

## 2 Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden zunächst die physikalischen Grundlagen der optischen Kohärenztomographie erläutert. In Unterkapitel 2.1 werden die für die OCT relevanten Licht-Materie-Wechselwirkungen beschrieben. Dabei wird der Fokus auf das Lichtverhalten in den Proben gelegt. Das zweite Unterkapitel 2.2 diskutiert die optische Interferometrie und stellt damit die mathematischen Grundlagen für die OCT-Signalgleichungen bereit. Die Signalgleichungen im Orts- und Frequenzraum werden in allen drei Folgekapiteln für die Erläuterungen zu den verschiedenen OCT-Systemen (TDOCT, FDOCT und SFDOCT) benötigt. Im dritten Unterkapitel 2.3 wird schließlich ein Überblick über das Feld der OCT geboten, worin sowohl die Entwicklungsgeschichte wie auch aktuelle Entwicklungstendenzen beschrieben werden. Dies ermöglicht eine Einordnung der vorliegenden Arbeit in das mittlerweile sehr umfangreiche Feld der optischen Kohärenztomographie.

### 2.1 Licht-Materie-Wechselwirkungen

Ein Verständnis der Licht-Materie-Wechselwirkungen ist Voraussetzung für eine klare Vorstellung zur Funktionsweise der optischen Kohärenztomographie. Die Beschreibungen von Wechselwirkungen werden in diesem Unterkapitel weitgehend auf das Lichtverhalten in den Proben beschränkt. Dort treten v.a. die Effekte der Reflektion und Brechung, der Streuung, der Absorption und der Dispersion auf. Sie beeinflussen die Bildqualität teils erheblich und sind für eine Vielzahl an Bildeigenschaften verantwortlich.

#### 2.1.1 Reflektion

Die Lichtreflektion tritt bei einem Übergang zweier Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes  $n$  auf. Der Index  $n$  bezeichnet die optische Dichte des jeweiligen Materials

und bestimmt die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c_{Medium}$  des Lichtes im jeweiligen Medium antiproportional über  $c_{Medium} = c_0/n$ . Hierbei ist  $c_0$  im Folgenden die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. In der Tabelle 2.1 sind für beispielhafte Medien die entsprechenden Brechungsindizes angegeben.

Medium	$n$	Medium	$n$	Medium	$n$
Luft	1	Terpentin	1,47	Bernstein	1,55
Wassereis	1,31	Plexiglas	1,51	Diamant	2,42
Wasser	1,33	Kronglas	1,52	Galliumphosphid (GaP)	3,50

**Tabelle 2.1:** Brechungsindizes bei 589,3nm [1]

Aufgrund der geringeren Ausbreitungsgeschwindigkeit im dichten Medium wird bei gleichbleibender Lichtfrequenz  $\nu$  auch die Wellenlänge  $\lambda_{Medium}$  kleiner. Die Variable  $k$  (Wellenzahl, Betrag des Wellenvektors  $\vec{k}$ ) wird hingegen größer.

$$k_{Medium} = \frac{2\pi}{\lambda_{Medium}} = \frac{2\pi\nu}{c_{Medium}} \quad (2.1)$$

Die Einheit von  $k$  ist  $m^{-1}$  und die zueinander orthogonalen Koordinaten  $k_x$ ,  $k_y$  und  $k_z$  bilden den *reziproken Ortsraum*. Hierbei ist  $k_z$  die Kreiswellenzahl in Lichtausbreitungsrichtung und wird der Einfachheit halber im Folgenden  $k$  genannt. Trifft monochromatisches Licht nun senkrecht auf einen Brechungsindexübergang zweier Medien mit den Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$ , so berechnet sich der reflektierte Leistungsanteil  $R$  zu

$$R = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2. \quad (2.2)$$

Der Übergang des Brechungsindex bestimmt demnach die Höhe von  $R$  quadratisch. Ein Übergang von Glas ( $n_G = 1,5$ ) nach Luft ( $n_L = 1,0$ ) weist eine Reflektion von rund 4% auf, der Übergang von Luft nach Wasser entsprechend 2,0%. (Humanes) Gewebe besteht in vielen Fällen zum größten Teil aus Wasser, welches mit einem Brechungsindex von 1,33 das theoretische Minimum vom Brechungsindex biologischer Materialien darstellt [2]. Eine Wasserkonzentration von 70% für eine Probe angenommen, betrüge ihr durchschnittlicher Brechungsindex  $\bar{n}_P$  etwa 1,37 und würde bei senkrechtem Lichteinfall aus der Luft an einer ideal glatten Oberfläche etwa 2,4% reflektieren. Die Epidermis,

also die Hornhaut, besteht an der Oberfläche aus abgestorbenen, zu einem guten Teil ausgetrockneten Hautzellen. Hier ist daher eine etwas höhere Reflektion etwa um 3% an einer als ideal glatt angenommenen Oberfläche zu erwarten. Die folgende Tabelle 2.2 stellt verschiedene humane Gewebearten samt Brechungsindizes und Reflexionsanteilen an idealen Luftgrenzflächen gegenüber.

Medium	$n$	$R$
Wasser	1,33	2,0%
Graue Hirnmasse	1,36	2,3%
Weißer Hirnmasse	1,38	2,5%
Blutgefäße	1,36-1,39	2,3-2,7%
Blut	1,40	2,8%
Subkutanes Fett	1,44	3,3%
Fingernagel	1,51	4,1%
Hornhaut (Stratum Corneum)	1,55	4,7%
Zahnschmelz	1,62	6,0%

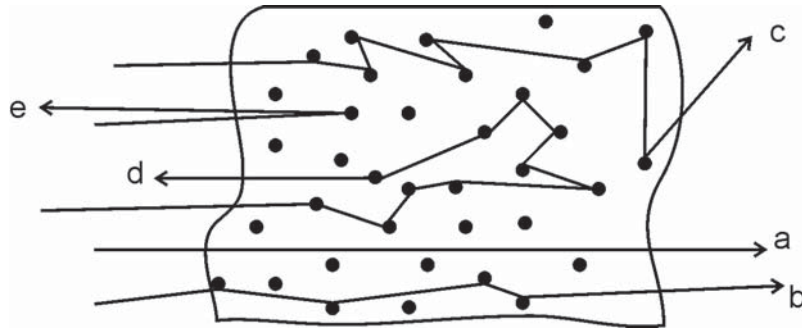
**Tabelle 2.2:** Brechungsindizes von Geweben ( $456nm - 1064nm$ ) [2] und deren Reflektivität

Die Reflektion ist anschaulich erklärbar mit der klassischen Strahlengeometrie. Die nachfolgenden Wechselwirkungen Streuung und Absorption werden jedoch mit der Teilcheneigenschaft des Lichtes erläutert. Natürlich können alle drei Erscheinungen aber auch mit Wellengleichungen beschrieben werden. Weiterführende Literatur zur klassischen Strahlengeometrie und zum Welle-Teilchen-Dualismus finden sich in [1, 3].

### 2.1.2 Streuung

Die Betrachtung von vielen Photonen, die in Wechselwirkung mit vielen willkürlich verteilten Atomen treten, ist eine Erweiterung des Modells der Reflektion mit glatten Oberflächen. Die meisten biologischen Proben weisen jedoch keine glatten Oberflächen auf, weshalb bei ihnen eine Betrachtung aus dem Blickwinkel der Streuung wesentlich sinnvoller ist [4–10]. Die Streuung kann beschrieben werden als elektromagnetische Anregung eines Teilchens mit anschließender Abstrahlung eines elektromagnetischen Feldes [11, 12]. Trifft ein Feld auf ein Teilchen eines Mediums, findet dort entweder eine elastische oder eine inelastische Streuung (ohne bzw. mit Energieverlust) statt. Hierbei

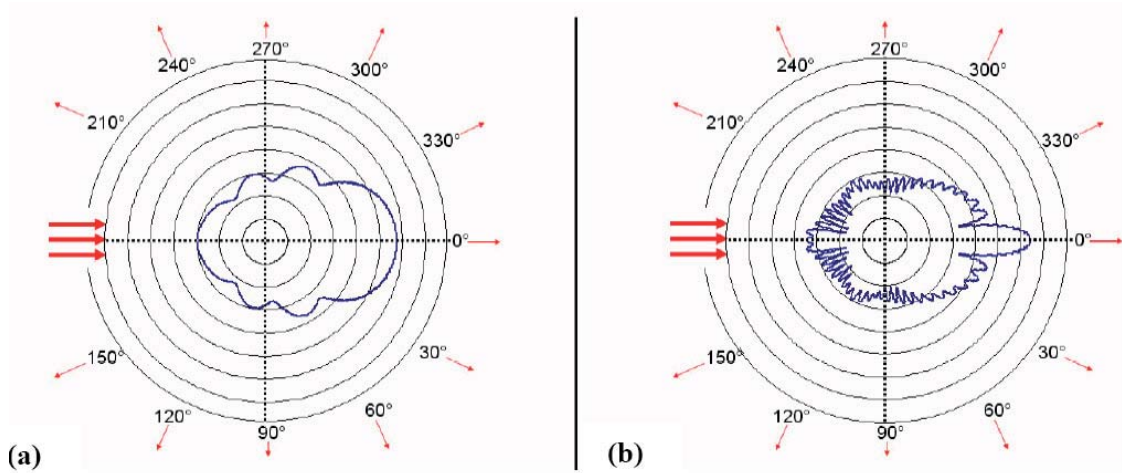
ist die Absorption der Spezialfall des vollständigen Energieverlustes der inelastischen Streuung. Bei senkrechtem Lichteinfall ist die Reflektion der Spezialfall von gestreuten, in sich zurücklaufenden Photonen. Generell können Photonen von den Teilchen des Mediums in alle Raumrichtungen gestreut werden. In Abb. 2.1 sind die verschiedenen grundlegenden Möglichkeiten von Photonenlaufwegen skizziert.



**Abbildung 2.1:** Ballistische (a), schlangenartige (b), diffus transmittierende (c), diffus zurückgestreute (d) und reflektierte (e) Photonen [13]

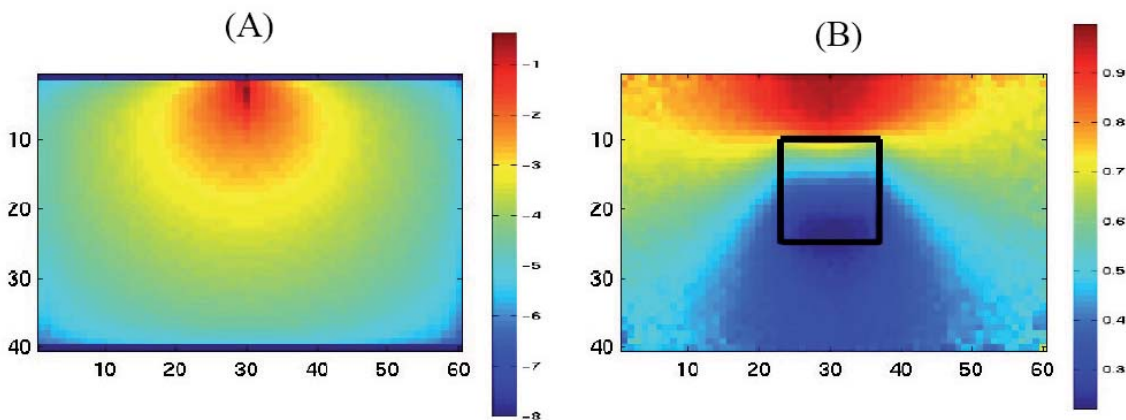
Ballistische Photonen durchlaufen das Medium vollständig ohne gestreut zu werden und sind bei dickeren streuenden Proben äußerst selten. Photonen mit schlangenartigem Verlauf zeichnen sich durch eine Reihe von Streuungen aus, die die Richtung der Photonen nur leicht ändern. Diffus gestreute Photonen haben eine oder mehrere starke Winkeländerungen erfahren. Reflektierte Photonen sind ein Spezialfall der diffus gestreuten Photonen mit einer einmaligen Winkeländerung von  $180^\circ$ . Werden nun ganze Photonenensembles betrachtet, so kann ihre Streuwinkelverteilung an einem einzelnen Streuer, an einer Grenzschicht aus einer Reihe von Streuern oder an einer Substanzschicht mit definierten Streueigenschaften (Atomdichte, Atomgrößen, Atomverteilung) betrachtet werden. An einem einzelnen Streuer (Schaumstoff-Mikrokügelchen) ist die typische Streuwinkelverteilung in Abb. 2.2 skizziert.

Der größte Teil der Photonen durchläuft somit den Streuer ohne bzw. mit nur einer geringen Winkeländerung (schlangenartige bzw. ballistische Photonen). Die Zahl der in sich zurückgestreuten Photonen ( $180^\circ$ ) ist dabei relativ gering. Auffällig ist hierbei die starke Abhängigkeit des Winkelstreuerverhaltens von der Größe des einzelnen Streuers. Die Erweiterung des Modells hin zu vielen Streuern liefert das simulierte Streuverhalten



**Abbildung 2.2:** Beispielhafte Streuwinkelverteilung (logarithmisch) an kugelförmigen Polyesterolstreuern mit  $1\mu m$  (a) und  $5\mu m$  (b) Durchmesser in Wasser [14]

einer Probenschicht. Dieses kann durch eine *Monte-Carlo-Simulation* [15, 16] berechnet werden und ist zur Veranschaulichung beispielhaft in Abb. 2.3 gezeigt.



**Abbildung 2.3:** Monte-Carlo-Simulation im homogenen Medium ohne (A) und mit Absorber (B, schwarzer Kasten) [17]

Ist die Streuerdichte einer Substanz entsprechend hoch und damit die mittlere freie Weglänge (mean free pathlength)  $l_{mfp}$  des Photons zwischen zwei Streuprozessen gering, so sinkt die Wahrscheinlichkeit einer ballistischen Transmission sehr schnell. Typische Streukoeffizienten  $\mu_s = l_{mfp}^{-1}$  von Geweben liegen bei  $10 - 20mm^{-1}$  und sind von der Wellenlänge abhängig (s. Abb. 2.4).