{-1}$ [2]). Zur Umwandlung in sichtbares Licht dient ein $7 \mu\text{m}$ dicker Y₃Al₅O₁₂:Ce (YAG) Szintillator [1]. Hinter einem Mikroskopobjektiv (Rodenstock TV-Heliflex, $f = 50 \text{ mm}$, NA = 0.45, 3.6 \times) detektiert eine Princeton Instruments CCD camera VersArray: 2048B (2048×2048 Pixel) mit Nikon Nikkor 180/2.8 ED Objektiv als nachgestellte Optik das sichtbare Licht. Die effektive Pixelgröße beträgt $3.72 \mu\text{m}$.

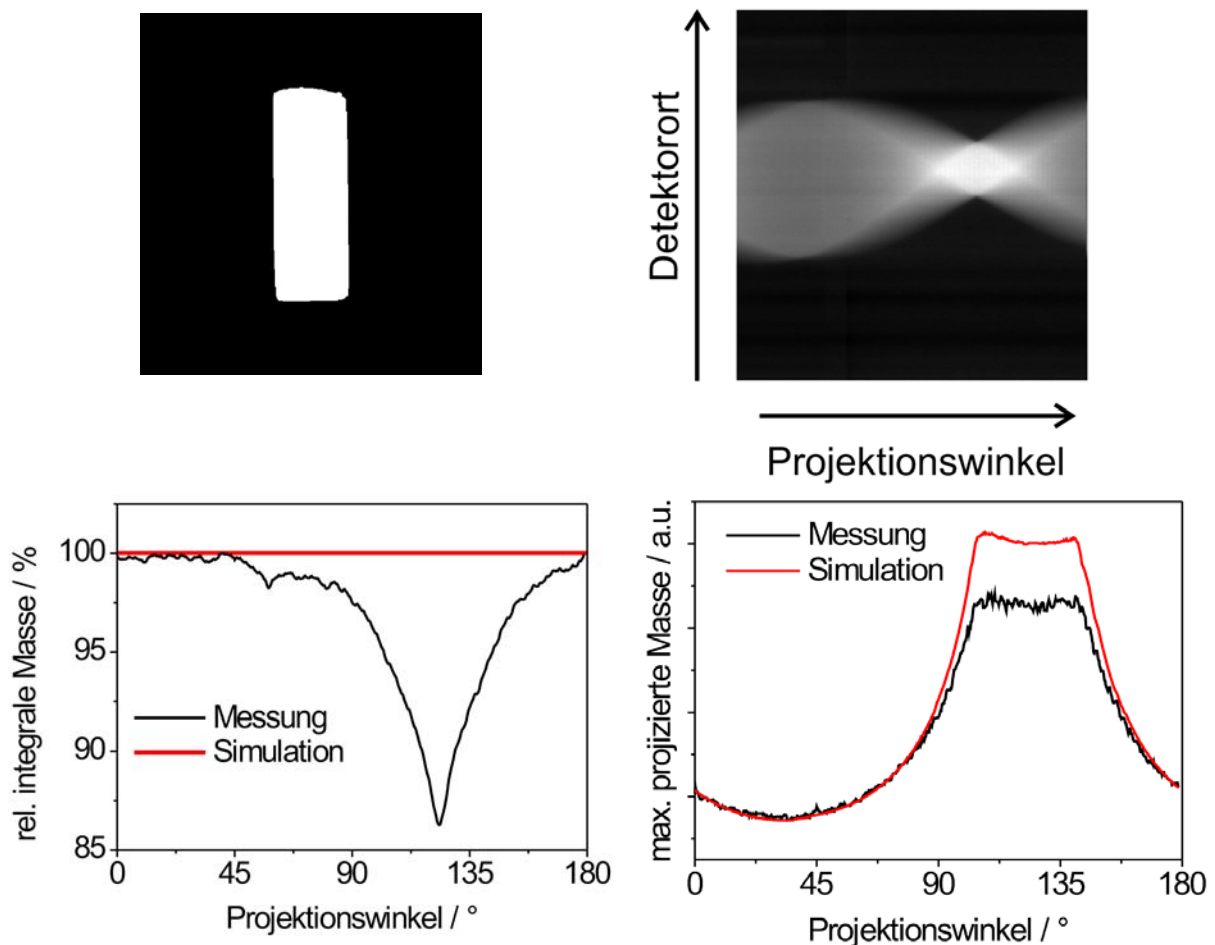


Abb. 1: Repräsentativer Querschnitt durch die ZrO₂-Probe (Simulation, links oben) sowie das entsprechende „Massesinogramm“ über 180° (Messung, rechts oben). Die Auftragung der integralen Masse über dem Projektionswinkel (links unten) zeigt eine Abweichung von bis zu 14% von der physikalisch geforderten Massenerhaltung im Winkelbereich um 120° , in dem die lange Kante des „Rechtecks“ in Strahlrichtung zeigt. Dies korrespondiert lokal mit einer Abweichung der maximalen projizierten Massen (rechts unten).

Abb.1 (oben) zeigt einen schematischen Probenquerschnitt sowie das „gemessene Masse-sinogramm“. Die Umrechnung der Intensitätsmesswerte in „Masse“ wurde dabei gemäß dem Lambert-Beer'schen Gesetz

$$(\mu * D)(\mathbf{r}) = \int \mu(\mathbf{r}, z) dz = \ln(I_0(\mathbf{r}) / I(\mathbf{r})) \quad (1)$$

ausgeführt. Im Folgenden wird „Masse“ als Synonym für die Größe $\mu * D$ als Produkt aus dem Schwächungskoeffizienten μ und der durchstrahlten Länge D in Durchstrahlungsrichtung z verwendet. $I(\mathbf{r})$ und $I_0(\mathbf{r})$ bezeichnen die Intensitäten der Proben- und der Leermessung am Bildpunkt \mathbf{r} .

Das Massesinogramm weist zwei Auffälligkeiten auf:

- (i) Die integrale Masse, d.h. das Integral über jede Sinogrammzeile, ist keine Erhaltungsgröße über dem Projektionswinkel. Sie weicht bei großen Durchstrahlungslängen um bis zu 14 % von einer Konstanten ab (Abb. 1, unten links).
- (ii) Wegen der Probenhomogenität

$$\mu(\mathbf{r}, z) = \mu_0, \quad \int \mu(\mathbf{r}, z) dz = \mu_0 * D(\mathbf{r}) \quad (2)$$

muss die maximale projizierte Masse proportional zur maximalen Durchstrahlungslänge sein. Im Falle des als Rechteck (Kantenlängen a, b) simulierten Probenquerschnitts ergeben sich zwischen den Projektionen der Diagonalen ($\varphi = \arctan(a/b) + \varphi_0$) einfache Abhängigkeiten der Form $a/\cos(\varphi - \varphi_0)$ bzw. $b/\cos(\varphi - \varphi_0)$. Davon werden über dem Projektionswinkel nicht vernachlässigbare Abweichungen beobachtet; am stärksten im Falle großer Durchstrahlungslängen und geringer projizierter Querschnittslänge (Abb. 1, unten rechts).

Damit sind die Mindestanforderungen an CT-Eingangsdaten verletzt; die Rekonstruktion muss systematische Fehler aufweisen.

2. Abweichungen vom Absorptionsgesetz – Ein Grundversuch

Zur systematischen Untersuchung des beschriebenen Effekts wird das (gemessene) Absorptionsverhalten von gestapelten Folien betrachtet. Hier beträgt die verwendete Energie 15 keV. Der Fluoreszenzschirm besteht aus 50 μm CdWO_4 auf YAG-Substrat.

Als Modellproben wurden 12.5 μm dicke Zinnfolien ausgewählt. Die Anzahl der Folien wird dabei sukzessiv von 1 auf 8 erhöht. Der Schwächungskoeffizient von Zinn ($Z=50$, $\rho=7.3 \text{ g/cm}^3$) beträgt bei 15 keV $\mu_{\text{Zn}}=34.05 \text{ mm}^{-1}$ [2]. Eine Folie schwächt den Strahl also um $\exp(-0.425) = \exp(-(\mu * D)_0)$. Gilt also die Additivität gemäß Gleichung (2), muss bei Erhöhung der Anzahl der Folienlagen N der Exponent einer linearen Abhängigkeit der Form $(\mu * D)(N) = N * (\mu * D)_0$ gehorchen. Dies wird im Folgenden anhand der Mittelwerte der Proben- und Leermessung als *integrales Kriterium* überprüft.

Zudem wird in der beschriebenen Messaufstellung eine vertikale Untergrundmodulation der Primärstrahlung, die vom Monochromator verursachten „Multilayerstreifen“, beobachtet. Da Proben- und Leermessung zeitnah (unmittelbar nacheinander) erfolgen, können zeitliche Änderungen dieser Modulation vernachlässigt werden. Als *lokales Kriterium* für die Anwendbarkeit des Lambert-Beer'schen Gesetzes wird deshalb überprüft, ob das Transmissionsbild $T(\mathbf{r}) = I(\mathbf{r}) / I_0(\mathbf{r})$ frei von „Multilayerstreifen“ ist.

2.1 Volle Detektorbedeckung

Im ersten Teilversuch wurden die Zinnfolien so groß geschnitten, dass ihre Projektionen die gesamte Detektorfläche bedecken.

Sowohl das lokale als auch das integrale Kriterium sind in guter Näherung erfüllt: das Transmissionsbild ist von Modulationen und lokalen Detektorfehlern bereinigt (Abb. 2, links). Dies wird durch die Betrachtung der Varianzen σ numerisch belegt: $\sigma(I(\mathbf{r})) \sim 15\%$ übersteigt die für eine mittlere Zählrate von 950 counts abgeschätzten 3% deutlich; die Untergrundmodulationen bestimmen also die Varianz. Dagegen weist das Transmissionsbild lediglich eine Varianz von 2.4% auf.

Die lineare Abhängigkeit $(\mu^*D)(N) = N^*(\mu^*D)_0$ ist ebenfalls erfüllt (Abb. 2, rechts). Das mittlere $(\mu^*D)_0$ ergibt sich in guter Näherung zum oben angegebenen tabellierten Wert zu $0.430(2)$, $\mu = 34.4 \text{ mm}^{-1}$. Die Abweichung von 1% liegt in Dickenabweichungen der Einzelfolien begründet.

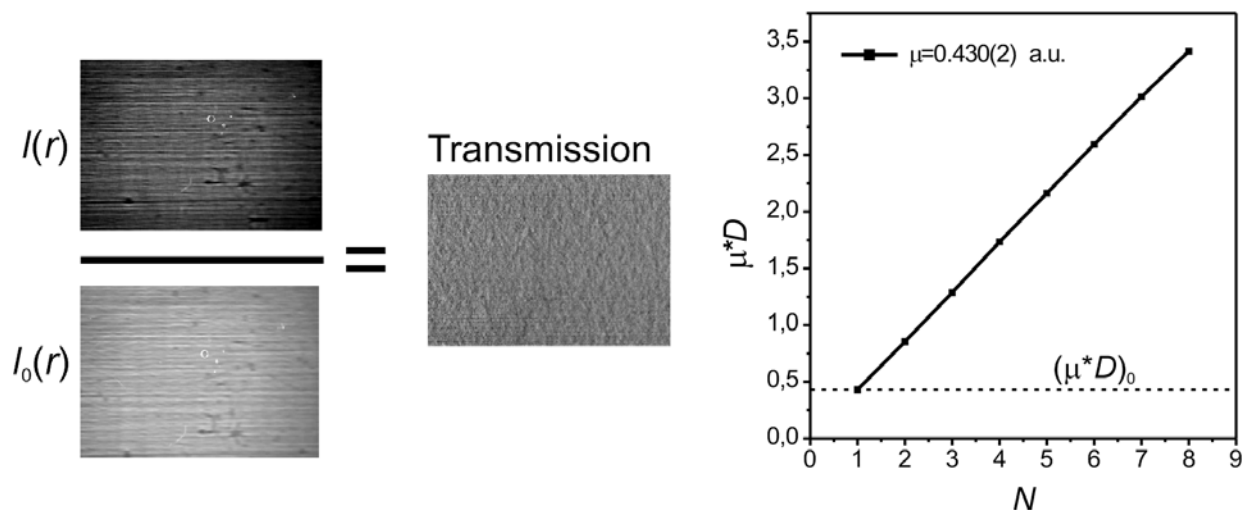


Abb. 2: Links: bei voller Bedeckung der Detektorfläche (Fluoreszenzschirm) mit einem homogenen Absorber (hier: $5 \times 12.5 \mu\text{m}$ Zinn) werden im konventionell berechneten Transmissionsbild (nach Abzug des Dunkelstroms) die „Multilayerstreifen“ beseitigt. Rechts: Das logarithmierte Integral über die Transmissionsbilder ergibt für sukzessive Stapelung eine lineare Abhängigkeit $N^*(\mu^*D)_0$ der gemessenen Schwächung von der Anzahl N der Zinnfolien.

2.2 Partielle Detektorbedeckung

Im zweiten Teilversuch wurden die Zinnfolien so beschnitten, dass sie nur etwa auf die Hälfte des Fluoreszenzschirms projiziert wurden.

Abb. 3 zeigt, dass die Anwendung des konventionellen Lambert-Beer'schen Gesetzes aus lokaler und integraler Sicht zu mangelhaften Resultaten führt. Der Ausschnitt des Transmissionsbildes aus dem Probenbereich weist deutliche Modulationen auf. Der aus dem gleichen Ausschnitt beschaffte Verlauf $(\mu^*D)(N)$ kann nicht als lineare Funktion beschrieben werden. Insbesondere weicht (μ^*D) mit wachsender Absorberdicke (auch relativ) immer stärker von $N^*(\mu^*D)_0$ ab; die Intensität wird also zu groß gemessen.

Abb. 4 vergleicht kumulative Querschnitte der Proben- und Leermessung. Während also die Intensität im Probenbereich überhöht ist, verdeutlicht der vergrößerte Ausschnitt der Kurven, dass außerhalb des Probenbereichs der umgekehrte Effekt auftritt: die Leermessung weist eine größere Intensität (hier etwa 2%) auf.

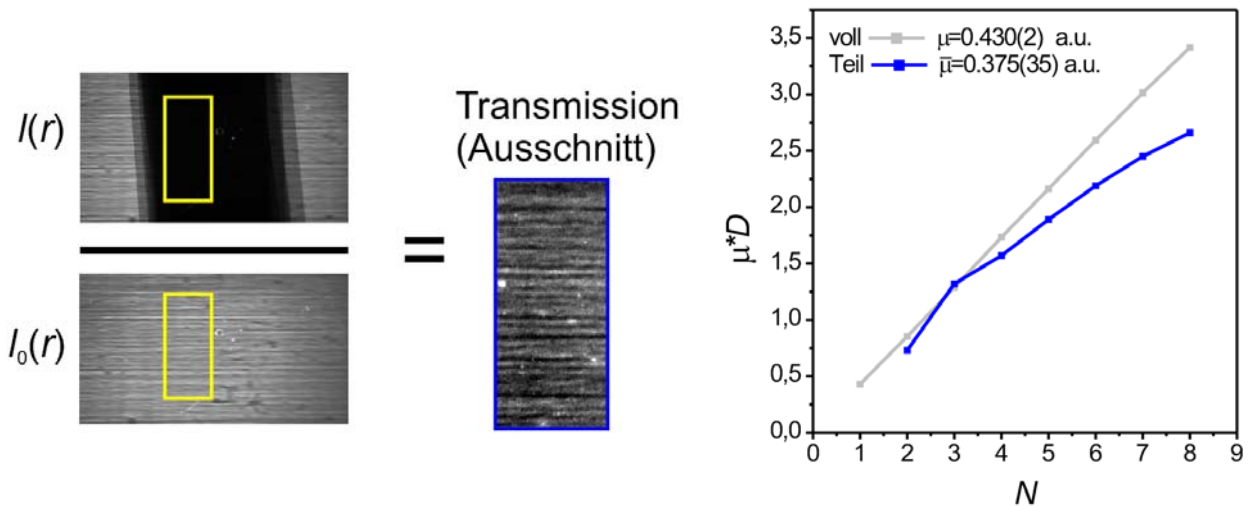


Abb. 3: Links: bei Teilbedeckung der Detektorfläche mit einem homogenen Absorber ($5 \times 12.5 \mu\text{m}$ Zinn) bleiben im von der Probe bedeckten Ausschnitt des konventionell berechneten Transmissionbildes die „Multilayerstreifen“ erhalten. Rechts: Das logarithmierte Integral über ebendiese Ausschnitte der Transmissionbilder zeigt für sukzessive Stapelung deutliche Abweichungen vom linearen Verlauf der berechneten Schwächung (blau) als Funktion von N , wie für die Vollbedeckung beobachtet (grau, wie in Abb. 2, rechts).

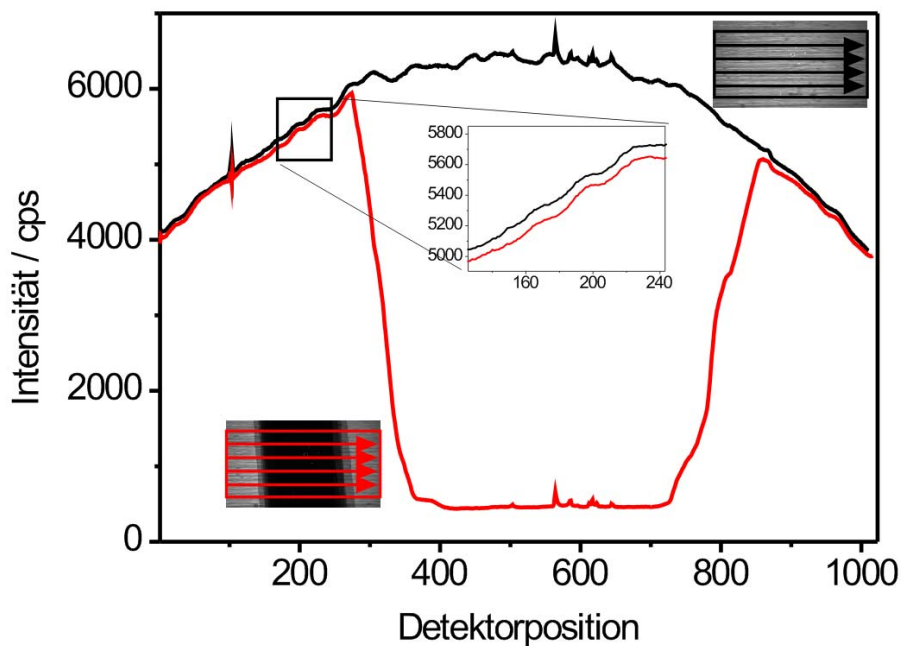


Abb. 4: Kumulative horizontale Querschnitte durch Proben- (rot) und Leermessung (schwarz): außerhalb der Probe ist $I_{\text{mess}} < I_{\text{leer}}$ (ca. 2%, siehe Inset, im Gegensatz zu dem Befund in Abb. 3 innerhalb der Probe $I_{\text{mess}} > I_{\text{leer}} * e^{-N * (\mu * D)_0}$).

3. Lösungsansatz: Homogenes Hinterleuchten - integrale Näherung

Nach dieser phänomenologischen Beschreibung wird nun nach einer Erklärung und nach Möglichkeiten zur Korrektur gesucht.

Die partielle Nivellierung der lokalen Intensität (d.h. Übergewichtung kleiner und Untergewichtung großer Intensität) in der Probenmessung legt eine partielle Umverteilung der Fluoreszenzintensität vom Anregungsort in seine Umgebung nahe (Abb. 5). Dieses

Phänomen sei als „Hinterleuchten“ bezeichnet. In erster Näherung wird das Hinterleuchten als homogen angenommen, d.h. die Umverteilung eines Anteils der lokalen Intensität auf den gesamten Leuchtschirm (im Messsignal: auf alle Detektorpixel). Dieser Anteil α sei unabhängig von Ort und Intensität der Anregung und betrifft Proben- und Leermessung gleichartig. Beide werden also additiv um den *gleichen* Anteil ihres Mittelwertes korrigiert:

$$I_{corr}(\mathbf{r}) = I(\mathbf{r}) - \alpha \bar{I}, \quad I_{0,corr}(\mathbf{r}) = I_0(\mathbf{r}) - \alpha \bar{I}_0 \quad (3)$$

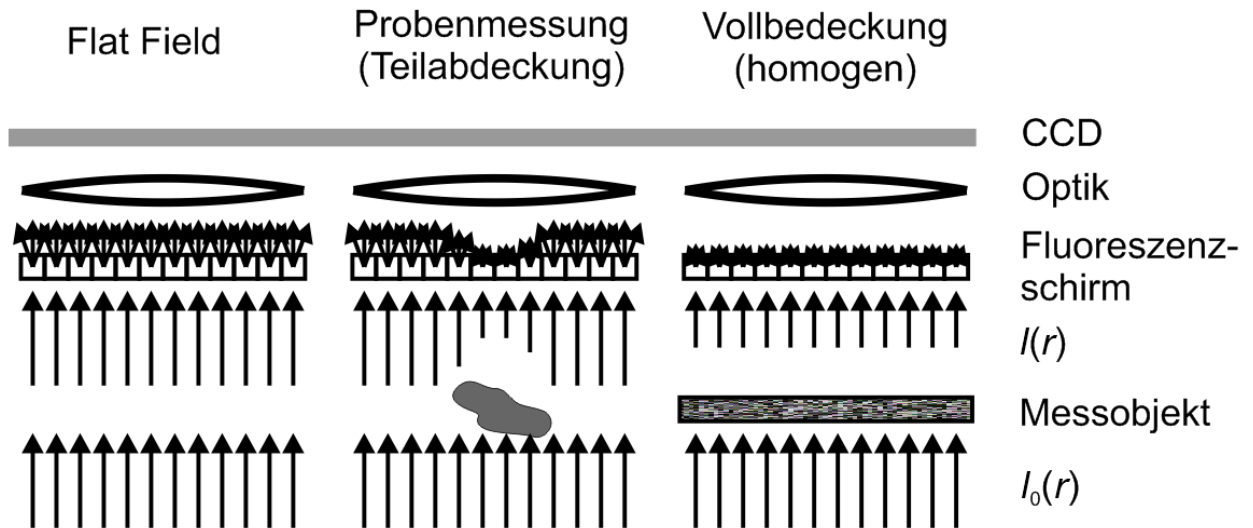


Abb. 5: Prinzipskizze zum Hinterleuchten: Von jedem Detektorort wird die lokale Fluoreszenzintensität partiell diffus umverteilt (dargestellt an drei Messsituationen). Die Intensität wird hier durch die Pfeillänge symbolisiert.

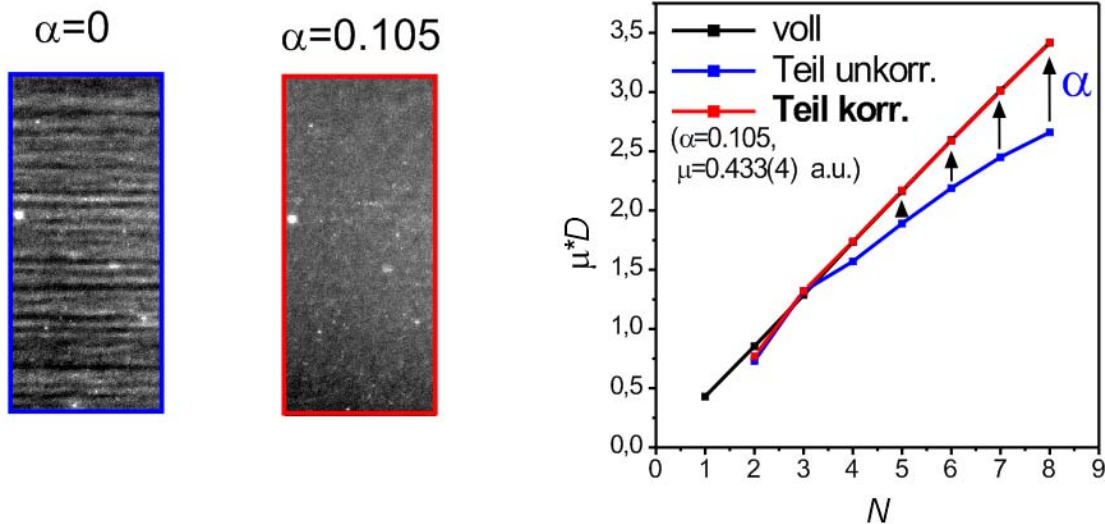


Abb. 6: Auswirkungen der vorgeschlagenen integralen Korrektur des Hinterleuchtens. Mit einem optimierten Parameter α von 10.5% werden sowohl die „Multilayerstreifen“ aus dem Transmissionsbildausschnitt entfernt (links), als auch die integrale Gültigkeit des Lambert-Beer’schen Gesetzes wiederhergestellt, indem die Abhängigkeit $(\mu \cdot D)(N)$ (rote Kurve) wieder die lineare Form $N \cdot (\mu \cdot D)_0$ annimmt (rechts).

Mit diesen modifizierten Messsignalen kann in völliger Analogie zum Lambert-Beer'schen Gesetz geschrieben werden:

$$(\mu^* D)(\mathbf{r}) = \ln\left(\frac{I_{0,corr}(\mathbf{r})}{I_{corr}(\mathbf{r})}\right) = \ln\left(\frac{I_0(\mathbf{r}) - \alpha \bar{I}_0}{I(\mathbf{r}) - \alpha \bar{I}}\right). \quad (4)$$

Wie Abb. 6 zeigt, gelingt es mit einem geeigneten Wert α , sowohl dem lokalen als auch dem integralen Kriterium für die Anwendbarkeit des nunmehr modifizierten Gesetzes für den teilweise abdeckenden Zinnfolienstapel hervorragend zu genügen. Die im unkorrigierten ($\alpha=0$) Transmissionsbild (Probenausschnitt) verbliebenen Modulationen der Primärstrahlung sind im modifizierten Bild ($\alpha=0.105$) nicht erkennbar. Mit festem α wird die unkorrigierte Kurve $(\mu^* D)(N)$ (blau) in die lineare Abhängigkeit überführt (rot). Zur Optimierung des Parameters α wurde als einzige Zwangsbedingung $\min(\text{var}((\mu^* D)/N))$, d.h. eine minimale Krümmung der Kurve in Abb. 6 rechts, eingeführt. Der physikalisch sinnvolle Schwächungskoeffizient $\mu=34.6 \text{ mm}^{-1}$ ergibt sich zwanglos. Wie in späteren Arbeiten zu zeigen, gilt dies auch für die Vorgabe einer bekannten Durchstrahlungslängenverteilung einer Radiographie, wobei durch alleinige Minimierung der Varianz Fehlweisungen des Schwächungskoeffizienten bis zu 20% korrigiert werden.

Der Ansatz eines homogenen Hinterleuchtens schließt trivial die Erklärung ein, warum die Anwendung des konventionellen Gesetzes im Fall der Vollabdeckung zu befriedigenden Ergebnissen führt. Die ortsrichtige Intensität wird durch diffuse Hintergrundintensität nicht bzw. an jedem Ort gleichartig (und damit im Quotienten nicht abbildbar) modifiziert. Damit kann Gleichung (4) mit beliebigem $\alpha < 1$, incl. $\alpha=0$, angewandt werden.

Dieses Verfahren schließt keine örtlichen Variationen des Hinterleuchtens ein. Details der Messung zeigen jedoch, dass solche auftreten. Dass beispielsweise die Differenz $I_{leer} - I_{mess}$ in Abb. 4 mit wachsendem Abstand vom Probenbereich fällt, kann in einem integralen Ansatz nicht berücksichtigt werden.

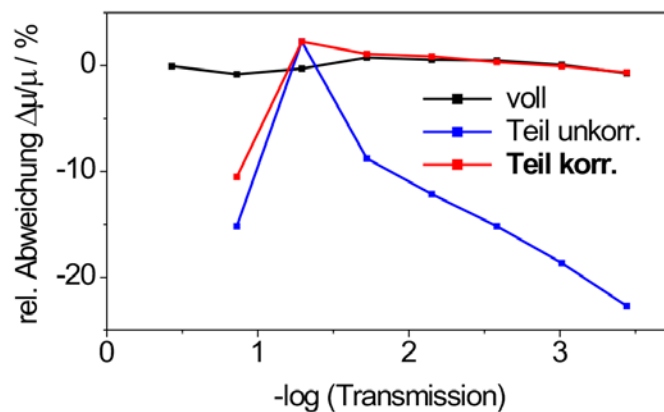


Abb. 7: Prozentuale Abweichung des berechneten Schwächungskoeffizienten als Funktion von $\mu^* D$.

4. Zusammenfassung

Der Effekt des *Hinterleuchtens*

- beschreibt eine diffuse Umverteilung der gemessenen Intensität,
- bedingt Fehler des gemessenen Schwächungskoeffizienten von mehreren 10% (siehe Abb. 7),

- kann für homogene Proben rechnerisch gut erfasst werden,
- steigt mit verringerter Gesichtsfeldabdeckung,
- wächst mit größerer Probenschwächung (siehe Abb. 7).

Die folgenden *grundsätzlichen Empfehlungen* zielen auf die messtechnische Minimierung des Hinterleuchteffektes bzw. auf die Breitstellung definierter Randbedingungen, die eine rechnerische Korrektur ermöglichen:

- Gesichtsfeldblende hinter Fluoreszenzschirm (verringert die detektierte Streustrahlung),
- Strahlquerschnitt auf Probenquerschnitt begrenzen (verringert die Bilddynamik),
- alternativ: Erfassung des gesamten bestrahlten Bereiches (ermöglicht numerische Korrektur),
- Referenzmessung mit bekannter Probe (Teilabdeckung des Detektors).

Das vorgestellte Korrekturverfahren ist als unabhängig von der Art des Detektors zu betrachten, auch wenn die konkreten Messbeispiele mit einem ausgewählten Detektorsystem ausgeführt wurden. Lediglich das Maß der Fehlweisungen dürfte sich je nach Detektortyp unterscheiden.

Referenzen

- [1] A. Rack, S. Zabler, B.R. Müller, H. Riesemeier, G. Weidemann, A. Lange, J. Goebbels, M.P. Hentschel, W. Görner: High resolution synchrotron-based radiography and tomography using hard X-rays at the BAMline (BESSY II). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **586** (2008) 327–344.
- [2] Datenbank: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/>