

AUS DEN SCHRIFTEN VINCENTS

Über das Verhalten des Lichts in lebendem Gewebe

Eine Abhandlung über Radiometrie, Absorption, Streuung und ihre Messung

Aus den Untersuchungen an der Scherbe und den darauf
folgenden Versuchen in Adlerswacht geordnet, ergänzt um die
Beziehungen, die für eine quantitative Beschreibung des Gewebes
erforderlich sind.

INHALT

- I. Von der Vermessung des Lichts
- II. Vom Eintritt des Lichts in Gewebe
- III. Von der Streuung und dem Verlust der Richtung
- IV. Von der Transparenz organisierter Gewebe
- V. Vom optischen Fenster der Haut
- VI. Von ultraviolettem Licht und Melanin
- VII. Von der Messung optischer Gewebeparameter
- Anhang: Ordnung der Beziehungen

Die Reihenfolge folgt dem Weg von der Beschreibung der Strahlung bis zur inversen Bestimmung optischer Gewebeparameter.

ERSTE ABHANDLUNG

Von der Vermessung des Lichts

STRAHLUNG, ENERGIE UND WELLENLÄNGE

WILL man die Wirkung von Licht auf Gewebe verstehen, genügt es nicht, von Helligkeit zu sprechen. Helligkeit ist bereits ein Urteil des Auges. Gewebe besitzt kein solches Urteil; es reagiert auf die Energie, die durch die Strahlung übertragen wird. Die Radiometrie ordnet diese Energie unabhängig von der Wahrnehmung.

Im Quantenbild trägt ein Photon die Energie

$$E_\gamma = h\nu = \frac{hc}{\lambda}.$$

Damit steigt die Energie des einzelnen Photons mit der Frequenz und fällt mit wachsender Wellenlänge. Für biologische Optik ist diese Beziehung vor allem deshalb wichtig, weil kurzwellige Strahlung photochemisch andere Möglichkeiten eröffnet als langwellige Strahlung.

Für die Orientierung reichen zunächst grobe Spektralbereiche: Ultraviolett liegt unterhalb des sichtbaren Lichts, das sichtbare Licht etwa zwischen 400 und 780 nm, daran schließt sich das nahe Infrarot an. Die Grenzen sind Konventionen; entscheidend ist, welche Absorber und Streuer bei einer gegebenen Wellenlänge dominieren.

DIE RADIOMETRISCHE ORDNUNG

Die gesamte Strahlungsenergie sei Q_e . Ihr zeitlicher Durchsatz ist der Strahlungsfluss

$$\Phi_e = \frac{dQ_e}{dt},$$

also eine Leistung mit der Einheit Watt. Sobald die Fläche der Probe eine Rolle spielt, ist der Strahlungsfluss allein unzureichend. Auf der Empfängerseite wird deshalb die Bestrahlungsstärke eingeführt:

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dA} \quad [E_e] = \text{W/m}^2.$$

Die während einer Zeitspanne eingetragene Energie pro Fläche ist die Bestrahlung

$$H_e = \frac{dQ_e}{dA} = \int E_e(t) dt.$$

Bei konstanter Bestrahlungsstärke folgt $H_e = E_e t$.

Auf der Strahlerseite entspricht der flächenbezogenen Größe die spezifische Ausstrahlung

$$M_e = \frac{d\Phi_e}{dA_{\text{Quelle}}}.$$

M_e und E_e besitzen dieselbe Einheit, beziehen sich aber auf verschiedene Seiten des Lichttransports.

Richtungsinformation wird über den Raumwinkel Ω erfasst. Der Strahlungsfluss pro Raumwinkel ist die Strahlstärke

$$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega}.$$

Die Strahldichte verknüpft schließlich Richtung und projizierte Fläche:

$$L_e = \frac{d^2\Phi_e}{dA \cos \theta d\Omega}.$$

Sie ist insbesondere dann bedeutsam, wenn Quellen und optische Systeme hinsichtlich ihrer Fähigkeit verglichen werden, Leistung in einem kleinen räumlichen und winkelmäßigen Bereich zu konzentrieren.

Größe	Symbol	Einheit	physikalischer Bezug
Strahlungsenergie	Q_e	J	Energie der Strahlung
Strahlungsenergiedichte	$w_e = dQ_e/dV$	J/m ³	Energie pro Volumen
Strahlungsfluss	$\Phi_e = dQ_e/dt$	W	Energie pro Zeit
spezifische Ausstrahlung	M_e	W/m ²	Fluss pro Emitterfläche
Bestrahlungsstärke	E_e	W/m ²	Fluss pro Empfängerfläche
Bestrahlung	H_e	J/m ²	Energie pro Empfängerfläche
Strahlstärke	I_e	W/sr	Fluss pro Raumwinkel
Strahldichte	L_e	W/(m ² sr)	Fluss pro Raumwinkel und projizierter Fläche

VON DER PHOTOMETRIE

Die Photometrie übernimmt diese geometrische Ordnung, bewertet die Strahlung jedoch nach der spektralen Empfindlichkeit des menschlichen Auges. Für monochromatische Strahlung kann etwa der Lichtstrom aus dem radiometrischen Strahlungsfluss berechnet werden:

$$\Phi_v = K_m V(\lambda) \Phi_e.$$

Bei einem Spektrum ist die Gewichtung über die Wellenlänge zu integrieren:

$$\Phi_v = K_m \int \Phi_{e,\lambda}(\lambda) V(\lambda) d\lambda.$$

Der standardisierte photopische Maximalwert ist $K_m = 683 \text{ lm/W}$ bei 555 nm.¹

Damit wird aus dem Strahlungsfluss der Lichtstrom, aus der Bestrahlungsstärke die Beleuchtungsstärke, aus der Strahlstärke die Lichtstärke und aus der Strahldichte die Leuchtdichte. Diese Größen dürfen trotz analoger Geometrie nicht vermischt werden: die einen beschreiben Energieübertragung, die anderen visuelle Wirksamkeit.

Für Tagesehen wird die photopische Empfindlichkeitsfunktion $V(\lambda)$ verwendet. Bei skotopischem Sehen verschiebt sich die spektrale Empfindlichkeit zur Funktion $V'(\lambda)$, weil dann im Wesentlichen die Stäbchen bestimmen, welche Wellenlängen besonders wirksam erscheinen.

EIN BEISPIEL ZUR GRÖßENORDNUNG

Treffen 2 W auf 4 cm² = 4 · 10⁻⁴ m², so folgt

$$E_e = \frac{2}{4 \cdot 10^{-4}} = 5.0 \cdot 10^3 \text{ W/m}^2.$$

¹Die bereitgestellte Vorlesungsfolie verwendet 685 lm/W. Für die inhaltliche Korrektheit wird hier der CIE/SI-Standardwert 683 lm/W verwendet; der Folienwert sollte für die Prüfung als kursinterne Abweichung wiedererkannt werden.

Radiometrische Größe	photometrische Entsprechung	Einheit
Strahlungsenergie Q_e	Lichtmenge Q_v	lm s
Strahlungsfluss Φ_e	Lichtstrom Φ_v	lm
spez. Ausstrahlung M_e	spez. Lichtausstrahlung M_v	lm/m ²
Bestrahlungsstärke E_e	Beleuchtungsstärke E_v	lx
Bestrahlung H_e	Belichtung H_v	lm s/m ²
Strahlstärke I_e	Lichtstärke I_v	cd
Strahldichte L_e	Leuchtdichte L_v	cd/m ²

Wirkt diese Bestrahlungsstärke 30 s, beträgt die Bestrahlung

$$H_e = 1.5 \cdot 10^5 \text{ J/m}^2.$$

Der Zahlenwert wird groß, weil eine kleine Fläche verwendet wird. Eben dies zeigt, weshalb Quelle, Fläche und Dauer in der Gewebsoptik getrennt beschrieben werden müssen.

ZWEITE ABHANDLUNG

Vom Eintritt des Lichts in Gewebe

GRENZFLÄCHEN UND BRECHUNG

Trifft Licht auf eine Gewebeoberfläche, konkurrieren Reflexion, Brechung und Transmission mit den Prozessen im Inneren des Materials. Der Brechungsindex

$$n = \frac{c_0}{v}$$

beschreibt die verlangsamte Phasenausbreitung im Medium. An einer idealen Grenzfläche gilt das Snelliussche Brechungsgesetz

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2.$$

Für senkrechten Einfall zwischen zwei nicht absorbierenden Medien ergibt sich der Fresnel-Reflexionsgrad

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

Reales Gewebe ist jedoch rau, heterogen und streuend; die Fresnel-Beziehung liefert deshalb den Grenzflächenanteil, nicht die gesamte Remission.

ABSORPTION UND LAMBERT-BEER

Absorption entzieht dem Lichtfeld Energie. Wichtige Gewebeabsorber sind Hämoglobin, Melanin, Wasser, Proteine und Nukleinsäuren. Ihre Spektren unterscheiden sich stark, weshalb jede Angabe zur Absorption an eine Wellenlänge gebunden ist.

Der Absorptionskoeffizient μ_a besitzt die Einheit einer inversen Länge. Für ein homogenes, rein absorbierendes Medium wird der relative Verlust in einer dünnen Schicht dx durch

$$dI = -\mu_a I dx$$

beschrieben. Nach Trennung der Variablen und Integration folgt

$$I(x) = I_0 e^{-\mu_a x}.$$

Die charakteristische Absorptionslänge ist

$$d_a = \frac{1}{\mu_a}, \quad I(d_a) = \frac{I_0}{e} \approx 0.37 I_0.$$

Sie ist keine harte Grenze des Eindringens, sondern eine e-Faltungs-Länge.

In streuendem Gewebe darf dieser Zusammenhang nicht unbesehen auf den gemessenen direkten Strahl übertragen werden. Ein Photon kann aus dem kollimierten Strahl verschwinden, ohne absorbiert worden zu sein. Für den ballistischen Anteil wird deshalb häufig die Extinktion

$$\mu_t = \mu_a + \mu_s$$

verwendet, sodass

$$I_{\text{ball}}(x) = I_0 e^{-\mu_t x}.$$

Die im gestreuten Feld verbliebene Energie ist damit noch nicht verloren; sie hat lediglich ihre ursprüngliche Richtung verlassen.

DRITTE ABHANDLUNG

Von der Streuung und dem Verlust der Richtung

WARUM LICHT DURCHDRINGEN KANN, OHNE EIN BILD ZU TRAGEN

Ein transparentes Fenster und Milchglas können beide einen großen Teil des Lichtes übertragen. Nur beim Fenster bleibt jedoch die Beziehung zwischen Objektpunkt und Ausbreitungsrichtung weitgehend erhalten. Streuung ist daher nicht bloß ein Energieverlust, sondern ein Verlust räumlicher und richtungsmäßiger Information.

In Gewebe entsteht sie aus Brechungsindexinhomogenitäten: Membranen, Zellkerne, Mitochondrien, Kollagenfibrillen, Faserbündel und ganze Zellen bilden Strukturen unterschiedlicher Größe.

STREUKOEFFIZIENT, ANISOTROPIE UND REDUZIERTER STREUUNG

Der Streukoeffizient μ_s gibt an, mit welcher Rate pro Weglänge Photonen aus ihrer aktuellen Richtung gestreut werden. Für den ungestreuten Anteil gilt bei reiner Streuung

$$I_{\text{ball}}(x) = I_0 e^{-\mu_s x}.$$

Die Anzahl der Ereignisse allein beschreibt den Transport aber unvollständig. Biologisches Gewebe streut häufig stark vorwärts. Dies wird durch den Anisotropiefaktor

$$g = \langle \cos \theta \rangle$$

erfasst. Der reduzierte Streukoeffizient

$$\mu'_s = \mu_s(1 - g)$$

gewichtet die Streurrate mit dem Verlust der Vorwärtsrichtung und ist daher für diffusen Lichttransport besonders nützlich.

Beispielsweise ergeben $\mu_s = 10 \text{ mm}^{-1}$ und $g = 0.90$ einen reduzierten Streukoeffizienten von 1.0 mm^{-1} . Die hohe Zahl einzelner Streueignisse ist damit mit einer wesentlich kleineren transportwirksamen Richtungsänderung vereinbar.

RAYLEIGH UND MIE ALS GRENZBILDER

In der Vorlesung wird die Streuung nach der Größe R des Streuers relativ zur Wellenlänge geordnet. Für $R < 0.2\lambda$ dient der Rayleigh-Grenzfall. Dort wächst der Streuquerschnitt stark mit der Größe,

$$\sigma_s \propto R^6,$$

und die Wellenlängenabhängigkeit ist näherungsweise

$$\sigma_s \propto \lambda^{-4}.$$

Rayleigh-Streuung ist nicht streng isotrop; sie ist jedoch wesentlich weniger vorwärtsgerichtet als die Streuung großer Partikel.

	Rayleigh-artig	Mie-artig
Größe	deutlich kleiner als λ	vergleichbar oder größer als λ
Wellenlänge	stark, etwa λ^{-4}	schwächer und strukturiert
Richtung	relativ breit, nahezu /rückwärtssymmetrisch	vor- zunehmend vorwärtsgerichtet
BMO-Bezug	sehr kleine Strukturen	Organellen, Zellen, Kollagenbündel

Erreicht die Streuergröße die Größenordnung der Wellenlänge, wird das Mie-Bild erforderlich. Die Winkelverteilung wird zunehmend vorwärtsgerichtet und kann ausgeprägte Nebenmaxima enthalten. Für sehr große Streuer nähert sich der Streuquerschnitt in der in der Vorlesung verwendeten Näherung einer R^2 -Skalierung.

DER TYNDALL-EFFEKT

Wird der Strahl in einer Suspension von der Seite sichtbar, so gelangt Streulicht aus dem Strahl zum Beobachter. In der Spaltlampenuntersuchung kann dieses Prinzip Zellen oder Protein im Kammerwasser anzeigen, etwa bei entzündlichen Veränderungen. Es handelt sich nicht um eine Abbildung der einzelnen Streuer, sondern um einen Kontrast durch zusätzliche Streuung.

VIERTE ABHANDLUNG

Von der Transparenz organisierter Gewebe

KOLLAGEN ALS STREUER

Kollagen besitzt einen höheren Brechungsindex als die umgebende Grundsubstanz. Die Vorlesung nennt ungefähr $n = 1.42$ für Kollagen und $n = 1.36$ für die Matrix. Eine einzelne Fibrille kann daher streuen. Dennoch ist die Hornhaut im sichtbaren Bereich weitgehend transparent. Die Erklärung liegt nicht in der Abwesenheit von Streuern, sondern in ihrer kollektiven räumlichen Ordnung.

DIE HORNHAUT

Die Fibrillen der Hornhaut sind nur etwa 30–35 nm dick und liegen im Mittel ungefähr 60 nm auseinander. Die von ihnen erzeugten Elementarwellen überlagern sich. Ist die räumliche Verteilung hinreichend homogen und fehlen starke Brechungsindexfluktuationen auf optisch relevanten Skalen, löschen sich seitliche Beiträge weitgehend aus, während die Vorwärtskomponente erhalten bleibt.



homogene Verteilung kleiner Indexkontraste

Die Vorlesung fasst dies als geringe Indexfluktuation auf Skalen größer als etwa $\lambda/2$ zusammen. Die frühere Vorstellung eines perfekt kristallinen Kollagengitters ist dafür nicht erforderlich; eine statistisch hinreichend gleichförmige Anordnung genügt.

SKLERA, GLASKÖRPER UND LINSE

In Sklera und Dermis sind Fibrillendurchmesser, Abstände und Bündelungen unregelmäßiger. Dadurch entstehen stärkere Brechungsindexfluktuationen und entsprechend mehr diffuse Streuung.

Der Glaskörper erreicht Transparenz auf andere Weise: hoher Wasseranteil und nur wenige größere optische Inhomogenitäten. In der Linse sind lange Faserzellen dicht gepackt; ältere Fasern verlieren Zellkerne und Organellen. Lösliche Kristalline erhöhen den Brechungsindex relativ homogen. Wenn diese Proteine aggregieren, entstehen größere Indexinhomogenitäten und damit zusätzliche Streuung – ein wesentlicher optischer Bestandteil der Katarakt.

FÜNFTE ABHANDLUNG

Vom optischen Fenster der Haut

EIN HETEROGENES GEWEBE

Haut enthält kleine und große Streuer zugleich: Organellen, Zellen, Kollagenfibrillen und Kollagenfaserbündel. Ebenso überlagern sich mehrere Absorber, insbesondere Melanin, Hämoglobin und Wasser. Deshalb folgt die Haut weder einem reinen Rayleigh- noch einem einzelnen Mie-Gesetz.

Experimentell zeigt die Vorlesung für die reduzierte Streuung ungefähr

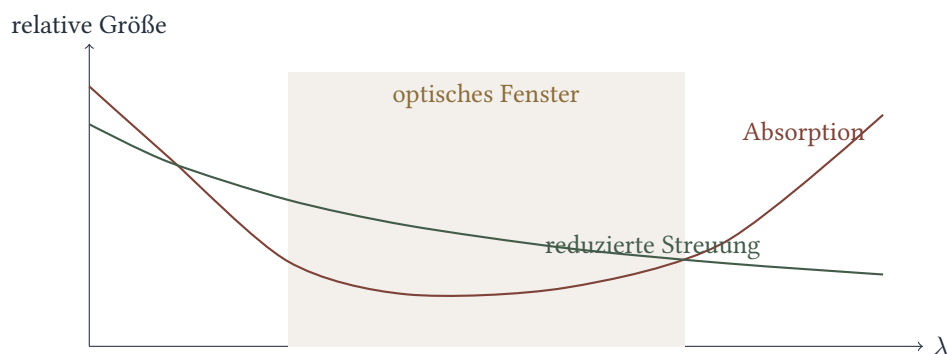
$$\mu'_s \propto \lambda^{-1}.$$

Die Streuung nimmt damit zu längeren Wellenlängen ab, aber wesentlich schwächer als beim idealen Rayleigh-Gesetz.

WARUM EIN FENSTER ENTSTEHT

Im kurzwelligen Bereich begrenzen Biomolekül- und Pigmentabsorption sowie stärkere Streuung die Eindringtiefe. Bei längeren infraroten Wellenlängen steigt die Wasserabsorption. Zwischen diesen Bereichen liegt im Roten und nahen Infrarot ein Spektralbereich vergleichsweise günstiger Lichtausbreitung, das diagnostische optische Fenster.

Das Wort *Fenster* darf nicht mit Transparenz verwechselt werden. Die Absorption ist geringer, doch μ'_s bleibt groß genug, um Richtungsinformation zu zerstören. Licht kann weiter vordringen, ohne dass man deshalb durch das Gewebe hindurchsehen könnte.



Die Kurven sind eine schematische Zusammenfassung der Vorlesungslogik, keine reproduzierten Messdaten.

Die OCT-Aufnahme der Haut bei 1300 nm illustriert diesen Zusammenhang: eine günstige Wellenlänge ermöglicht größere Messtiefe, während Rückstreuung zugleich das Signal liefert und die erreichbare Tiefe begrenzt.

SECHSTE ABHANDLUNG

Von ultraviolettem Licht und Melanin

ABSORPTIONS- UND WIRKUNGSSPEKTRUM

Ein Absorptionsspektrum beschreibt, wie stark ein Molekül Licht unterschiedlicher Wellenlänge aufnimmt. Ein Wirkungsspektrum beschreibt dagegen die Effizienz, mit der dieselben Wellenlängen einen biologischen Endpunkt verursachen. Eine Ähnlichkeit beider Spektren kann auf den beteiligten Chromophor hinweisen, beweist aber nicht, dass Absorption und biologische Wirkung identisch sind.

DNA absorbiert ultraviolette Strahlung und kann dadurch photochemische Schäden erfahren. Welche Folgereaktion eintritt, hängt von den Relaxationswegen des angeregten Zustands und von der biologischen Umgebung ab.

MELANIN ALS SCHUTZSYSTEM

Melanin absorbiert breitbandig. Sein besonderer photophysikalischer Vorteil liegt darin, dass angeregte Zustände sehr schnell über nicht-radiative Wege relaxieren. Die aufgenommene Energie wird damit überwiegend in molekulare Schwingungsenergie und schließlich Wärme überführt. Ein kurzes Lebenszeitfenster vermindert die Wahrscheinlichkeit konkurrierender photochemischer Wege, die reaktive Spezies erzeugen könnten.

Melanin ist zugleich nicht optisch homogen. Melanosomen besitzen Strukturen im Bereich einiger zehn Nanometer, die einen Rayleigh-artigen Streubeitrag erzeugen können. Eine gemessene Extinktion pigmentierter Proben enthält deshalb nicht notwendigerweise nur Absorption.

PIGMENTIERUNG UND AUGE

Stärkere Pigmentierung vermindert die in die Haut eindringende UV-Strahlung. Gleichzeitig ist UV-B an der Vitamin-D-Synthese beteiligt, sodass ein biologischer Zielkonflikt zwischen Photoprotektion und UV-vermittelter Synthese besteht. Die Vorlesung gibt den UV-B-Bereich mit 270–315 nm an; gebräuchliche internationale Definitionen setzen die untere Grenze meist bei etwa 280 nm.

Im retinalen Pigmentepithel reduziert Melanin störende Rückstreuung und zusätzliche Lichtbelastung der Photorezeptoren. In der Iris unterstützt es die optische Abschirmung. Damit besitzt dasselbe Pigment je nach Ort sowohl photophysikalische Schutz- als auch optische Kontrastfunktionen.

SIEBTE ABHANDLUNG

Von der Messung optischer Gewebeparameter

DIE LICHTBILANZ

Eine Probe teilt den einfallenden Lichtanteil in Reflexion, Transmission und Absorption. Die Reflexion setzt sich aus spiegelndem und diffusem Anteil zusammen,

$$R = R_s + R_d,$$

die Transmission aus direktem und gestreutem Anteil,

$$T = T_d + T_s.$$

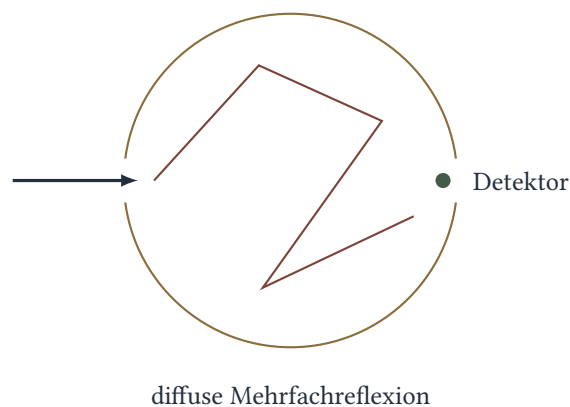
Sind die Größen auf den einfallenden Strahl normiert und werden alle austretenden Anteile vollständig erfasst, folgt aus der Energieerhaltung

$$A = 1 - R - T.$$

Ein einfacher Detektor auf der optischen Achse erfasst bei stark streuenden Proben jedoch nur einen Teil von T_s . Ohne geeignete Sammelgeometrie würde diese fehlende Leistung fälschlich der Absorption zugeschrieben.

DIE ULBRICHTKUGEL

Eine Ulbrichtkugel besitzt eine hoch reflektierende, diffus streuende Innenwand. Licht, das die Probe in unterschiedlichen Richtungen verlässt, wird innerhalb der Kugel vielfach reflektiert und räumlich gemischt. Ein Detektor erfasst dadurch einen Anteil, der wesentlich weniger von der ursprünglichen Austrittsrichtung abhängt.



Eine doppelte Ulbrichtkugel ordnet Reflexions- und Transmissionsseite getrennten Kugeln zu. Dadurch können totale Reflexion und totale Transmission mit ihren diffusen Anteilen wesentlich vollständiger bestimmt werden.

KUBELKA–MUNK ALS INVERSES ZWEIFLUSSMODELL

Aus R , T und der Probendicke d sollen Materialparameter gewonnen werden. Das Kubelka–Munk-Modell beschreibt den Lichttransport durch zwei diffuse Gegenflüsse und führt auf einen Absorptionsparameter K und einen Streuparameter S . Für eine gebräuchliche endliche-Schicht-Form gilt

$$x = \frac{1 + R^2 - T^2}{2R}, \quad y = \sqrt{x^2 - 1},$$

$$S = \frac{1}{y d} \ln \left(\frac{1 - R(x - y)}{T} \right), \quad K = (x - 1)S.$$

2

Für $R = 0.30$, $T = 0.50$ und $d = 1.0$ mm erhält man

$$x = 1.40, \quad y \approx 0.980,$$

$$S \approx 0.570 \text{ mm}^{-1}, \quad K \approx 0.228 \text{ mm}^{-1}.$$

Diese Größen sind Modellparameter eines vereinfachten Transportmodells. Sie sind nicht ohne Weiteres identisch mit den mikroskopischen Koeffizienten μ_s und μ_a .

Das Modell setzt einen stark vereinfachten diffusen Lichttransport voraus. Es ist deshalb nützlich für die inverse Auswertung von Reflexion und Transmission, ersetzt aber keine vollständige Beschreibung der Winkelverteilung oder des dreidimensionalen Photonentransports.

²Auf der bereitgestellten Folie 77 ist im Ausdruck für x offenbar ein $+T^2$ zu erkennen. Die übliche finite Kubelka–Munk-Zweiflussform verwendet $-T^2$; diese Standardform wird hier verwendet.

ANHANG

Ordnung der Beziehungen

DIE FORMELN IN EINEM ZUSAMMENHANG

Größe / Prinzip	Beziehung	Bedeutung
Photonenergie	$E_\gamma = h\nu = hc/\lambda$	Energie eines Photons
Strahlungsfluss	$\Phi_e = dQ_e/dt$	optische Leistung
Bestrahlungsstärke	$E_e = d\Phi_e/dA$	Leistung pro Empfängerfläche
Bestrahlung	$H_e = \int E_e(t)dt$	Energie pro Fläche
Strahlstärke	$I_e = d\Phi_e/d\Omega$	Leistung pro Raumwinkel
Strahldichte	$L_e = d^2\Phi_e/(dA \cos \theta d\Omega)$	Richtung + projizierte Fläche
Snell	$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$	Brechung an Grenzflächen
Fresnel, normal	$R_F = ((n_1 - n_2)/(n_1 + n_2))^2$	idealer Reflexionsgrad
Lambert-Beer	$I = I_0 e^{-\mu_a x}$	reine Absorption
Absorptionslänge	$d_a = 1/\mu_a$	e-Faltungs-Länge
Extinktion, ballistisch	$\mu_t = \mu_a + \mu_s$	Absorption + Herausstreuung
Anisotropie	$g = \langle \cos \theta \rangle$	mittlere Streurichtung
red. Streuung	$\mu'_s = \mu_s(1 - g)$	transportwirksame Streuung
Rayleigh	$\sigma_s \propto R^6 \lambda^{-4}$	kleiner-Streuer-Grenzfall
Haut, Foliennäherung	$\mu'_s \propto \lambda^{-1}$	reale Mischstreuung
Lichtbilanz	$A = 1 - R - T$	normierte Energieerhaltung
Kubelka-Munk	$K = (x - 1)S$	inverses Zweiflussmodell

SCHLUSS

Die Gewebsoptik lässt sich auf wenige miteinander verbundene Fragen zurückführen. Wie viel Strahlungsenergie steht zur Verfügung? Wie gelangt sie durch Grenzflächen in das Gewebe? Welcher Anteil wird absorbiert, welcher lediglich umgelenkt? Wie verändert die räumliche Organisation des Gewebes die Streuung? Welche Wellenlängen verschieben das Verhältnis dieser Prozesse zugunsten einer tieferen Messung? Und wie kann aus dem austretenden Licht auf die inneren Parameter zurückgeschlossen werden?

Gerade weil diese Fragen aufeinander aufbauen, sind die Gleichungen nicht als voneinander getrennte Formelsammlung zu verstehen. Sie bilden eine Kette: von der Energie über den Transport

bis zur Messung. Wer diese Kette beherrscht, kann neue optische Situationen einordnen, statt nur bekannte Beispiele wiederzugeben.