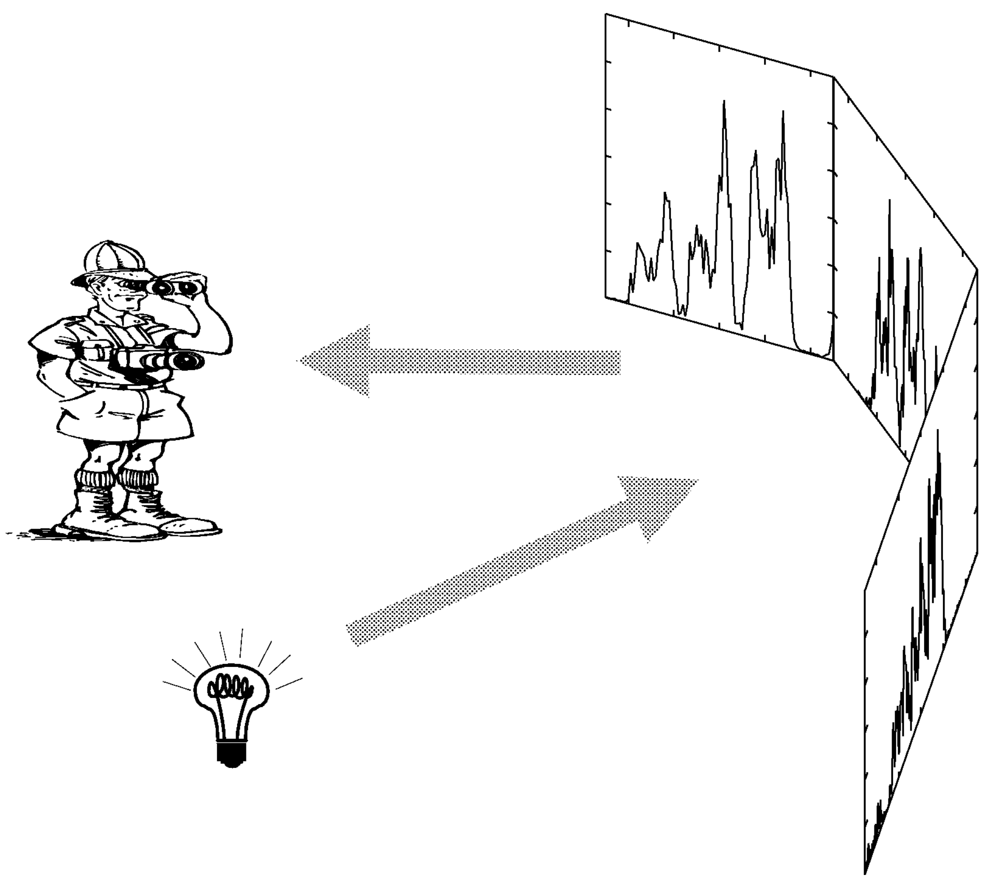
Zeitaufgelöste Untersuchungen zur Rückstreuung von Modellsystemen

Diplomarbeit
von
Erik Baigar



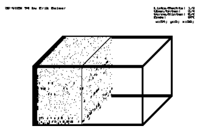
Zeitaufgelöste Untersuchungen zur Rückstreuung von Modellsystemen

Diplomarbeit
von
Erik Baigar

durchgeführt bei
Prof. Dr. W. Zinth
am Institut für Medizinische Optik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

Mai 1995

Inhaltsverzeichnis



Einleitung

Im täglichen Leben sind wir ständig von Licht und Materie, die miteinander in Wechselwirkung stehen, umgeben. Insbesondere tritt häufig das Problem auf, daß streuende Medien unsere Sicht beeinflußen. So führen Nebelbänke, die sich oft in unübersichtlichen Kurven bilden, Jahr für Jahr zu Massenkarambolagen mit großen Personen- und Sachschäden. Ebenso „trüben“ nur allzuoft Wolken die Freude am wohlverdienten Wochenendausflug.

Obige Beispiele illustrieren zwei vollkommen unterschiedliche Situationen: zum einen die **Transillumination**, bei der man den Weg des Lichtes durch ein streuendes Medium hindurch betrachtet (Sonnenlicht durchdringt Wolken), und zum anderen die **Rückstreuung**, wenn z.B. ein Auto mit Licht im Nebel fährt.

Für experimentelle Untersuchungen ist die Transillumination in der Regel einfacher handzuhaben, da man von beiden Seiten an das streuende Medium herankommt und in der Regel relativ hohe Lichtintensitäten vorliegen. Rückstreuexperimente sind dagegen meist durch relativ schwache Signale gekennzeichnet. Dafür reicht es jedoch aus, daß das zu untersuchende Medium nur von einer Seite zugänglich ist. Dies ist der Hauptgrund, weshalb an Rückstreuexperimenten ein großes Interesse besteht:

Effektive Verfahren zur Untersuchung der Rückstreuung erlauben beispielsweise die Untersuchung von Industrieabgasen aus großen Entfernungen, sowie das Studium von Wolken vom Boden aus. Bei diesen Verfahren werden analog zum RADAR[1)] kurze Lichtimpulse in das zu untersuchende Medium geschickt und das zurückgestreute Licht beobachtet. Diese Technik wird deshalb als LIDAR bezeichnet. Je nach Anwendungsgebiet benutzt man unterschiedliche Lichtquellen, deren Wellen- und Impulslängen optimal an die zu untersuchende Substanz angepaßt sein müssen.

Ein weiterer interessanter Themenkomplex, in dem die Rückstreuung zunehmend an Bedeutung gewinnt, ist die medizinische Anwendung von LIDAR-Systemen zur Untersuchung von menschlichem Gewebe. Gegenüber Röntgenuntersuchungen bieten die auf Licht basierenden LIDAR-Systeme den Vorteil geringerer Nebenwirkungen. Ultraschallmethoden bieten, beispielsweise bei der Untersuchung von inneren Organen, Verfahren mit guter Ortsauflösung[2)]. In anderen Bereichen -insbesondere in der Dermatologie- sind weder Röntgen- noch Ultraschallverfahren bisher zufriedenstellend anwendbar. Betrachtet man die Häufigkeit, mit der etwa Hautkrebs auftritt, und wie gut die Heilungschancen bei diesem Typ von Krebs sind, wenn er nur früh genug erkannt wird, so ist hier ein besonderer Bedarf an neuen Verfahren zur Früherkennung gegeben. Optischen Verfahren kommt hier zugute, daß sich Tumorgewebe meist in den Streu- und Absorptionseigenschaften von gesundem Gewebe unterscheidet. Besonders interessant ist hier der nahinfrarote Spektralbereich, in dem menschliche Haut eine geringe Absorption aufweist und somit die Eigenschaften der Streuung besonders gut zu untersuchen sind.

Ein LIDAR-System zur Untersuchung von Haut sollte bis zu einer Tiefe von etwa 1 mm in die Haut „hineinsehen“ können. Ferner ist eine möglichst hohe Auflösung im Bereich von 50 μm anzustreben, um dem Arzt einen möglichst guten Überblick über

1) RADAR ist die Abkürzung von RAdio Detecting And Ranging.

2) Die verwendete Frequenz liegt im Megaherzbereich, was erreichbare Auflösungen von unter 0.1 mm ergibt.

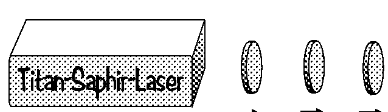
Lage und Art der Veränderung zu geben. Für diese Aufgabe sind die in den letzten zehn Jahren entwickelten Titan-Saphir-Laser[3)] vortrefflich geeignet. Zusammen mit einem ultraschnellen Lichtdetektor, der mit einem nichtlinearen Kristall realisiert werden kann, läßt sich so ein Femtosekunden-LIDAR-System aufbauen, das obige Anforderungen erfüllt.

In dieser Arbeit wird ein solches LIDAR-System zunächst charakterisiert und dann seine Leistungsfähigkeit an Modellsystemen für Tumore demonstriert. Als streuendes Medium wurden dabei kleine, in Wasser suspendierte Polystyrol-Kügelchen verwendet. Mit diesen können -je nach Kugelgröße und Konzentration- die optischen Parameter der Suspension nahezu beliebig „eingestellt“ werden. Mit der Mie-Theorie steht für das Streuverhalten dieser Suspensionen außerdem eine gute theoretische Beschreibung zur Verfügung. Zur Erweiterung des physikalischen Verständnisses, insbesondere bezüglich der Einflüsse der Parameter des optischen Aufbaus auf die Ergebnisse der Messungen, werden ein Monte-Carlo-Programm und damit erstellte Simulationen einiger Messungen präsentiert.

Seit langem ist bekannt, daß sich beispielsweise Bienen, wenn die Sonne durch Wolken verdeckt ist, bei ihren Sammelflügen an polarisiertem Licht orientieren. Dieser polarisierte Anteil entsteht, wenn das Sonnenlicht durch die Wolken auf die Erde gelangt. Der Einfluß der Rückstreuung auf die Polarisation des Lichtes wird in einem eigenen Kapitel, gefolgt von Messungen zu einem Phänomen, genannt „Schwache Lokalisierung“, dargestellt. Als kleiner Seitenblick wird an einem Aerosol demonstriert, wie mittels dieses Femtosekunden-LIDAR-Systems ein handliches Modell für die Meteorologie zur bodengestützten Untersuchung von Wolken realisiert werden könnte.

Messungen an menschlicher Haut, welche direkt nach dem Entfernen im Operationssaal der dermatologischen Klinik der Ludwig-Maximilians-Universität ins Labor transportiert und vermessen wurde, zeigen die praktische Anwendbarkeit des vorgestellten LIDAR-Systems und schließen die Arbeit ab.

[3)] Der hier verwendete Titan-Saphir-Femtosekundenlaser sendet Lichtimpulse mit einer Dauer von etwa 100 fs($=10^{-13}$s) aus. Im Ortsraum betrachtet sind dies „Licht-Scheibchen“ von nur 30 μm Dicke und einem Durchmesser von etwa 2 mm (siehe Skizze).



1 Streutheorie

Betrachtet man den Vorgang der Wechselwirkung von Licht mit streuenden Medien wie zum Beispiel Milch, so hat man sich das in Abbildung 1(a) gezeigte Bild vorzustellen: Das streuende Medium besteht aus kleinen Streuern -im Falle der Milch Fetttröpfchen-, die in einer klaren Substanz, beispielsweise in Wasser, suspendiert sind. Die einfallenden Photonen werden dann auf ihrem Weg durch das streuende Medium

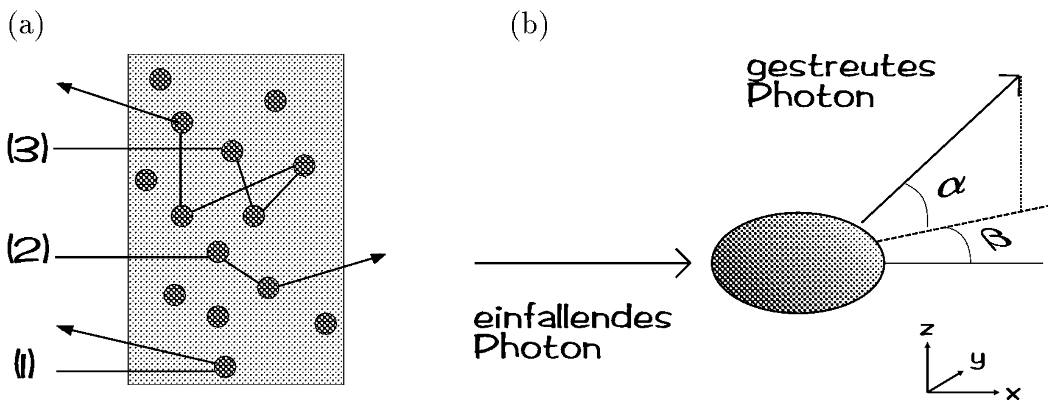


Abbildung 1: (a): Typische Photonenpfade mit einfach (1) oder mehrfach (2,3) gestreuten Photonen sowie (b): der Streuvorgang im Detail.

gelegentlich gestreut, wobei sich die Flugrichtung meist ändern wird. Nach einer gewissen Anzahl von Streuungen wird das Photon dann das Medium wieder verlassen, es sei denn, es wird im Medium absorbiert. Selbst bei dem einfachen Modell von streuenden Teilchen in durchsichtigen Medien liegt der Fall durchaus nicht so einfach wie oben dargestellt: Die Photonen werden von den Teilchen nämlich nicht in beliebige Richtungen, sondern abhängig von den Eigenschaften der Streuzentren (Größe, Form, Brechungsindex), des umgebenden Mediums (Brechungsindex) und des betrachteten Lichtes (Wellenlänge, Polarisation) in verschiedene Richtungen unterschiedlich stark gestreut. Für den einfachsten möglichen Fall, die Streuung von Licht an kugelförmigen dielektrischen Teilchen von gegebenem Brechungsindex und Kugeldurchmesser in einem durchsichtigen Medium mit ebenfalls gegebenem Brechungsindex, sind die Maxwellgleichungen in geschlossener Form lösbar[4)]. Dabei erhält man für einfallendes Licht (siehe Abbildung 1(b)) mit einer Polarisation parallel zur z-Richtung Ausdrücke für die Wahrscheinlichkeit der Streuung (charakterisiert durch Streuwinkel α und β in Abbildung 1(b)) in eine bestimmte Richtung sowie für den totalen Streuquerschnitt C_{sca} und die Polarisation nach der Streuung.

Vernachläßigt (oder mittelt) man zur Vereinfachung die Polarisation von einfallendem und gestreutem Licht, so wird das Streuproblem rotationssymmetrisch um die

4) Lösungen erhält man, indem man von einfallenden, ebenen Wellen ausgeht, zur Wellengleichung in Kugelkoordinaten übergeht, einen Separationsansatz macht und dann die Lösungen der beiden sich ergebenden Gleichungen als Reihen ansetzt. Die sich ergebenden Reihen stellen komplizierte Ausdrücke dar, welche aber trotzdem die Berechnung der Phasenfunktion und des Streuquerschnittes C_{sca} gestatten. Eine exakte Herleitung ist beispielsweise bei Bohren und Huffmann in [5] angegeben.

x-Achse, und die Wahrscheinlichkeit für Streuung in eine bestimmte Richtung hängt nur noch von einem Winkel Θ zwischen der Richtung des ausfallenden Photons und der x-Achse ab. Zur Charakterisierung der Streueigenschaften eines bestimmten Teilchens bietet sich damit die sogenannte **Phasenfunktion** $p(\Theta)$ an, welche multipliziert[5)] mit $sin(\Theta)$ die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines gewissen Streuwinkels Θ angibt. Abbildung 2 zeigt exemplarisch solche Phasenfunktionen für verschieden große Teilchen. Man erkennt, daß die Richtungsabhängigkeit der Streuung stark von der Teilchengröße abhängt, wobei man im Falle ganz kleiner Kugeln (wesentlich kleiner als die Wellenlänge des betrachteten Lichtes) als Grenzfall die Rayleigh-Streuung, bei der die Streuung in alle Richtungen gleich wahrscheinlich, also isotrop ist, erhält. Bei größeren Kugelradien bleibt nur die allgemeinere Mie-Streuung zur Beschreibung der Vorgänge.

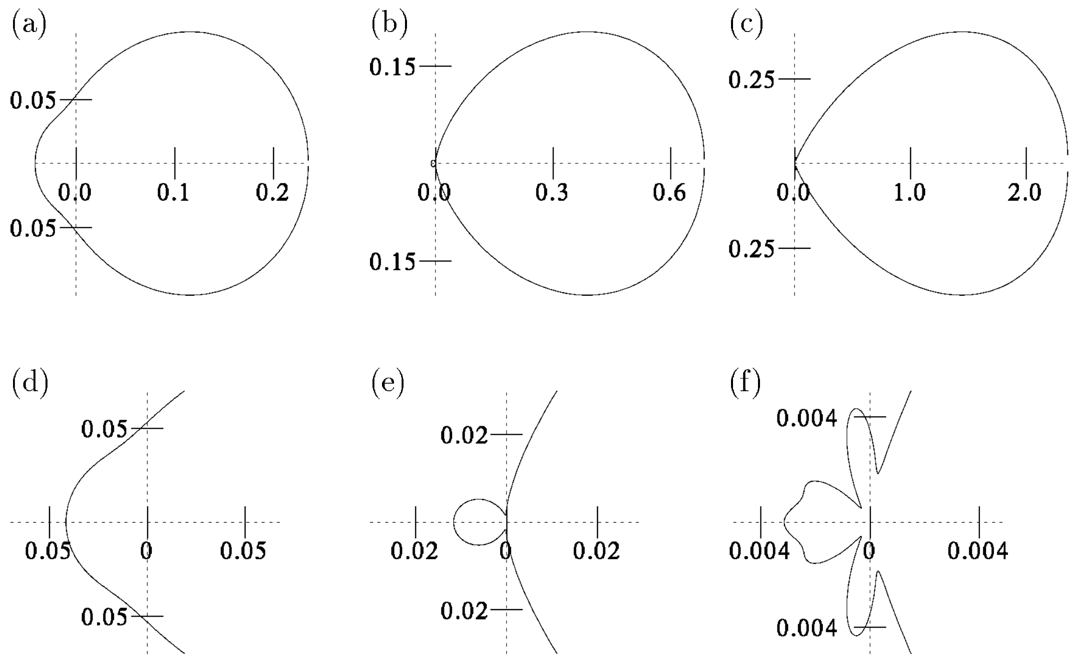


Abbildung 2: Typische Phasenfunktionen für verschieden große Latexkügelchen in Wasser bei einer Wellenlänge von 848 nm (Titan-Saphir-Laser): (a), (d) 0.272 μm, (b), (e) 0.552 μm sowie (c), (f) 1.09 μm. (d), (e) und (f) zeigen jeweils nur Vergrößerungen von (a), (b) und (c) im -in dieser Arbeit besonders wichtigen- Rückstreubereich.

Oft interessiert das exakte Streuverhalten bestimmter Streuer nicht, sondern man benötigt nur eine qualitative Aussage. In diesem Falle ist die Angabe des mittleren Cosinus des Streuwinkels sinnvoll; wir definieren also den ***g*-Faktor**

$$g := < cos(\Theta) >_{p(\Theta)} \tag{1}$$

5) Eine exakte Herleitung der Phasenfunktion, welche eigentlich als der Quotient aus differentiellem und totalem Streuquerschnitt definiert ist, kann die Notwendigkeit des $sin(\Theta)$ erhellen und ist beispielsweise bei Bohren und Huffman [5] zu finden.

und haben mit g eine Größe, die die Streueigenschaften eines Teilchens übersichtlich charakterisiert: $g > 0$ bedeutet, daß das Teilchen hauptsächlich vorwärts streut, während $g < 0$ anzeigt, daß bevorzugt Rückwärtsstreuung auftritt. Im Falle der isotropen Rayleigh-Streuung würde man einen g-Faktor von Null erhalten.

Sei nun ein streuendes Medium gegeben, welches aus vielen gleichartigen, willkürlich verteilten, streuenden Teilchen in einer durchsichtigen Substanz besteht. Schickt man mittels eines LIDAR-Systems einen sehr kurzen Lichtimpuls, der seinerseits aus vielen Photonen besteht[6)], in dieses Medium, so werden die Photonen in der Probe, entsprechend der Phasenfunktion und des Streuquerschnittes, den die Teilchen bieten, mehr oder weniger oft gestreut werden. Einzelne Photonen werden somit verschiedene Wege zurücklegen und irgendwann die Probe wieder verlassen[7)], wie es in Abbildung 1(a) angedeutet ist. Einige von ihnen werden sogar entgegengesetzt zur Einfallsrichtung die Probe verlassen und im Detektor des LIDARs nachgewiesen[8)] werden. Aus der Zeit, die sich Photonen in der Probe aufhielten, kann man mittels des bekannten Brechungsindex[9)] des Mediums den von den Photonen zurückgelegten Weg berechnen. Geht man (beim RADAR ist das die Grundannahme) davon aus, daß das detektierte Photon nur einmal gestreut wurde, so gibt die Hälfte obiger Länge die **Tiefe**[10)] an, an der die Streuung im Medium stattfand. Dabei wird natürlich die Tiefe bei mehrfach gestreuten Photonen (siehe Abbildung 1(a), das mit (3) bezeichnete Photon) kräftig überschätzt. Trägt man nun die Anzahl der pro Zeiteinheit detektierten Photonen gegen diese Tiefe auf, so ergeben sich bei den Messungen qualitativ immer Bilder der in Abbildung 3 dargestellten Form (**Streukurven**). In diesem Beispiel wurden verschieden konzentrierte Suspensionen (0.1 %, 1 % und 10 %[11)]) von Kunststoffkügelchen[12)] (Latexkügelchen) mit einem Durchmesser von $0.272\,\mu$m als streuendes Medium in Wasser vermessen. Diese Suspensionen stehen für einen weiten Bereich von Kugeldurchmessern von Dow Chemicals als 10 %-ige Suspensionen zur Verfügung. Um die gewünschte Konzentration zu erhalten, müssen die 10 %-igen Suspensionen dann mit destilliertem Wasser entsprechend verdünnt werden.

Wie man sich nach obigen Ausführungen leicht vorstellen kann, ist eine exakte, analytische Beschreibung der Vorgänge, die zu den sogenannten Streukurven aus Abbildung 3 führen, ein sehr schwieriges Unterfangen. Aus diesem Grunde wollen wir uns auf zwei

---

6) In unserem Falle sind in einem solchen Impuls (Impulsenergie 4 nJ) etwa 10^{10} Photonen enthalten.

7) Bei allen hier ausgeführten Experimenten war die Absorption der Proben vernachlässigbar, so daß die eingestrahlten Photonen irgendwann wieder zum Vorschein kommen müssen.

8) Tatsächlich gelangen von den eingestrahlten Photonen nur sehr wenige ($< 10^{-6}$) wieder in den Detektor.

9) Die Phasengeschwindigkeit von Licht in einem Medium mit Brechungsindex n ist gegeben durch $v_p = c/n$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist. Betrachtet man jedoch Femtosekundenimpulse, so ist für deren Ausbreitungsgeschwindigkeit die Gruppengeschwindigkeit v_g anzusetzen. Für diese gilt (siehe z.B. [9], Seite 269 oben): $v_g = \frac{c}{n}(1-\frac{\lambda}{n}\frac{dn}{d\lambda})$. Im Bereich normaler Dispersion ist $\frac{dn}{d\lambda} > 0$ und mithin die Gruppengeschwindigkeit kleiner als die Phasengeschwindigkeit. In unserem konkreten Fall (Wasser, $\lambda = 848\,\mathrm{nm}$) ist der Korrekturterm $\frac{\lambda}{n}\frac{dn}{d\lambda}$ von der Größe 0.008 (Die zur Berechnung benutzten Werte finden sich in [14].).

10) Diese Konvention der Bezeichnung liegt allen folgenden Ausführungen in dieser Arbeit zugrunde: „Tiefe“= „Halbe Weglänge der Photonen im streuenden Medium“.

11) Alle Prozentangaben in dieser Arbeit sind als Gewichtsprozent zu verstehen.

12) Die Parameter aller hier verwendeten Polystyrolkügelchen sind im Anhang A auf Seite 73 tabellarisch zusammengestellt.

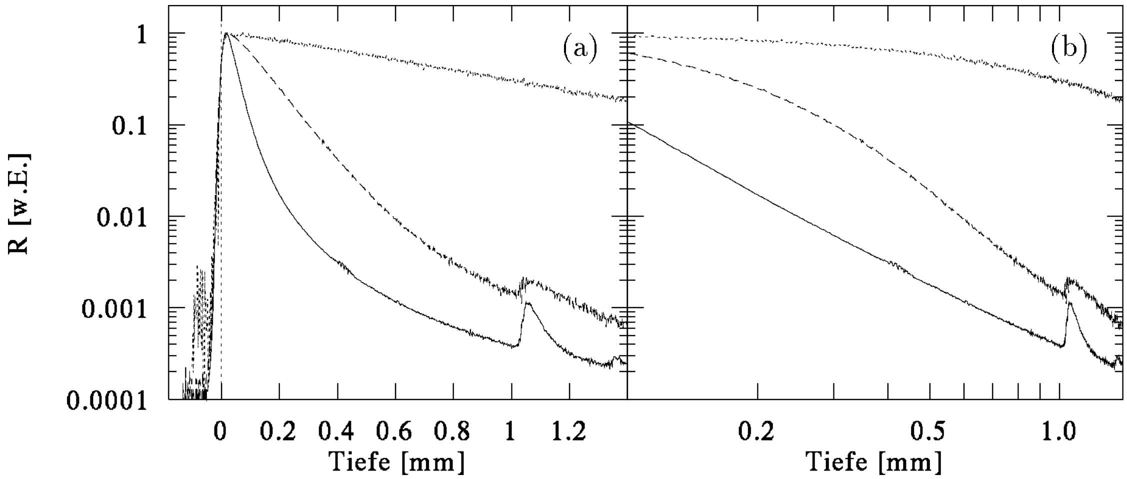


Abbildung 3: Typische Streukurven in (a) semilogarithmischer sowie (b) doppelt logarithmischer Darstellung: Stark konzentrierte Suspension (10 %) durchgezogen, leicht verdünnte Suspension (etwa 1 %) strichliert sowie stark verdünnte Suspension (etwa 0.1 %) punktiert. Bei den Peaks, die in einer Tiefe von etwa 1 mm zu sehen sind, handelt es sich um den Nachläufer (siehe Kapitel 2.2, Seite 10)

Spezialfälle konzentrieren:

- Mit **Einfachstreuung** bezeichnet man den Fall, daß die Photonen in der Regel nur einmal gestreut werden (wie beispielsweise Photon (1) in Abbildung 1(a)). Dies trifft zum Beispiel dann zu, wenn die Suspensionen stark verdünnt sind, sich also nur wenige Streuer im Medium befinden. Unter diesen Umständen ist die Annahme sinnvoll, daß gestreute Photonen entweder mit einer gewissen, festen Wahrscheinlichkeit in den Detektor gelangen oder derart gestreut werden, daß sie nie mehr detektiert werden. Man kann dann direkt die Herleitung, welche meist bei der Absorption von Licht angegeben wird, verwenden, um zu einem Ausdruck für die Größe des Rückstreusignales in Abhängigkeit von der Flugzeit der Photonen zu kommen. Man erhält auch hier ein Lambert-Beer-Gesetz der Form[13)]
$$I(x) = I_0 \, e^{-\frac{2x}{l_s}} \tag{2}$$
wobei x die oben definierte Eindringtiefe der Photonen und I_0 eine Normierungskonstante ist. l_s wird als **Streulänge** bezeichnet; anschaulich ist das die Weglänge, nach der nur noch $\frac{1}{e}$ der eingestrahlten Photonen ungestreut sind. Die Streulänge ist im Falle verdünnter[14)] Suspensionen über die Teilchenanzahldichte n mit dem totalen Streuquerschnitt, den die Mie-Theorie liefert, verknüpft:
$$l_s = \frac{1}{n \, C_{sca}} \tag{3}$$

[13)] Die zwei im Exponenten wird dadurch verursacht, daß wir mit x die Eindringtiefe bezeichnen, die Photonen also die Wegstrecke x zweimal zurücklegen müssen.

[14)] So stark verdünnt, daß gestreutes Licht beim nächsten Streuer als ebene Welle aufgefaßt werden kann.

Betrachtet man die Meßkurven aus Abbildung 3, so manifestiert sich das Lambert-Beer-Gesetz (2) dort im semilogarithmischen Plot (a) bei der stark verdünnten Suspension (punktierte Kurve) durch einen nahezu exakt linearen Abfall der Intensität. Aus der Steigung der Geraden, die sich bei einer Regressionsanalyse ergeben würde, könnte dann die Streulänge l_s bestimmt werden. Wie in [44] dargestellt, stimmen die so bestimmten Werte für l_s sehr gut mit den theoretischen Werten aus der Mie-Theorie überein. Bei den weniger stark verdünnten Suspensionen in Abbildung 3 ist kein linearer Abfall der Intensität mehr zu beobachten. Hier spielt bei größeren Tiefen bereits die Mehrfachstreuung eine Rolle: Die Annahme, daß gestreute Photonen, die nicht direkt in den Detektor gelangen, nicht mehr nachgewiesen werden können, ist hier nicht mehr zutreffend. Photonen können nach mehrfacher Streuung und nach langen Flugzeiten (entsprechend großen Tiefen) durchaus noch in den Detektor gelangen und dort ein zusätzliches Signal bewirken. (Daraus resultiert die konvexe Gestalt der Streukurven in diesem Falle.)

- Extreme **Vielfachstreuung** liegt dann vor, wenn das Medium sehr „dick" ist, also sehr viele Streuzentren enthält. In diesem Falle werden die einfallenden Photonen häufig gestreut, bevor sie die Probe wieder verlassen (Bild 1(a), Photon (3)). Der Weg des Photons durch das streuende Medium kann hier als ein diffusiver Prozeß aufgefaßt und somit die Diffusionstheorie als Näherung benutzt werden. Damit läßt sich dann die zurückgestreute, zeitabhängige Intensität ebenfalls berechnen, wie es beispielsweise Patterson in [35] vorführt[15]:

$$I(t) = \frac{z_0}{\sqrt{(4\pi D c)^3}}\, e^{-\frac{z_0^2}{4Dct}}\, t^{-\frac{5}{2}} \tag{4}$$

Mit D ist dabei die Diffusionskonstante bezeichnet, welche sich aus der Konstante z_0 als $D = \frac{1}{3} z_0$ berechnet. Diese Konstante wiederum ist im Falle vernachläßigbarer Absorption mit der mittleren freien Weglänge λ_{mf} und dem g-Faktor durch $z_0 = \frac{1}{\lambda_{mf}(1-g)}$ verknüpft. Betrachtet man nun ein derartiges Signal in doppelt logarithmischer Darstellung, so sollte sich nach Gleichung (4) dort eine Kurve der Form

$$y = C + \left(-\frac{z_0}{\frac{4}{3}c} e^{-x} - \frac{5}{2} x \right)$$

ergeben, wobei C eine additive Konstante ist. Für große Tiefen (entsprechend später Zeitpunkte) ergibt sich mithin im doppelt logarithmischen Plot eine fallende Gerade der Steigung $-5/2$. Dieses Kennzeichen der Gültigkeit der Diffusionstheorie ist in Abbildung 3(b) bei der konzentrierten Suspension (durchgezogene Kurve) deutlich zu erkennen (die Steigung der Geraden (-2.4) ist im Rahmen der Fehlergrenzen gleich dem theoretischen Wert), während die verdünnten Suspensionen Abweichungen von der Vorhersage der Diffusionsnäherung zeigen. Durch einen Fit der Modellfunktion (4) an die Meßdaten kann die mittlere freie Weglänge der Photonen im Sinne der Diffusionstheorie bestimmt werden.

---
15) Die Abhängigkeit von der Absorption des Mediums wurde bereits vernachlässigt.

Im Bereich zwischen den beiden oben beschriebenen Extremen ist keine einfache, geschlossene Theorie verfügbar. Dieser Bereich der Streuung ist aber genau der für die praktische Anwendung des Verfahrens zur Untersuchung von Hautveränderungen interessante Bereich.

2 Der Aufbau

2.1 Der Titan-Saphir-Laser

Abbildung 4 zeigt den schematischen Aufbau des verwendeten Titan-Saphir-Lasers. Er besteht aus einem astigmatisch korrigierten, asymmetrischen Resonator, wie er von Kogelnik und anderen in [16] formelmäßig erfaßt und beispielsweise von Murnane und anderen [36] praktisch realisiert wurde. Der Mechanismus der Impulserzeugung ist der der passiven Modenkopplung durch Soft-Kerrlens-Modelocking[16].

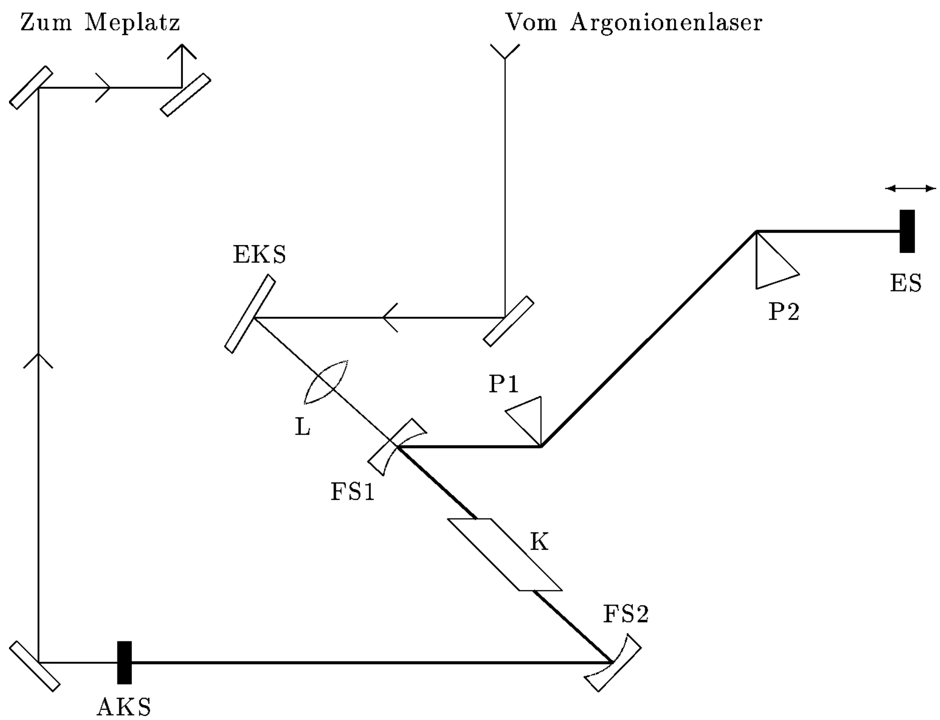


Abbildung 4: Schematischer Aufbau des Titan-Saphir-Lasers mit Strahlengang (im Resonator fett): Endspiegel des Resonators ES und AKS, Prismenkompressor bestehend aus P1 und P2, Ti-Sa-Kristall K zwischen Faltungsspiegeln FS1 und FS2, Pumplichteinspeisung mittels EKS und L.

Der Faltungswinkel des Resonators mit den planen Endspiegeln AKS und ES (Der Strahlengang im Resonator ist in Abbildung 4 fett eingezeichnet.) betrug 31.5 ^{o}. Die Reflektivität des Auskoppelspiegels AKS betrug 96 %, der andere Endspiegel ES mit 100 % Reflektivität war auf einem Piezo-Verschieber montiert, wodurch eine Modulation der Resonatorlänge als Startmechanismus der Impulserzeugung zur Verfügung stand. Der 20 mm lange, im Brewster-Winkel geschnittene Titan-Saphir-Kristall stand im Fokus

[16] Zum Mechanismus des Kerrlens-Modelockings siehe z.B. [6]; durch das Präfix „Soft“ kommt zum Ausdruck, daß sich -im Gegensatz zum Hard-Kerrlens-Modelocking- kein Spalt im Resonator befand, sondern der Überlapp der Strahltaillen von Pumplaser und Resonator im Kristall als begrenzendes Element wirkte.

zwischen zwei konvexen Faltungsspiegeln, FS1 und FS2, mit einem Krümmungsradius von jeweils 10 cm. Durch den einen der -im blauen und grünen durchlässigen-Faltungsspiegel (FS1) wurde das mittels einer 80 mm brennweitigen Linse L gebündelte Laserstrahlenbündel des Argonionen-Pumplasers in den Kristall eingekoppelt. Zur Kompensation der positiven Gruppengeschwindigkeitsdispersion, die das Licht bei jedem Durchgang durch den Kristall erfährt, befand sich noch ein Prismenkompressor, bestehend aus den zwei $60\,^{\circ}$-SF10-Prismen P1 und P2, im Resonator.

Dieser Titan-Saphir-Laser liefert bei einer Multimode-Pumpleistung von 7 W Impulse von 90 fs bis 100 fs Dauer bei einer Wellenlänge von 848 nm, einer mittleren Leistung von 200 mW bis 400 mW und einer Repetitionsrate von 77.8 MHz. Nach dem einmaligen Start des Lasers war der Impulsbetrieb bei sorgfältiger Justierung des Resonators über Zeiträume von über 24 h hinweg stabil.

Weitere Parameter des Titan-Saphir-Lasers, werden im Kapitel 4 ab Seite 17 diskutiert.

2.2 Der Meßplatz

Die Impulse des Titan-Saphir-Lasers gelangen nun in den Meßaufbau, welcher im wesentlichen aus einem modifizierten Michelson-Interferometer besteht (siehe Abbildung 5).

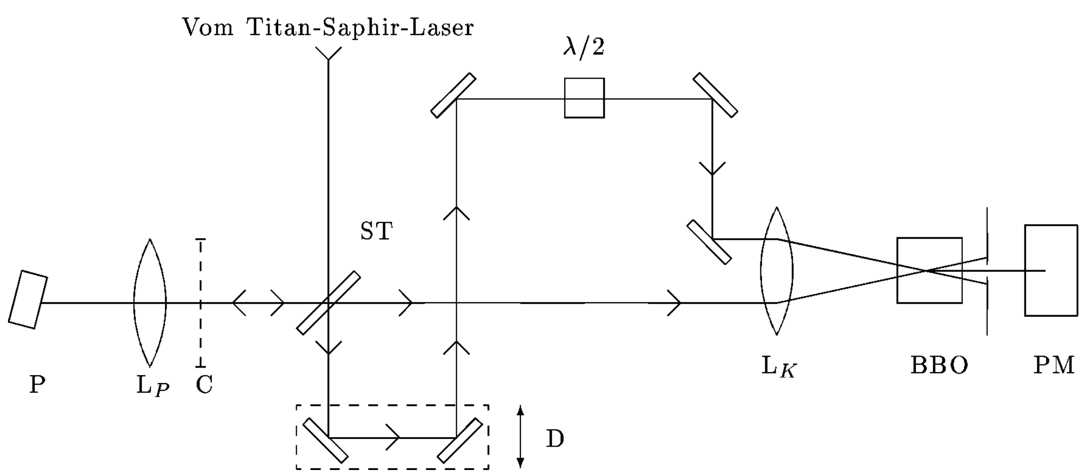


Abbildung 5: Schematischer Aufbau des Meßplatzes: Strahlteiler ST, Probe P mit „Probenlinse“ L_P und Chopper C, variable Zeitverzögerung D, achromatisches $\lambda/2$-Plättchen, „Kristallinse“ L_K, BBO-Kristall und Photomultiplier PM.

Die Impulse werden vom Strahlteiler (ST), welcher eine Reflektivität von 30 % besitzt[17)], in zwei Teile aufgespalten. Der reflektierte Teil wird durch die „Probenlinse“

[17)] Dieser auf den ersten Blick seltsame Wert wurde gewählt, weil er das gesamte Meßsignal nach der Upconversion optimiert. Das Signal ist nämlich proportional zu $R(1-R)\cdot(1-R)$, wobei R die Reflektivität des Strahlteilers bezeichnet. Dabei wurde verwendet, daß das Summenfrequenzsignal proportional zum Produkt der Intensitäten der beiden, in den BBO-Kristall eingestrahlten, Lichtfelder ist. (Siehe Kapitel 4.1.2, Seite 20).

(Brennweite 80 mm) auf die Probe fokussiert, während der andere, welchen wir in Zukunft mit **Referenz-** oder **Abtaststrahlenbündel** bezeichnen wollen, über eine variable Zeitverzögerungsstrecke (D) und ein achromatisches $\lambda/2$-Plättchen direkt mit der „Kristallinse“ L_K (ebenfalls 80 mm Brennweite) in den Beta-Barium-Oxalat-Kristall (BBO) fokussiert wird. Die Probe ist bei den Messungen stets um etwa 5^o verkippt, so daß kein Reflex von irgendwelchen Oberflächen der Küvetten oder ähnlichem direkt in den Detektionsaufbau gelangen kann. Das von der Probe zurückgestreute Licht, das **Probenstrahlenbündel** wird von den beiden Linsen L_P und L_K in einer 1:1-Abbildung unter Transmission des Strahlteilers ebenfalls in den BBO-Kristall abgebildet. Die optische Achse des BBO-Kristalls steht dabei senkrecht auf der Tischebene, und der Schnitt des Kristalls ist dergestalt, daß die Anordnung die Summenfrequenzerzeugung (engl. **Up-conversion**) mit Typ-II-Phasematching zuläßt. Die Detektion des frequenzverdoppelten Signals erfolgt dann mit dem Photomultiplier PM, wobei zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses ein Lock-in-Verstärker (nebst Chopper C) zum Einsatz kommt. Zur weiteren Reduktion von Störeinflüssen durch Umgebungslicht ist der ganze Detektoraufbau, bestehend aus L_K, dem BBO-Kristall und dem Photomultiplier, in ein lichtdichtes Gehäuse eingebaut. Sowohl am Eingang vor L_K als auch vor dem Photomultiplier war ein entsprechendes Filter[18)] installiert. Die Blende zwischen dem BBO-Kristall und dem Photomultiplier sorgt dafür, daß das frequenzverdoppelte Licht, welches durch Einzelstrahl-Upconversion von Referenz- und Probenstrahlenbündel entsteht, nicht in den Photomultiplier gelangen kann.

Das Funktionsprinzip der Anordnung ist das folgende: Betrachtet man zunächst den Fall, daß sich statt der Probe ein (unverkippter) Spiegel in der Anordnung befindet, so treffen[19)] sich bei richtiger Einstellung des Zeitverzögerungsdelays D die beiden am Strahlteiler entstandenen Teilimpulse im BBO-Kristall wieder. In diesem Falle werden nicht nur die beiden Impulse für sich kollinear frequenzverdoppelt, sondern es entsteht durch Wechselwirkung der beiden Impulse das frequenzverdoppelte Typ-II-Signal[20)], welches aufgrund seiner, durch die Phasenanpassung bestimmten, Ausbreitungsrichtung (siehe Abbildung 5) in den Photomultiplier gelangt und dort nachgewiesen wird. Da die Intensität des erzeugten Lichtes dabei proportional zum Produkt der Intensitäten der beiden eingestrahlten Strahlenbündel ist, gestattet diese Anordnung durch Variation des Zeitverzögerungsdelays die Messung der Intensitätskorrelationsfunktion beider Intensitäten:

$$K(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{\text{Referenz}}(\tau) I_{\text{Probe}}(t+\tau) d\tau \tag{5}$$

Betrachtet man nun statt des Spiegels eine Probe, die nach dem Einfall des Impulses einen zeitlich verbreiterten Impuls zurückliefert, so kann dieser durch Messung der Intensitätskorrelationsfunktion quasi abgetastet werden: Da die Referenzimpulse wesentlich kürzer sind als die zurückgestreuten Impulse, kann die Intensitätskorrelationsfunktion

18) Vor L_K ein IR790-Filter, welches das infrarote Licht des Titan-Saphir-Lasers gut passieren läßt und vor dem Photomultiplier ein BG37-Filter, welcher für das frequenzverdoppelte blaue Licht durchläßig ist.

19) Diese Ausdrucksweise beschreibt den Vorgang tatsächlich relativ gut, handelt es sich bei den hier verwendeten 100 fs-Impulsen doch um Wellenzüge von nur etwa 30 μm Länge.

20) Näheres zum Phasematching findet sich später in Kapitel 4.1.2 ab Seite 20.

sehr gut angenähert werden durch

$$K(t) \stackrel{(5)}{=} \int_{-\infty}^{\infty} I_{\text{Referenz}}(\tau) I_{\text{Probe}}(t+\tau) d\tau \approx \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\tau) I_{\text{Probe}}(t+\tau) d\tau = I_{\text{Probe}}(t) \quad (6)$$

Genaugenommen wird die zweimalige[21)] Faltung der Streuantwort der Probe mit der Impulsform des verwendeten Lasers gemessen.

Abschließend bleibt noch ein kleiner Effekt des Strahlteilers zu erwähnen, der bereits in den Abbildungen 3 deutlich zu sehen ist: Der Strahlteiler verursacht durch innere Reflexion schwache Nachläufer, was so wirkt, als würde man die Probe mit „Mehrfachimpulsen“ mit einem räumlichen Abstand der einzelnen Impulse von 1 mm beschießen. Dadurch sind den starken Streukurven noch schwache, um einen Millimeter[22)] zu größeren Tiefen hin verschobene, Streukurven überlagert.

Zur Aufnahme einer kompletten Streukurve werden im gegenwärtigen Aufbau -je nach Art der Probe, gewünschter Meßtiefe und Auflösung- etwa vier bis zehn Minuten Meßzeit benötigt.

---

21) Eine Faltung geschieht bei der Up-conversion, die andere kommt durch die Verwendung von endlich ausgedehnten Impulsen statt von Delta-Peaks zur Illumination der Probe zustande.

22) Die späteren Nachläufer spielen keine Rolle, da meist nicht bis in Tiefen über 1.5 mm gemessen wurde und diese späteren Nachläufer außerdem sehr schwach sind und schon einen erheblichen Versatz aufweisen.

3 Monte-Carlo-Rechnungen

3.1 Geometrisches Modell

Die theoretische Beschreibung von Streuvorgängen wird äußerst komplex, sobald nicht mehr nur Einfachstreuung, sondern auch Mehrfachstreuung betrachtet werden soll. Handhabbare oder gar analytische Ausdrücke können dann in der Regel nicht mehr angegeben werden. Es bleibt nur die Verwendung von Näherungen, wie zum Beispiel der Diffusionstheorie. Einen Ausweg aus dieser Situation bietet die Monte-Carlo-Simulation der Wege der Photonen durch das streuende Medium. Dabei schickt man einzelne Photonen in das Medium und begleitet sie solange von einer Streuung zur nächsten, bis sie absorbiert werden oder in den Detekor treffen. Verschiedentlich (siehe zum Beispiel [24] oder [37]) wurden bereits derartige Rechnungen durchgeführt und dabei relativ gute Übereinstimmungen mit Messungen erzielt.

In unserem Falle ist eine solche Monte-Carlo-Rechnung von besonderem Interesse, weil es damit möglich ist, den Einfluß der optischen Parameter, wie zum Beispiel Detektorgröße oder Akzeptanzwinkel, der Anlage auf die Messungen detailliert zu studieren.

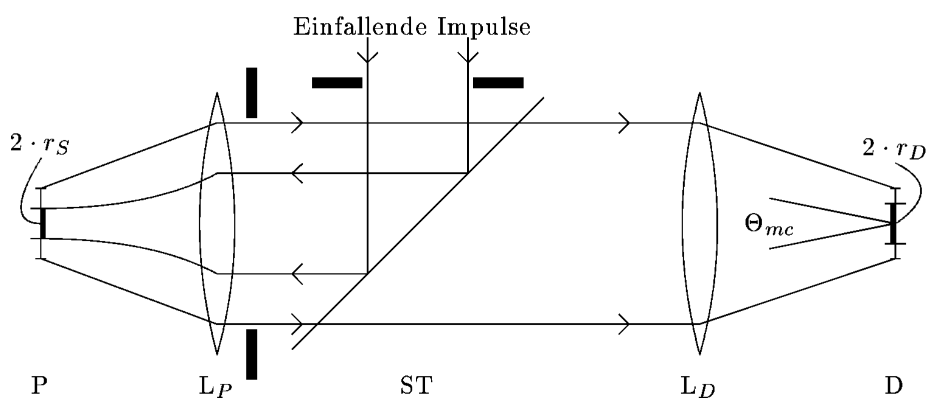


Abbildung 6: Geometrische Situation bei der Modellierung des Experimentes: Senderradius (r_S), Detektorradius (r_D) sowie Akzeptanzwinkel des Detektors (Θ_{mc}).

Abbildung 6 zeigt das geometrische Modell des experimentellen Aufbaus, wie es im Monte-Carlo-Programm realisiert ist. Die einfallenden Photonen werden mittels des Strahlteilers umgelenkt und auf einen kleinen Fleck, den Sender, fokussiert. Wir nehmen an, daß das Licht dort als homogenes Strahlenbündel mit einem Durchmesser von $2\,r_S$ (Senderradius r_S) betrachtet werden kann. Das aus der Probe zurückkommende Licht wird dann durch die beiden Linsen mittels einer 1 : 1-Abbildung auf den Detektor, der einen Durchmesser $2\,r_D$ (Detektorradius r_D) hat, abgebildet. Dort werden alle Photonen nachgewiesen, die innerhalb des Kegels des Akzeptanzwinkels Θ_{mc} einfallen.

3.2 Das spezielle Programm

Abbildung 7 zeigt das Flußdiagramm[23] des Monte-Carlo-Programmes. Das Programm

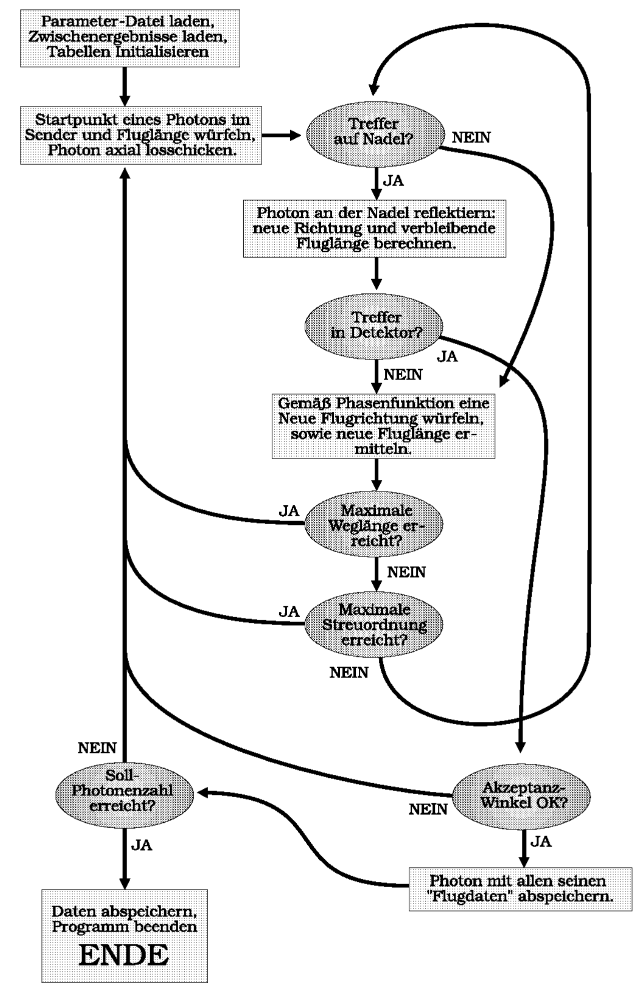


Abbildung 7: Flußdiagramm des Monte-Carlo-Programmes.

soll dabei folgende Situation simulieren: In einer Küvette, die mit einem streuenden Medium gefüllt ist, möge sich in einer gewissen Tiefe eine ideal spiegelnde Nadel befinden (Abbildung dieser Situation z.B. in Abbildung 20 auf Seite 32).

Der Programmablauf ist nun wie folgt: Nach der Initialisierung wird an einer zufällig ausgewählten Stelle des Senders ein Photon axial losgeschickt. Die Fluglänge bis zum ersten Streuereignis wird gemäß der Streulänge „gewürfelt"[24]. Zunächst ist festzustellen, ob dieses Photon bei seinem Weg die Nadel durchquert hat. Sollte dies der Fall sein, so wird der Weg des Photons an der Nadel gespiegelt. Anschließend muß noch festgestellt werden, ob dieses Photon vielleicht gleich nach der Spiegelung wieder in den

23) Ein komplettes Listing des Monte-Carlo-Programmes findet sich im Anhang E ab Seite 79.

24) Damit ist gemeint, daß die Fluglänge gemäß der gegebenen Streulänge zufällig bestimmt wird.

Detektor gelangt ist. Sollte das Photon im Detektor angekommen sein, so muß noch die Bedingung des Akzeptanzwinkels geprüft werden; fällt diese Prüfung positiv aus, so wird das Photon mit seinen Daten (Fluglänge, Streuordnung) abgespeichert, ansonsten wird ein neues Photon gestartet. Ist das Photon noch nicht im Detektor, so hat es nun den Ort der ersten Streuung erreicht. Hier wird nun eine neue Flugrichtung des Photons gemäß der Phasenfunktion[25] ermittelt sowie eine neue Fluglänge gewürfelt. Mit diesen Daten macht man nun weiter wie bei dem Neustart eines Photons. Da bei diesem Vorgehen die Absorption vernachläßigt ist[26], würden die Photonen unter Umständen sehr lange in der Suspension umherirren. Aus diesem Grunde wurden zwei weitere Abbruchbedingungen zusätzlich zu der der Detektion[27] eingeführt:

- Photonen, die eine gewisse Weglänge überschritten haben, werden verworfen. Dies entspricht im Experiment einer maximalen Tiefe, bis zu der gemessen wird.
- Es wird nur eine gewisse Anzahl Streuungen zugelassen.

Dieses Vorgehen wird so lange wiederholt, bis eine vorgegebene Anzahl Photonen im Detektor nachgewiesen wurde. Um eine relativ glatte Kurve zu erhalten, wurde meist gerechnet, bis 100000 Photonen im Detektor nachgewiesen waren.

Da dieses Programm nicht Hauptbestandteil dieser Arbeit sein sollte, wurde auf weitere Optimierungen (Überlebensroulette, etc. siehe Literatur z.B. [37]) verzichtet. Damit mit diesem „Hau-Ruck-Verfahren“ aber überhaupt in endlicher Zeit Ergebnisse produziert werden können, ist doch ein wenig Optimierung und damit Theorie nötig:

Im Verlauf der Simulation ist es immens oft[28] nötig, Fluglängen oder neue Richtungen zu würfeln. Dies soll mit einem gleichverteilten Zufallsgenerator geschehen. Damit aber bei jedem Würfelvorgang nicht viele Rechnungen erfolgen müssen, bedarf es einer Initialisierungsprozedur, die gemäß der Phasenfunktion und der Streulänge Tabellen anlegt, in denen einfach der zu einem Zufallsgeneratorwert gehörige Wert für beispielsweise die Fluglänge nachgeschlagen werden kann. Mit diesem Trick können bereits bei Rechenzeiten unter zwei Stunden auf einer DEC-Workstation relativ glatte Streukurven produziert werden.

Wie hat nun das Berechnen der Tabellen zu geschehen? Sei zunächst eine Wahrscheinlichkeitsdichte $f(x)$ gegeben. Im Falle der Fluglänge gilt beispielsweise

$$f(x) \;=\; \frac{1}{l_s} \cdot e^{-\frac{x}{l_s}}$$

Das bedeutet nichts anderes, als daß die Wahrscheinlichkeit $P(x)$ für ein Photon, eine Fluglänge im Intervall $[x, x+dx]$ bis zur ersten Streuung zurückzulegen, durch

$$P(x) \;=\; f(x)\,dx \;= \frac{1}{l_s} \cdot e^{-\frac{x}{l_s}}\;dx$$

25) Die Polarisation bleibt in dieser Programmversion unberücksichtigt!

26) Dies ist bei den als Modell verwendeten Suspensionen von Latexkugeln durchaus gerechtfertigt. Die Absorptionslänge ist etwa 100 mal so groß wie die Streulänge.

27) Im Rahmen der Detektion werden auch Photonen verworfen, die die Küvette außerhalb des Detektors verlassen. Solche gelangen normalerweise nie mehr in die Suspension zurück.

28) Um ein Photon im Detektor zu haben, müssen etwa 10^5 Photonen gestartet und damit weit mehr als 10^5 Fluglängen und Flugrichtungen gewürfelt werden.

gegeben ist. Geht man zur Wahrscheinlichkeitsverteilung $F(x)$ über, die durch

$$F(x) := \int_{\xi=0}^{x} f(\xi) d\xi$$

definiert ist und besagt, welcher Anteil der Photonen nach der Fluglänge x schon eine Streuung erfahren hat, so erhält man im Falle der Fluglänge folgenden Ausdruck:

$$F(x) \;=\; \int_{\xi=0}^{x} f(\xi) d\xi \;=\; 1 \;-\; e^{-\frac{x}{l_s}}$$

Da die Wahrscheinlichkeitsdichte normiert und strikt positiv ist, nimmt $F(x)$ nur Werte aus dem Intervall $[0,1]$ an. Hat man nun einen gleichverteilten Zufallsgenerator, der Werte Γ in eben diesem Intervall erzeugt, so erhält man eine Zufallsgröße L, die gemäß der gegebenen Wahrscheinlichkeitsdichte $f(x)$ verteilt ist, indem man $L(\Gamma) := F^{-1}(\Gamma)$ setzt. Im Falle der Fluglänge ergibt sich damit also:

$$L(\Gamma) \;=\; l_s \cdot ln\left(\frac{1}{1-\Gamma}\right)$$

Das Programm legt beim Start eine Tabelle an, in der für jeden Wert des Zufallsgenerators[29)] die zugehörige Fluglänge eingetragen ist. Für den Streuwinkel Θ ist das Vorgehen analog (Wahrscheinlichkeitsdichte $f(x) = p(x) \cdot sin(x)$ mit der Phasenfunktion $p(x)$), nur daß man keine analytischen Ausdrücke zur Verfügung hat, sondern alles numerisch approximieren muß. Die Werte für die Phasenfunktion wurden dabei mit dem BHMIE-Programm aus dem Buch von Bohren und Huffmann [5] berechnet. Insbesondere das Integrieren und das Bilden der Umkehrfunktion sind tückisch[30)].

Das Programm erzeugt als Output eine Tabelle, in der die Fluglänge und die Anzahl der mit dieser Länge eingetroffenen Photonen, aufgeschlüsselt nach der Streuordnung, angegeben sind. Die Fluglänge ist dabei in eine wählbare Anzahl Intervalle diskretisiert. Das so erhaltene Histogramm wird dann vor der Darstellung noch zweimal mit der Impulsform des Titan-Saphir-Lasers gefaltet[31)]. Konkrete Rechnungen werden im Kapitel 4.2 ab Seite 28 demonstriert. Es wird sich zeigen, daß die Ergebnisse bei richtiger Wahl der Eingabeparameter exzellent mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmen.

---

29) Die technisch realisierten Zufallsgeneratoren verwenden lineare Schieberegister mit Rückkopplungen zur Erzeugung der Zufallszahlen und liefern meist diskrete Werte von 0 bis 32767, welche auf das Intervall $[0,1]$ umgerechnet werden.

30) Zur Bildung der Umkehrfunktion bietet sich, da $F(x)$ streng monoton wächst ($f(x) > 0$), Intervallhalbierung an. Die Integration der Wahrscheinlichkeitsdichte erfolgt numerisch, wobei hier zu Beginn das simpelste Verfahren (Euler) implementiert war, welches aber aufgrund seiner Asymmetrie dazu führte, daß das numerisch berechnete $F(x)$ den Wert 1 schon beim vorletzten Punkt der Diskretisierung erreichte. Bei der Bildung der Umkehrfunktion führte dies dann dazu, daß sehr große Streuwinkel (nahe $180\,^o$) nicht auftreten konnten. Da diese bei uns aber von großer Bedeutung sind, produzierte das Programm keine brauchbaren Ergebnisse. Der einfache Übergang zur Sehnentrapezregel bei der Integration löste dieses Problem. Prinzipiell ist aber jedes **symmetrische** Verfahren geeignet.

31) Die ist notwendig, weil in der Rechnung ja von deltaförmigen Impulsen ausgegangen wird.

4 Ermittlung charakteristischer Parameter des Aufbaus

Sowohl zur Erlangung eines umfassenden Verständnisses für die physikalischen Vorgänge bei der Rückstreuung als auch zur Durchführung von Monte-Carlo-Rechnungen ist zunächst eine möglichst genaue Kenntnis der Anlagenparameter nötig.

Im Falle der Monte-Carlo-Rechnung haben die Größe des Akzeptanzwinkels sowie des Detektors immensen Einfluß auf das Ergebnis der Rechnung.

Im folgenden werden zusätzlich zu den schon in [44] bestimmten Parametern (Leistung, Impulsdauer des Titan-Saphir-Lasers, optimale Linsenpositionen) noch einige weitere zunächst direkt am Aufbau gemessen. Daraus kann dann -für die Monte-Carlo-Rechnungen entscheidend- die Größe des Detektors berechnet werden. Abschließend werden dann der Akzeptanzwinkel und die Detektorgröße durch Vergleich von Rechnung und Messung nochmals verifiziert.

4.1 Direkte Messung

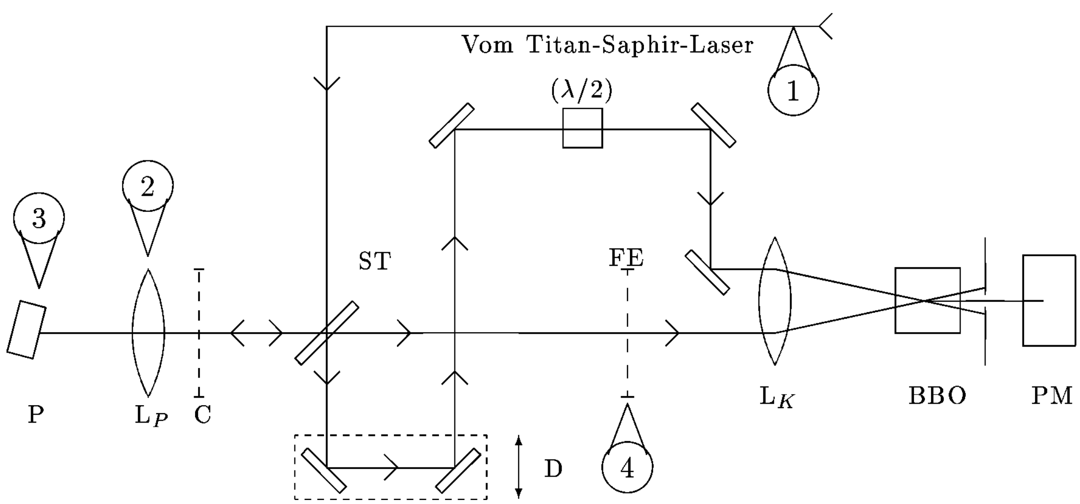


Abbildung 8: Skizze zur Verdeutlichung der folgenden Ausführungen: Jeweils Messung des Strahlprofiles bei (1) und (2), Abschätzung der Strahldivergenz, Berechnung des Fokusdurchmessers bei (3) sowie Messung des Akzeptanzwinkels des BBO-Kristalls in der Fourierebene (FE) der Linse L_K (4).

4.1.1 Strahlprofil, Strahldivergenz

Neben der Leistung und der Impulsdauer, die ein Lasersystem liefert, sind auch das Strahlprofil sowie die Strahldivergenz von großem Interesse. Vermöge dieser Größen kann zum Beispiel in unserem Falle der Durchmesser der Strahltaille in der Probenküvette bestimmt werden. Diese Größe bestimmt direkt die Detektorgröße und ist somit ein wichtiger Eingabeparameter für die Monte-Carlo-Rechnungen.

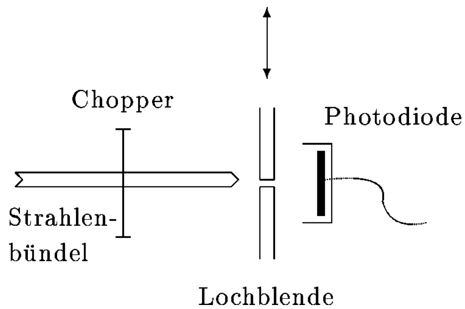


Abbildung 9: Anordnung zum Abscannen des Strahlprofiles

Zur Bestimmung des Strahlprofiles wurde die räumliche Intensitätsverteilung im Laserstrahlenbündel am Ausgang des Titan-Saphir-Lasers im Abstand von 183 cm vom Auskoppelspiegel bestimmt. Dazu wurde das Strahlenbündel unter Verwendung einer Lochblende mit 0.5 mm Durchmesser senkrecht zu seiner Ausbreitungsrichtung abgerastert (Siehe Abbildung 9). Als Detektor diente eine langsame Photodiode[32)] mit einer aktiven Fläche von 7.5 mm Durchmesser, welche vor dem Einfügen der Lochblende bezüglich des Strahlenbündels zentriert wurde. Zur Unterdrückung von Störeinflüssen durch Umgebungslicht wurde das Strahlenbündel mittels eines mechanischen Choppers (Frequenz etwa 1 KHz) zerhackt und das Signal mit einem Lock-in-Verstärker analysiert. Der Laser wurde bei der Messung durch Graufilter[33)] so weit abgeschwächt, daß die Photodiode nicht in die Sättigung geriet.

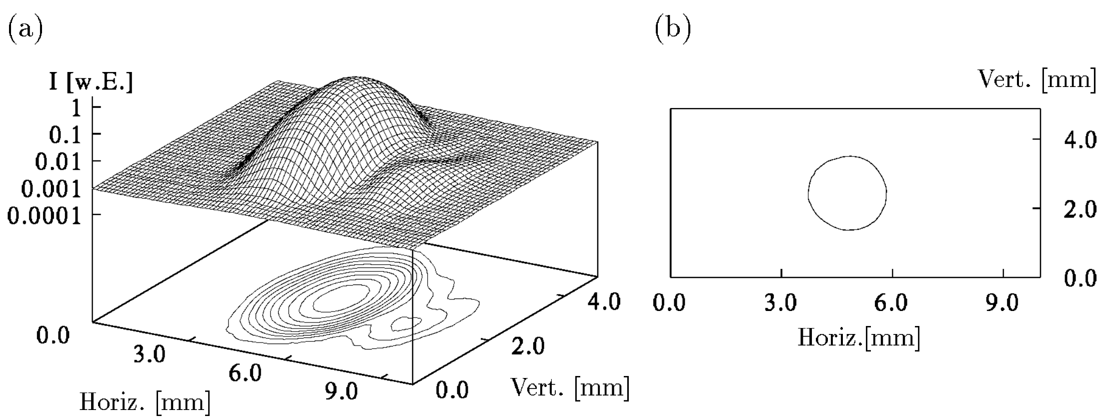


Abbildung 10: Strahlprofil 183 cm nach dem Auskoppelspiegel des Titan-Saphir-Lasers: (a) 3D-Plot der gemessenen Intensitäten mit linear verteilten Höhenlinien (b) 2D-Plot des Strahlprofiles mit einer Höhenlinie bei $\frac{1}{e^2}$ der Maximalintensität

Abbildung 10 zeigt das Meßergebnis. Neben dem globalen Maximum ist noch ein kleines lokales Maximum zu erkennen. Dabei handelt es sich um Licht des Argonionen-

32) Si-Photodiode Typ OSD50-5 mit Quarzglasfenster.

33) Neutral-Glas-Filter aus dem Hause Schott

Pumplasers, welches nahezu parallel zum Titan-Saphir-Strahlenbündel läuft (Siehe Abbildung 4). Betrachtet man das in Abbildung 11 dargestellte Transmissionsspektrum eines der verwendeten dielektrischen Spiegel, so wird klar, warum die starken, zum Pumpen des Titan-Saphir-Lasers verwendeten Ar^+-Linien bei 514.5 nm und bei 488.0 nm nur so schwach zu sehen sind, obwohl von den 7 W Multi-Line-Pumplicht etwa 0.7 W durch den Titan-Saphir-Kristall transmittiert werden. Bei jeder der zum Erreichen des Meßplatzes nötigen sechs Reflexionen werden über 80 % des Lichtes transmittiert. Der geringe Anteil dieses Lichtes, der dennoch bis zum Detektionsaufbau gelangt, wird am Eingangsfilter vor dem BBO-Kristall absorbiert, so daß er die Messung nicht beeinflußt.

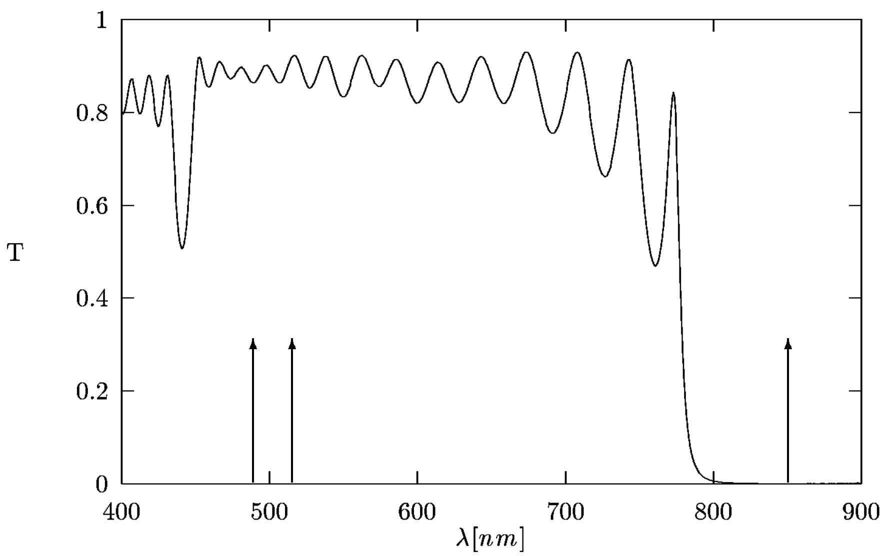


Abbildung 11: Transmissionsspektrum eines der im Aufbau verwendeten dielektrischen Spiegel. Eingezeichnet sind ferner die beiden starken Linien (514.5 nm und 488.0 nm) des Argonionenlasers sowie die zentrale Wellenlänge des Titan-Saphir-Lasers (848 nm).

Zur Beurteilung der Modenqualität und zur quantitativen Bestimmung des Laserstrahlenbündeldurchmessers fittet[34] man eine Gaußfunktion der Form $I_0 \cdot \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}\right)$ an die Meßdaten (siehe Anhang B, Seite 74) und erhält für den Bündeldurchmesser[35] $d_1 = (2.121 \pm 0.005)$ mm. Die Abweichung von der idealen gaußschen Form war vernachlässigbar klein, so daß das Strahlenbündel als gaußsch bezeichnet werden kann.

Zur Bestimmung der Strahldivergenz ist noch zusätzliche Information nötig. Dazu wurde eine weitere Messung des Strahlprofiles am Ort der Probenlinse (Siehe Abbildung 5) vorgenommen, was einer Entfernung von 358 cm zum Auskoppelspiegel entspricht.

[34] Es wurde bei allen Fits in dieser Arbeit die Levenberg-Marquardt-Methode verwendet. Dabei handelt es sich im wesentlichen um ein Gradientenabstiegsverfahren, welches zusätzlich die Hessematrix der anzupassenden Funktion verwendet. Eine detaillierte Beschreibung findet sich beispielsweise in den Numerical Recipes [43] ab Seite 574.

[35] Bei gaußschen Strahlenbündeln ist der Bündeldurchmesser als derjenige Durchmesser definiert, bei dem das E-Feld auf $\frac{1}{e}$ und mithin die Intensität auf $\frac{1}{e^2}$ ihres Maximalwertes abgesunken ist. (siehe [27], Seite 369.)

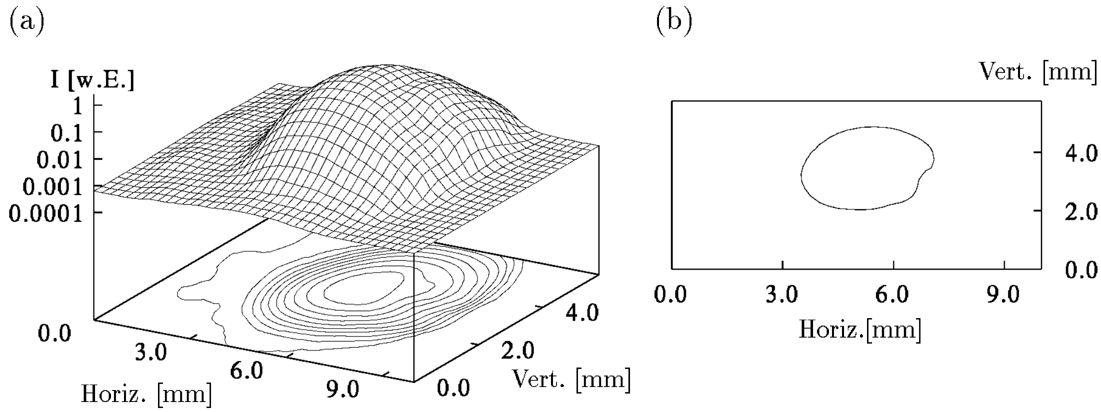


Abbildung 12: Strahlprofil am Ort der Probenlinse, 358 cm nach dem Auskoppelspiegel des Titan-Saphir-Lasers: (a) 3D-Plot der gemessenen Intensitäten mit linear verteilten Höhenlinien (b) 2D-Plot des Strahlprofiles mit einer Höhenlinie bei $\frac{1}{e^2}$ der Maximalintensität

Abbildung 12 zeigt das Ergebnis dieser Messung. Eine Auswertung, vollkommen analog der zum ersten Scan, ergibt auch hier wieder, daß es sich in sehr guter Näherung um ein gaußsches Strahlenbündel handelt, wobei sich der Bündeldurchmesser d_2 zu $(3.17 \pm\ 0.04)$ mm ergibt.
Die Strahldivergenz Γ im Fernfeld (siehe Abbildung 15 im übernächsten Kapitel (4.1.3) auf Seite 23) läßt sich nun berechnen: $\Gamma = \frac{d_2 - d_1}{l}$, wobei l der Abstand zwischen den beiden Meßorten ist. Einsetzen der Werte ergibt für die Strahldivergenz einen Wert von $\Gamma = (0.600 \pm 0.005)$ mrad.
Zusammenfassend können wir für die „erweiterten" Parameter des Titan-Saphir-Lasers festhalten:

- Es handelt sich in sehr guter Näherung um ein gaußsches Strahlenbündel.
- Der Strahlenbündeldurchmesser am Ort der Probenlinse beträgt $(3.17\ \pm\ 0.04)$ mm.
- Die Strahldivergenz beträgt $\Gamma = (0.600 \pm 0.005)$ mrad.

4.1.2 Bestimmung des Akzeptanzwinkels

Zur Detektion des Signals wird die Summenfrequenzerzeugung verwendet; aus zwei Strahlenbündeln aus Licht des Titan-Saphir-Lasers mit einer Wellenlänge von 848 nm wird dabei blaues Licht mit einer Wellenlänge von 424 nm erzeugt. Erreicht wird dies durch Ausnutzung nichtlinearer Effekte: Normalerweise werden die Atome eines Mediums beim Durchgang von Licht durch das oszillierende elektrische Feld zu harmonischen Schwingungen angeregt. Bei geringen Feldstärken ergibt sich dabei ein linearer Zusammenhang der Form $\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi \vec{E}(t)$ zwischen dem $\vec{E}$-Feld und der, durch selbiges hervorgerufenen, Polarisation $\vec{P}$ des Mediums. Hierbei ist die dielektrische Suszeptibilität χ bei anisotropen Medien ein materialabhängiger, zweidimensionaler und symmetrischer Tensor. Geht man nun zu sehr hohen Feldstärken über, wie sie beispielsweise bei Femtosekundenimpulsen[36] vorliegen, so ist dieses lineare Modell nicht mehr gültig, denn die erzwungenen Schwingungen der Atome des durchstrahlten Mediums sind nicht mehr harmonisch, sondern es treten Terme höherer Ordnung auf. Für die Polarisation ist eine Reihe der Form $\vec{P}(t) = \epsilon_0 \left(\chi_1 \vec{E}(t) + \hat{\chi}_2 \vec{E}\vec{E}(t) + ...\right)$ anzusetzen. Dabei ist nun $\hat{\chi}_2$ bereits ein dreidimensionaler Tensor mit $3 * 3 * 3 = 27$ Komponenten, wovon je nach Kristallstruktur des Mediums in der Regel einige voneinander abhängig sind.

Betrachtet man -in Anlehnung an den Aufbau- nun zwei Strahlenbündel, die sich als ebene Wellen mit orthogonaler Polarisiation im Kristall treffen (Wellenvektoren $\vec{k}_{ein1}$ und $\vec{k}_{ein2}$) sowie ein drittes Strahlenbündel (Wellenvektor $\vec{k}_{aus}$) mit geringer Intensität aber doppelter Frequenz, so kann man unter Ausnutzung der Maxwellgleichungen und unter der Annahme, daß die beiden eingestrahlten Wellen beim Durchgang durch den Kristall nicht wesentlich an Intensität verlieren, einen Ausdruck für die Effektivität η der Erzeugung der zweiten Harmonischen (also dafür, wie sich die Intensität des dritten Strahlenbündels erhöht) ableiten, wie es beispielsweise Yariv in [45] vorführt:

$$\eta \;\propto\; \omega^2 L^2 \left(\frac{sin(\frac{1}{2}\Delta k L)}{\frac{1}{2}\Delta k L}\right)^2 \tag{7}$$

Dabei bezeichnet ω die Frequenz der eingestrahlten Strahlenbündel, L die Weglänge des Lichtes im Kristall und $\Delta k = \mid \vec{k}_{aus} - \vec{k}_{ein1} - \vec{k}_{ein2} \mid$ die Differenz der Wellenvektoren von ausfallender und einfallenden Lichtwellen. Eine besonders hohe Effektivität erhält man, wenn man L groß macht[37] und gleichzeitig der Term in Klammern groß bleibt. Dies ist aber nur zu erreichen, wenn Δk null ist. In allen anderen Fällen wird der rechte Term mit quadratisch abnehmender Amplitude oszillieren und die Konversionsrate schnell zu null machen. Voraussetzung für effektive Erzeugung der zweiten Harmonischen ist das sogenannte Phase-Matching, die Optimierung der Bedingung $\Delta\vec{k} = 0$. Diese Bedingung kann durch geschickten Schnitt und Ausnutzung der Doppelbrechung der Kristalle erfüllt werden[38].

Obige Ausführungen sind in unserem Falle von Interesse, da aufgrund der Bedingung des Phase-Matchings nicht das gesamte von der Probe kommende und in den Kristall fokusierte Licht zum frequenzverdoppelten Signal beiträgt, sondern nur ein relativ kleiner Teil, für den eben der Einfallswinkel derart liegt, daß bei dem sich ergebenden Δk und bei der gegebenen Kristalldicke L gemäß (7) noch eine akzeptable Konversionsrate vorliegt. Den vollen Öffnungswinkel des Kegels[39] um die Richtung optimalen Phase-

---

36) In unserem Falle beträgt die mittlere Leistung zwar nur 300 mW, aber wegen der Kürze der Impulse ergibt sich ein Tastverhältnis von etwa $1 : 10^5$ (Impulslänge/Repetitionsrate) und somit beträgt die Leistung im Impuls etwa 30 kW!

37) Die Formel würde eigentlich eine beliebig hohe Effektivität erlauben, wenn L nur groß genug wird. Dieser Widerspruch klärt sich aber auf, wenn man beachtet, daß bei der Herleitung von (7) benutzt wurde, daß die Intensitäten der eingestrahlten Strahlenbündel nicht wesentlich abnehmen, was aber im Falle dicker Kristalle und hoher Konversionsraten nicht mehr zutrifft!

38) Für den speziellen BBO-Kristall, wie er hier verwendet wurde, sei auf [21] verwiesen.

39) Kegel ist hier allgemein zu verstehen: Wie in von J. Shah in [42] dargestellt, gibt es in der Regel, je nach Lage der optischen Achse des Kristalls, einen größten und einen kleinsten Akzeptanzwinkel - der Kegel hat dann eine elliptische Grundfläche.

Matchings, bei dem die Konversionsrate 50% ihres Maximums beträgt, nennt man **Akzeptanzwinkel** .
Zur direkten Messung des Akzeptanzwinkels wurde der Aufbau zunächst mit einem dielektrischen Spiegel anstatt einer Probe optimiert. Danach wurde der Spiegel durch eine gut reflektierende Latexsuspension ($0.272\,\mu$m Kugeln, Konzentration 10%) ersetzt und durch Abrastern mit einer 0.5 mm Lochblende die räumliche Intensitätsverteilung am Ort der Fourierebene (FE) der Linse L_K (siehe Abbildung 8) bestimmt. Als Detektor diente wieder wie in 4.1.1 eine langsame Diode. Abbildung 13 zeigt das Meßergebnis: Wie bei den isotropen Streueigenschaften der kleinen Kugeln nicht anders zu erwarten, ist die Intensitätsverteilung in der Fourierebene in einem weiten Bereich homogen; begrenzender Faktor war die Größe der verwendeten Photodiode von 7.5 mm.

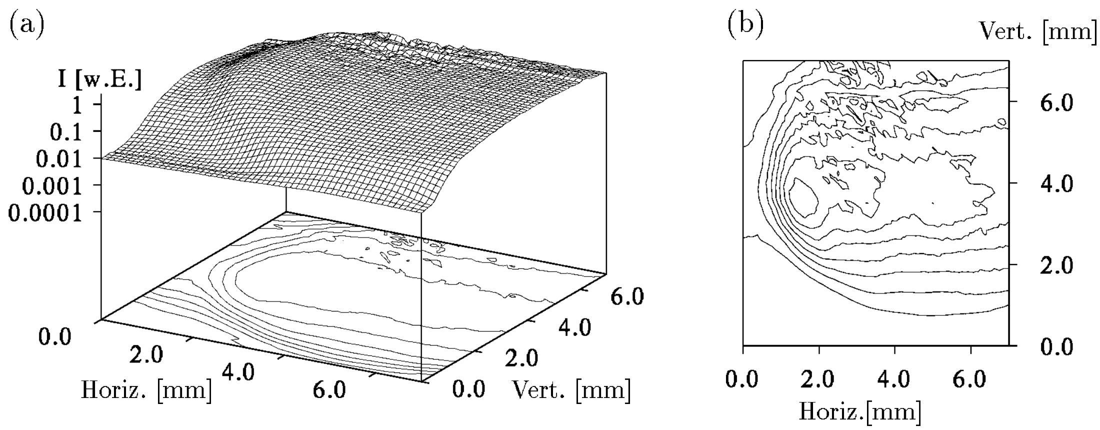


Abbildung 13: Referenz-Messung der auf die BBO-Linse L_K einfallenden Intensität in Abhängigkeit vom Ort.

In einem zweiten Schritt wurde nun mit dem Upconversion-Aufbau bei fester Einstellung der Zeitverzögerung und unter Verwendung der gleichen Latexsuspension wie oben die Größe des Signals bei verschiedenen Positionen der Lochblende bestimmt. Gemäß den Gesetzen der Fourieroptik entspricht in einer solchen f,f-Anordnung eine Position der Lochblende einem gewissen Einfallswinkel in den BBO. Rechnet man die verschiedenen Positionen der Lochblende in Winkel um und trägt das gemessene Signal gegen die Winkel auf, so ergibt sich das in Abbildung 14(a) gezeigte Bild.
Abbildung 14(b) zeigt als Höhenlinienplot von 14(a) die Winkel, an denen das Signal der zweiten Harmonischen auf die Hälfte seines maximalen Wertes abgefallen ist. Es handelt sich dabei um eine Ellipse. Dies bedeutet, daß erwartungsgemäß die Akzeptanzwinkel horizontal und vertikal verschieden sind. Bestimmt man (graphisch) die Winkel, die der großen beziehungsweise der kleinen Halbachse der Ellipse entsprechen, so erhält man Akzeptanzwinkel von $4.07^\circ \pm 0.03^\circ$ bzw. $1.90^\circ \pm 0.03^\circ$. Der größere Wert ist dabei der horizontale Akzeptanzwinkel, der kleinere der vertikale. Daß die Ellipse um 45° gegen den Uhrzeigersinn gegenüber der erwarteten Lage gedreht ist, hat folgenden Grund:
Beim Einbau der Lochblende mußte das Referenzstrahlenbündel gegenüber seinem normalen Verlauf etwas „umgeleitet“ werden, wobei die Höhe über dem Tisch nicht ganz korrekt war. Wie sich später herausstellte, verlief das Referenzstrahlenbündel gegenüber

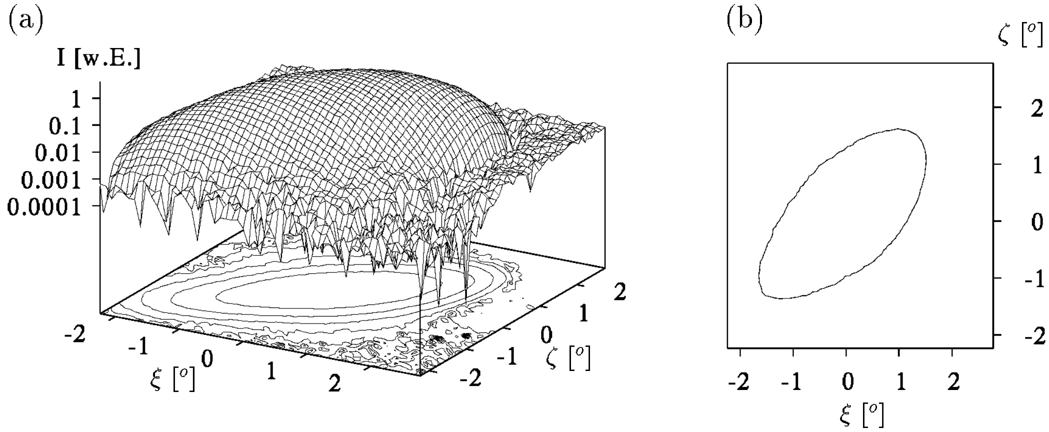


Abbildung 14: Akzeptanzwinkel: (a) Intensität nach dem BBO in Abhängigkeit vom Einfallswinkel ξ in der Tischebene und senkrecht dazu ζ mit linear verteilten Höhenlinien sowie (b) mit einer Höhenlinie bei der halben Maximalintensität.

dem Probenstrahlenbündel an der Linse L_K um 2 mm zu tief, was zu obiger Drehung der Ellipse führte.

Im Buch von Zernike und Midwinter [13] ist gezeigt, daß im kollinearen Fall[40] der Akzeptanzwinkel in der Ebene, welche die optische Achse des Kristalls enthält, kleiner als in der Ebene senkrecht zur optischen Achse ist. Dieses Verhalten ist bei dem hier verwendeten BBO, dessen optische Achse senkrecht auf der Tischebene steht, auch in nichtkollinearer Anordnung zu beobachten.

4.1.3 Berechnung der Detektorgröße

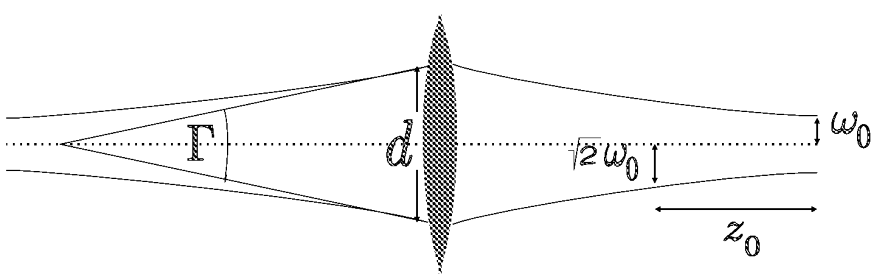


Abbildung 15: Geometrie einer Strahltaille, die durch Fokussierung eines gaußschen Strahlenbündels entsteht: Divergenz des eingestrahlten Bündels Γ, Radius der Strahltaille ω_0 mit konfokalem Parameter z_0 nach der Linse.

Da die Größe des Detektors einer der wesentlichen Eingabeparameter des Monte-Carlo-Programms ist, soll nun näher auf diese Größe eingegangen werden:

Unter der Detektorgröße versteht man die Größe der aktiven Fläche, auf die zurückgestreute Photonen treffen müssen, um nachgewiesen zu werden. Im Falle unseres Auf-

[40] Es handelt sich hier um den Spezialfall, daß die beiden Strahlenbündel zusammenfallen. Dieser Fall wird üblicher Weise zur Erzeugung der zweiten Harmonischen verwendet.

baus ist der Detektor der nichtlineare BBO-Kristall, wobei die Probe durch die beiden Linsen L_P und L_K in einer 1:1-Abbildung in den BBO-Kristall abgebildet wird. Photonen, die detektiert werden sollen, müssen nicht nur gleichzeitig mit den Photonen des Referenzstrahlenbündels eintreffen, sondern sie müssen auch räumlich überlappen. Die Größe des Fokus des Referenzstrahlenbündels bestimmt somit die aktive Fläche des BBO-Kristalls und damit die Detektorgröße. Für die weiteren Ausführungen sei angenommen, daß die Divergenz des Strahlenbündels so klein ist, daß sich der Durchmesser desselben im Meßaufbau nicht wesentlich ändert. Ausgehend von einem gaußschen Strahlenbündel mit bekanntem Durchmesser d und bekannter Divergenz Γ im Vakuum kann man unter Verwendung der Fresnel-Transformation und der Transmissionsfunktion einer Linse mit gegebener Brennweite f berechnen, in welchem Abstand von der Linse sich eine Strahltaille bildet, welchen Durchmesser selbige hat und wie lang sie ist (Abbildung 15 zeigt die Situation). Man erhält unter Vernachlässigung der Divergenz[41)] des Strahlenbündels folgende Ausdrücke [45]:

$$\omega_0 = \frac{2\lambda f}{\pi d} \qquad \text{und} \qquad z_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \tag{8}$$

Dabei ist ω_0 der Radius der sich ergebenden Strahltaille und z_0 der sogenannte konfokale Strahlparameter . Dieser gibt an, in welcher Entfernung vom Zentrum der Strahltaille sich der Durchmesser auf das $\sqrt{2}$-fache seines minimalen Wertes vergrößert hat. Somit ist dieser Wert ein Maß dafür, in welchem Tiefenbereich das eingestrahlte Strahlenbündel als ebene Welle betrachtet werden kann. Im Falle der verwendeten 80 mm-Linse ergeben sich ($\lambda = 848\,\text{nm}$, $d = 3.17\,\text{mm}$) folgende Werte:

ω_0	z_0
$13.6\,\mu\text{m}$	$0.69\,\text{mm}$

Wie dem konfokalen Strahlparameter z_0 zu entnehmen ist, können wir bei den in den Experimenten angestrebten Tiefen von bis zu einem Millimeter von ebenen Wellen zur Probenillumination ausgehen. Genau dies wurde im Monte-Carlo-Programm vorausgesetzt.

Im Monte-Carlo-Programm soll aber statt des in Abbildung 16(a) abgebildeten Detektors mit gaußscher Empfindlichkeitscharakteristik, wie ihn die aktive Fläche des BBO-Kristalls darstellt, ein gleichverteilter, wie in Abbildung 16(b) zeigt, verwendet werden. Dies soll so geschehen, daß bei dem realen Detektor (gaußsch) und bei dem idealisierten (gleichverteilt) die wahrscheinlichsten Radien gleich sind. Berechnet man nun für beide Detektoren diese Radien

$$< r >_{ideal} = \frac{\int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{r_e} \; r^2 \, dr \, d\phi}{\int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{r_e} \; r \, dr \, d\phi} = \frac{2}{3} \, r_e \tag{9}$$

$$< r >_{gauß} = \frac{\int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} \; r^2 \, e^{-\frac{2r^2}{\omega_0^2}} \; dr \, d\phi}{\int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} \; r \, e^{-\frac{2r^2}{\omega_0^2}} \; dr \, d\phi} = \frac{\sqrt{2\pi}}{4} \, \omega_0$$

---

41) Dies entspricht der Annahme, daß sich die linke Strahltaille sehr weit entfernt von der Linse befindet.

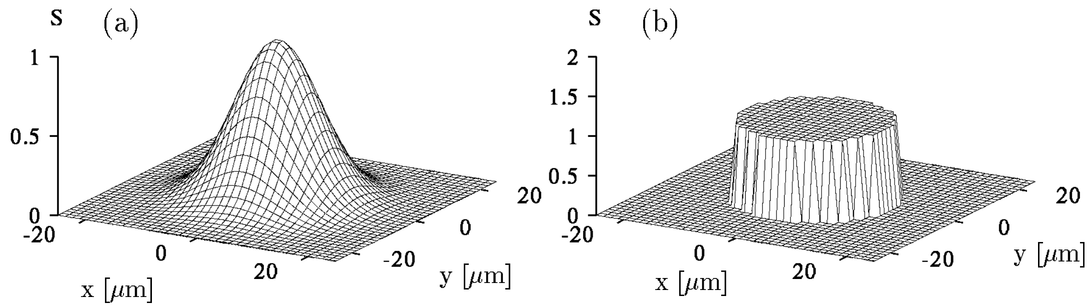


Abbildung 16: Ortsabhängige Empfindlichkeit S des realen gaußschen Detektors (a) sowie des im Monte-Carlo-Programm realisierten idealisierten gleichverteilten Detektors (b).

und setzt die Ergebnisse gleich, so ergibt sich $r_e = \frac{3\sqrt{2\pi}}{8}\omega_0 \approx 0.940\,\omega_0$. Einsetzen der Größe der Strahltaille ergibt mithin einen Detektorradius von $12.78\,\mu$m.

Eine ähnliche Überlegung läßt sich für den Akzeptanzwinkel anstellen: Fittet man an die Messung des Akzeptanzwinkels eine gaußsche Glockenkurve, so erhält man den Wert des wahrscheinlichsten Akzeptanzwinkels aus der Messung zu $1.56\,^o$. Im Monte-Carlo-Programm soll wieder statt der gaußschen Empfindlichkeitscharakteristik eine gleichverteilte verwendet werden (voller Öffnungswinkel Θ_{mc}), für welche sich der wahrscheinlichste Winkel zu

$$< \Theta >_{ideal} = 2 \cdot \frac{\int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\Theta_{mc}/2} \vartheta \; sin(\vartheta)\, d\vartheta\, d\phi}{\int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\Theta_{mc}/2} sin(\vartheta)\, d\vartheta\, d\phi} = 2 \cdot \frac{\frac{\Theta_{mc}}{2}\cos(\frac{\Theta_{mc}}{2}) - \sin(\frac{\Theta_{mc}}{2})}{\cos(\frac{\Theta_{mc}}{2}) - 1} \qquad (10)$$

ergibt. Die sich beim Setzen von $1.56\,^o$=(10) ergebende transzendente Gleichung ist nicht geschlossen lösbar. Beachtet man, daß wir es mit relativ kleinen Winkeln ($\approx 1\,^o$) zu tun haben, und entwickelt man (10) bis zur dritten Ordnung um Null, so erhält man eine einfache Gleichung[42]:

$$1.56\,^o \;=\; 2 \cdot \left(\frac{2}{3}\frac{\Theta_{mc}}{2} \;-\; \frac{1}{90}\left(\frac{\Theta_{mc}}{2}\right)^3 \;+\; ... \right)$$

Ausrechnen ergibt für den Akzeptanzwinkel, der dem Monte-Carlo-Programm einzugeben ist, einen Wert von $2.34\,^o$ [43].

Abschließend seien die experimentellen Werte und die dem Monte-Carlo-Programm aufgrund der dort gemachten Idelalisierungen einzugebenden Werte nochmals zusammengestellt:

	Experimentell	Monte-Carlo-Programm
Detektorradius	-	$12.78\,\mu$m
Akzeptanzwinkel	$1.9\,^o$ bzw. $4.07\,^o$	$2.34\,^o$

[42] Daß sich als erstes Glied die Lösung von (9) ergibt, liegt einfach daran, daß man beim Rechnen bis zur ersten Ordnung gleich den Sinus in (10) hätte vernachlässigen können.

[43] Wie sich herausstellt, hätte ein Entwickeln bis zur ersten Ordnung gereicht, da der dadurch entstehende Fehler deutlich kleiner als ein Promille ist.

4.1.4 Auflösungsvermögen

Wie bei allen bildgebenden Verfahren, so ist auch in unserem Falle das Auflösungsvermögen von Interesse. Während das Aufösungsvermögen in der Tiefe theoretisch ausschließlich durch die Impulsdauer bestimmt ist und in unserem Falle (Impulsdauer 90 fs-100 fs) etwa 30 μm beträgt, wird das laterale Auflösungsvermögen einerseits von der Größe der Strahltaille in der Probenküvette und andererseits von der Abbildung der Probenküvette in den BBO-Kristall bestimmt.

Das Auflösungsvermögen in der Zeitrichtung entspricht dem theoretischen, was experimentell an den extrem schnellen Ansteigen der Streukurven sowohl an der Grenzschicht Küvette-Streumedium (siehe beispielsweise Abbildung 3(a)) als auch bei den im folgenden noch vorzustellenden metallischen Objekten[44] deutlich zu sehen ist: Die Zeitkonstante entspricht nahezu der einer Autokorrelation.

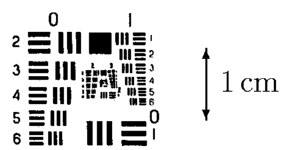


Abbildung 17: Das verwendete USAF1951 (Melles-Griot) Test-Target zur Auflösungsbestimmung in Originalgröße: Die verwendeten Gruppen (3.1, 3.3 und 3.5) sind im Bild nicht mehr erkennbar.

Experimentell wird nun das laterale Auflösungsvermögen bestimmt. Dazu wird das USAF1951 Standard-Test-Target benutzt, welches beispielsweise bei Melles-Griot erhältlich und in Abbildung 17 in Originalgröße abgebildet ist. Dieses Target besteht aus einem Glasträger, auf den Streifen-Triplets mit verschiedenen Streifenabständen aus Chrom aufgedampft wurden, wobei pro Streifenabstand immer zwei orthogonale Triplets vorhanden sind. Entsprechend den Streifenabständen sind die Triplets in Gruppen eingeteilt. Die hier zur Bestimmung des Auflösungsvermögens benutzten Streifen der dritten Gruppe sind wegen des kleinen Abstandes der Streifen von etwa 100 μm im Bild nicht mehr zu erkennen.

Dieses Test-Target wurde nun als Rückwand[45] einer 0.5 mm Schiebeküvette verwendet, die mit einer Suspension von Latexkugeln gefüllt war. Die Originalsuspensionen von Kugeln mit 0.272 μm Durchmesser wurden dabei so verdünnt, daß die theoretische Streulänge 200 μm betrug.

Um zu verhindern, daß die direkten Reflexe der Chrom-Streifen und der Grenzschichten Luft-Küvette sowie Küvette-Latexsuspension direkt ins Detektionssystem gelangen können, wurde das ganze „Sandwich" um ca. 5° verkippt. In einer Tiefe von 0.5 mm wurden dann über die verschiedenen Triplets Querscans[46] gefahren, indem der Pro-

[44] Betrachte beispielsweise den scharfen Peak der durchgezogenen Linie in Abbildung 24(b) auf Seite 37.

[45] mit der chrom-bedampften Seite zum Streuer

[46] Das heißt, das Zeitdelay war so eingestellt, daß Streulicht aus einer Tiefe, in der sich das Testtarget befindet nachgewiesen wurde. Mit dieser festen Zeiteinstellung wurde dann das Signal aufgenommen, das sich beim lateralen Verschieben des Probenhalters mit einem Schrittmotor ergibt.

benhalter senkrecht zur Beobachtungsrichtung per Schrittmotor verschoben wurde. Die Abbildungen 18(a), (b) und (c) zeigen das Ergebnis für folgende Strichabstände:

Bild	Nummer auf dem Test-Target	Strichabstand [mm]
Abb. 18(a)	3.1	0.125
Abb. 18(b)	3.3	0.099
Abb. 18(c)	3.5	0.079

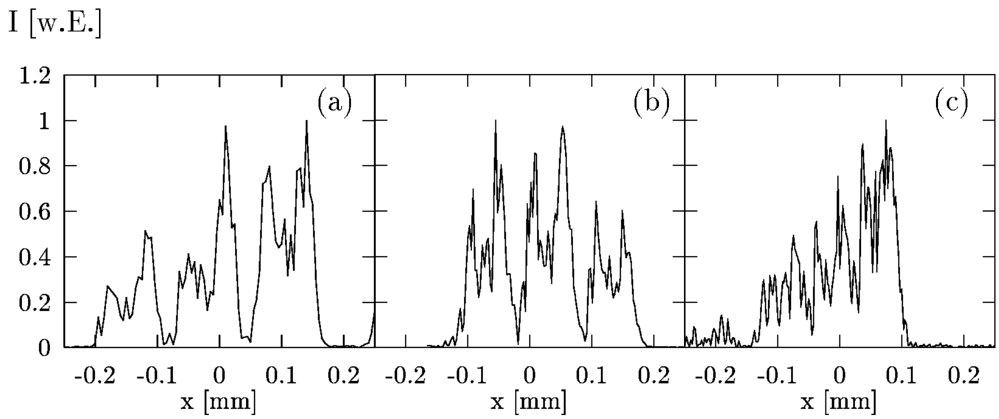


Abbildung 18: Querscans über ausgewählte Gruppen des Melles-Griot Test-Targets: (a) 3.1, (b) 3.2 und (c) 3.3

Während die Streifen in den Abbildungen 18(a) und 18(b) noch klar zu trennen sind, ist die Grenze des Auflösungsvermögens im Falle von 18(c) fast überschritten; entsprechend können wir also festhalten, daß das laterale Auflösungsvermögen bei etwa 80 μm liegt.

Als grobe Abschätzung für das theoretische -zumindest im Falle einer „Wassermessung“ (also unter Verwendung von Wasser statt eines streuenden Mediums)- Auflösungsvermögen kann die Größe des Detektors dienen (siehe 4.1.3, Seite 23). Würde dieser sowohl einen Chrom-Streifen als auch eine „Lücke“ überdecken, so wären die Streifen beim Verschieben des Targets nicht mehr zu trennen. Verglichen mit dem theoretischen Auflösungsvermögen von etwa 30 μm ist das tatsächliche Auflösungsvermögen von 80 μm durchaus respektabel, insbesondere wenn man berücksichtigt, daß von den eingestrahlten Photonen nur ein sehr kleiner Bruchteil ($e^{-1000\,\mu m/200\,\mu m} \cdot 100\,\% = 0.67\,\%$) ohne Streuung das streuende Medium passiert.

Betrachtet man die Abbildungen 18, so fällt ferner auf, daß die mittlere Intensität im Falle von (a) und (c) von links nach rechts ansteigt, während sie bei (b) im wesentlichen konstant ist. Dieses Phänomen rührt daher, daß das „Probensandwich“ verkippt, die Einstellung des Verzögerungsdelays jedoch fest war. Somit lag die reflektierende Grenzschicht im Falle von (a) und (c) am Anfang der Messung (links) zu weit hinten und kam dann beim Verschieben während der Messung immer näher an ihre optimale Position heran, was sich in einem stärkeren Signal manifestierte. Bei (b) war die Tiefeneinstellung derart, daß das Signal bei mittlerer lateraler Position sein Maximum

aufwies, und ein laterales Verschieben nach rechts oder links führte so zu einer Verringerung des Signales, da sich nun die Grenzschicht nach vorne beziehungsweise nach hinten aus ihrer optimalen Position hinausbewegte[47].
Für das Auflösungsvermögen ergaben sich folgende Werte:

- Auflösung in „Zeitrichtung“ oder “Tiefenauflösung“: 30 μm.
- Laterales Auflösungsvermögen: etwa 80 μm.

4.2 Indirekt mit dem Monte-Carlo-Programm

Um nun die Gültigkeit der beim Monte-Carlo-Programm gemachten Idealisierungen zu prüfen und gleichzeitig die Messungen von Akzeptanzwinkel (4.1.2) und Strahlprofil (indirekt über die Detektorgröße) zu verifizieren, wurden die in 4.1.3 aus den Messungen berechneten Größen hier noch einmal mit dem Monte-Carlo-Programm durch „Probieren“ ermittelt. Dazu wurde eine Suspension von Latexkugeln mit 0.272 μm Kugeldurchmesser und einer theoretischen Streulänge von 200 μm experimentell vermessen. Das Monte-Carlo-Programm wurde nun mit den bekannten Parametern, Streulänge und Kugeldurchmesser, „gefüttert“, und es wurden Streukurven für verschiedene Werte von Akzeptanzwinkel und Detektorgröße berechnet.
Abbildung 19 zeigt die Ergebnisse. In allen Diagrammen ist die Messung durchgezogen eingezeichnet. Die Diagramme 19(a), (b) und (c) zeigen jeweils für einen Akzeptanzwinkel von 1 $^\circ$, 1.5 $^\circ$ und 3 $^\circ$ strichliert die Rechenergebnisse für verschiedene Empfängerradien. Dabei wurde der Radius des Detektors sukzessive von 5 μm bis 500 μm erhöht. Es zeigt sich eine empfindliche Abhängigkeit der Rechenergebnisse vom Durchmesser des Detektors: Für große Detektoren ist das Signal zu groß, für kleine zu klein. Die Ursache dafür ist einfach die größere Chance für ein Photon, insbesondere bei großen Tiefen doch noch in den Detektor zu treffen. Bei Streuungen in der Nähe der Küvetteninnenseite ist dieser Effekt nicht so stark, da hier nahezu jedes Photon, das zurückgestreut[48] wird, den Detektor trifft und somit nachgewiesen wird.
Vergleicht man die Rechnungen mit der Messung, so ist die beste Übereinstimmung in 19(a), (b) und (c) jeweils bei der Kurve mit einem Detektorradius von 13 μm gegeben (im Diagramm dritte strichlierte Kurve von unten). Vergleicht man nun jeweils diese Rechnung für die verschiedenen Akzeptanzwinkel mit der Messung, so ist die Übereinstimmung für alle Akzeptanzwinkel relativ gut. Lediglich in 19(c) ist die Übereinstimmung für große Tiefen etwas schlechter.

[47] Die optimale Einstellung der Tiefe erwies sich als ziemlich „kitzlig“, da sie ja einerseits auf ca. 30 μm genau erfolgen muß und da andererseits ein größerer Bereich abgescannt werden muß, um sicher zu gehen, daß auch die richtige Gruppe getroffen wurde und nicht etwa der Abstand zwischen den horizontalen und vertikalen Streifen vermessen wurde. Ein iteratives Vorgehen (erst den großen Bereich scannen und dann mit richtiger Tiefeneinstellung nochmal den kleinen Bereich) war nicht möglich, da die Latexsuspension relativ schnell eintrocknete, was an einem schlechten Abschließen der Schiebeküvette aufgrund der endlichen Dicke der Chromstreifen lag.

[48] Dabei muß natürlich der Streuwinkel so groß sein, daß das Photon innerhalb des Kegels des Akzeptanzwinkels des Detektors einfällt.

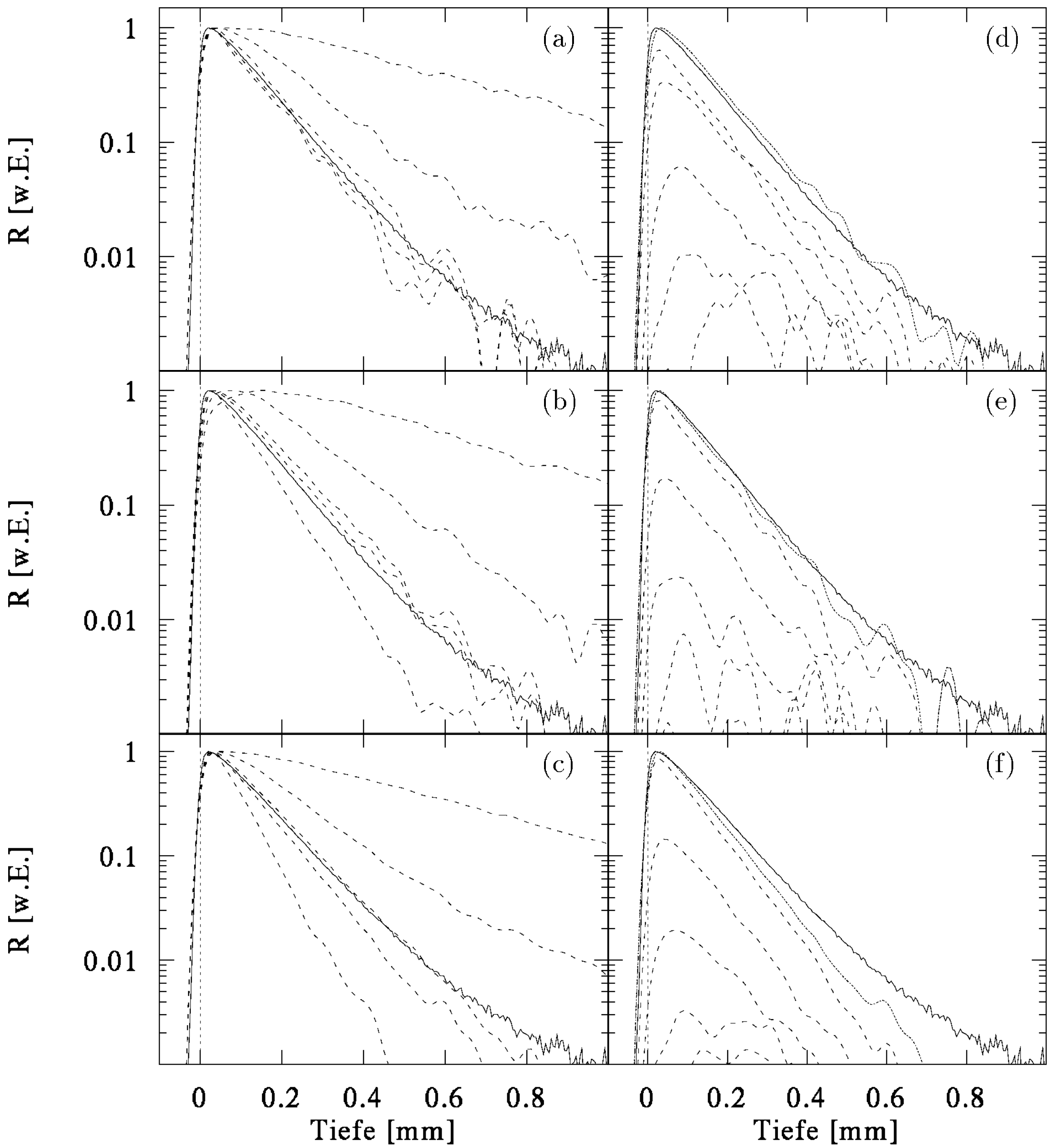


Abbildung 19: Variation der Eingabeparameter des Monte-Carlo-Programms und Vergleich mit dem Meßergebnis (durchgezogene Kurve in allen Diagrammen): (a) Akzeptanzwinkel 1°, (b) Akzeptanzwinkel 1.5° und (c) Akzeptanzwinkel 3°. Jeweils (strichlierte Kurven von unten nach oben) für Detektorradien von $5\,\mu$m, $13\,\mu$m, $30\,\mu$m, $100\,\mu$m, und $500\,\mu$m; (c), (d) und (e) zeigen, wie sich das erhaltene Streusignal (punktiert) für den wirklichen Detektorradius von $13\,\mu$m aus den einzelnen Streuordnungen (strichliert), beginnend oben mit der ersten Streuordnung, zusammensetzt.

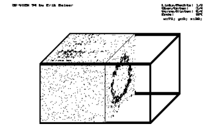
Die Abbildungen 19(d), (e) und (f) schließlich zeigen für die gleichen Akzeptanzwinkel wie (a), (b) und (c) die Messung (durchgezogen) und das Rechenergebnis (punktiert) für den optimalen Detektorradius, aufgeschlüsselt nach den verschiedenen Streuordnungen (strichliert). In allen Fällen ist es die Einfachstreuung, die ganz wesentlich zum erhaltenen Signal beiträgt. Die höheren Streuordnungen sind in allen Fällen stets um fast eine Größenordnung schwächer. Der Akzeptanzwinkel (der ja in den Diagrammen (d), (e) und (f) variiert) hat keinen Einfluß auf die Zusammensetzung der Intensität, was auf den ersten Blick verwundert: Einfach gestreute Photonen, die aus großen Tiefen auf den Detektor treffen, erfüllen meist automatisch das Akzeptanzwinkelkriterium. Ganz anders ist das bei mehrfach gestreuten Photonen: Diese können sehr wohl die Strahlachse verlassen und werden dann beim Treffen des Detektors mit relativ hoher Wahrscheinlichkeit durch den Akzeptanzwinkeltest „durchfallen“. Bei näherer Betrachtung (insbesondere unter Berücksichtigung der Phasenfunktionen, Abbildung 2 auf Seite 4) wird aber klar, daß bei den mehrfach gestreuten Photonen meist nur eine Rückwärtsstreuung und sonst lauter Vorwärtsstreuungen mit sehr kleinen Streuwinkeln vorkommen. Auf diese Weise entfernen sich die Photonen nie weit von der Strahlachse und der Akzeptanzwinkel bleibt ohne Einfluß.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß der Akzeptanzwinkel mit diesem Verfahren nicht exakt zu bestimmen ist: Die Übereinstimmung ist für 1^{o} im wesentlichen genau so gut wie für 1.5^{o}. Auf Variationen des Detektorradius reagieren die Rechenergebnisse viel signifikanter. Hier ist der „Probierwert“ dieses Kapitels mit $13\,\mu$m in sehr guter Übereinstimmung mit dem direkt bestimmten Wert aus Kapitel 4.1.3. Alles in allem reproduziert das Monte-Carlo-Programm mit den richtigen Eingabeparametern die Messungen mit einem Dynamikbereich von 1 : 1000 sehr gut. Deutlich zeigte sich, daß die Anlage hauptsächlich Einfachstreuung detektiert und mehrfachgestreute Photonen nur marginal zum Signal beitragen.

4.3 Zusammenfassung aller Parameter

Abschließend sei noch eine Zusammenstellung aller wichtigen Parameter der Anlage gegeben:

Pumplaser	Typ:	Argonionenlaser Innova 300 von Coherent
	Pumpleistung:	Dauerstrich 7 W multiline
Titan-Saphir-Laser	Pulsdauer:	90 fs-100 fs
	Zentrale Wellenlänge:	848 nm
	FHWM	10 nm
	Ausgangsleisung:	200 mW bis 400 mW
	Repetitionsrate:	77.8 MHz
	Strahlqualität:	Gaußsches Strahlenbündel mit einem Durchmesser von 3.17 mm $\pm$ 0.04 mm am Ort der Probenlinse
	Strahldivergenz:	0.600 mrad $\pm$ 0.005 mrad
Detektionsaufbau	Summenfrequenzerzeugung in einem BBO-Kristall:	Typ-II Phasematching
	Akzeptanzwinkel:	Horizontal 4.07 ^{o} $\pm$ 0.03 ^{o}
		Vertikal 1.90 ^{o} $\pm$ 0.03 ^{o}
	Auflösungsvermögen:	Lateral: 80 μm
		„Tiefe“: 30 μm
Monte-Carlo-Input-Parameter	Akzeptanzwinkel:	2.34 ^{o}
	Detektorgröße:	25.6 μm



5 Objekte in streuenden Medien

Daß das hier beschriebene und im vorhergehenden Kapitel charakterisierte Femtosekunden-LIDAR-System hervorragend geeignet ist, um die Streulänge in stark streuenden Medien zu bestimmen, hat sich bereits in vorangegangenen Diplomarbeiten ([21] und [44]) gezeigt. In der Medizin wäre dies schon eine Hilfe, sind doch die optischen Parameter z.B. von Haut in gesundem Zustand anders, als wenn beispielsweise ein Hauttumor vorliegt[49)].

In diesem Kapitel soll untersucht werden, ob sich das Femtosekunden-LIDAR-System auch dazu eignet, Objekte, die sich in solchen streuenden Medien befinden, zu detektieren und davon Bilder zu erzeugen.

Zur Modellierung von Haut mit einer darin enthaltenen Veränderung wurden Küvetten verwendet, die mit verschiedenen Suspensionen von Latexkugeln befüllt waren. Die Kugeldurchmesser und die Konzentrationen wurden dabei so gewählt, daß die optischen Parameter denen der Haut möglichst gut entsprachen: Streulänge $l_s \approx 150\,\mu$m, g-Faktor zwischen 0.3 und 0.9[50)] und vernachlässigbare Absorption. Im Inneren der Küvette wurden dann in verschiedenen Tiefen metallische Objekte plaziert und diese durch Aufnahme von Streukurven an verschiedenen Orten abgebildet.

5.1 Dauerstrichcharakterisierung der Objekte mittels einer CCD-Zeile

Zunächst interessiert bei den verwendeten Objekten, wie realitätsnah diese wirklich sind. Liegt eine -wie immer geartete- Hautveränderung vor, so ist der entscheidende Faktor, ob diese von außen wahrnehmbar ist oder nicht. In jedem Falle möchte man zur Diagnose ein möglichst detailliertes Bild des Objektes erhalten. Zur Untersuchung unseres Modells wurde zunächst in einer Küvette, gefüllt mit einer Suspension von $0.261\,\mu$m-Latexkügelchen und einer Streulänge von $200\,\mu$m, eine metallische Nadel mit einem Durchmesser von 1 mm plaziert (siehe Abbildung 20). Mittels einer CCD-Zeile[51)]

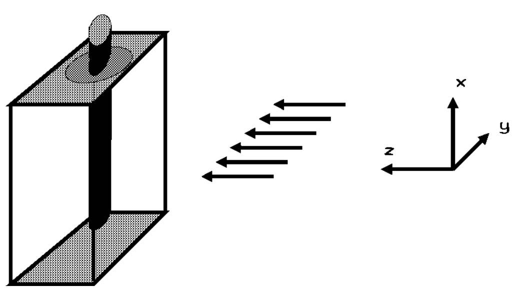


Abbildung 20: Das verwendete Modell zur Untersuchung der Leistungsfähigkeit des LIDAR-Systems in Bezug auf die Abbildung von Objekten.

[49)] In Tumorgewebe ist die Streulänge oft etwas größer, während die Absorptionslänge in der Regel kleiner ist.

[50)] Näheres hierzu in Kapitel 10 ab Seite 64.

und eines Objektives wurde die ortsabhängige Reflektivität der Probenküvette mit enthaltener Nadel ermittelt (In Abbildung 20 ist das durch Pfeile angedeutet). Die Küvette befand sich dabei vor dunklem Hintergrund[52] und wurde aus der Richtung der Kamera[53] mit einer Halogenlampe beleuchtet.

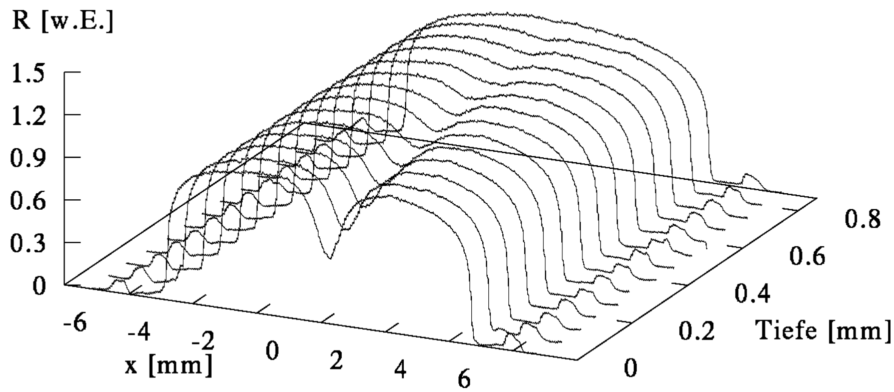


Abbildung 21: Dauerstrich-Messung der von einer mit einer Suspension von $0.261\,\mu$m-Latexkugeln einer Streulänge von $200\,\mu$m gefüllten Küvette zurückgestreuten Intensität vermöge einer CCD-Zeile. In verschiedenen Tiefen befand sich jeweils eine metallische Nadel von 1 mm Durchmesser und pro Tiefe wurde über jeweils 10 Messungen gemittelt.

Abbildung 21 zeigt die erhaltenen, ortsabhängigen Intensitäten für verschiedene Tiefen[54] der Nadel in der Küvette. Mit x ist die Position auf der Küvette bezeichnet. Deutlich ist der Abfall des Signales am Rand der Küvette bei $x \approx \pm 5\,$mm sowie am Ort der Nadel bei $x = 0\,$mm zu erkennen. Die kleinen Ausschläge bei $x \approx \pm 6\,$mm sind den Außenkanten der Küvette zuzurechnen. Die Nadel erzeugt trotz ihres metallischen Glanzes eine Abnahme im Signal, was darin begründet liegt, daß das von der Lichtquelle kommende Licht nicht in den Detektor reflektiert wird.

Um bessere Aussagen über die Sichtbarkeit der Nadel treffen zu können, wurde nun von allen in Abbildung 21 gezeigten Messungen eine Messung ohne Nadel subtrahiert. Abbildung 22 zeigt die Ergebnisse für einige Tiefen, wobei auf der Ordinate der relative Signalabfall bezogen auf das maximal detektierte Signal aufgetragen ist. Ein Wert von

[51] Diese Messung wurde mit einem 1024-elementigen FCCD-153 von Fairchild und einer selbstkonstruierten Elektronik ausgeführt. Dabei erwies sich die Auswertung des CCD-Signals als nicht unkompliziert, da diese CCD-Zeile auf hohe Ausleseraten (über 20 MHz) hin optimiert ist und hierzu zwei (eines für die geraden und das andere für die ungeraden Pixels) getrennte Schieberegister besitzt. Das Signal dieser beiden Schieberegister muß von der Auswerteelektronik dann amplituden- und nullpunktkorrigiert zusammengesetzt werden. Falls hierbei nur kleinste Fehler (z.B. durch unterschiedliche Temperatur von Operationsverstärkern in den beiden Zweigen) passieren, ist dem Ausgangssignal eine Rechteckschwingung mit der Pixelfrequenz überlagert.

[52] Bei einer Kontrollmessung vor hellem Hintergrund zeigte sich kein signifikanter Unterschied in der Sichbarkeit der Nadel.

[53] um dem Fall der Rückstreuung, wie er beim LIDAR-System ja vorliegt, möglichst nahe zu kommen

[54] Die Nadel befand sich dabei schräg in der Küvette (unten ganz vorne am Glas anliegend und oben in einer Tiefe von exakt 3 mm), wodurch eine Selektion der Tiefe einfach durch Wahl der Beobachtungshöhe möglich war.

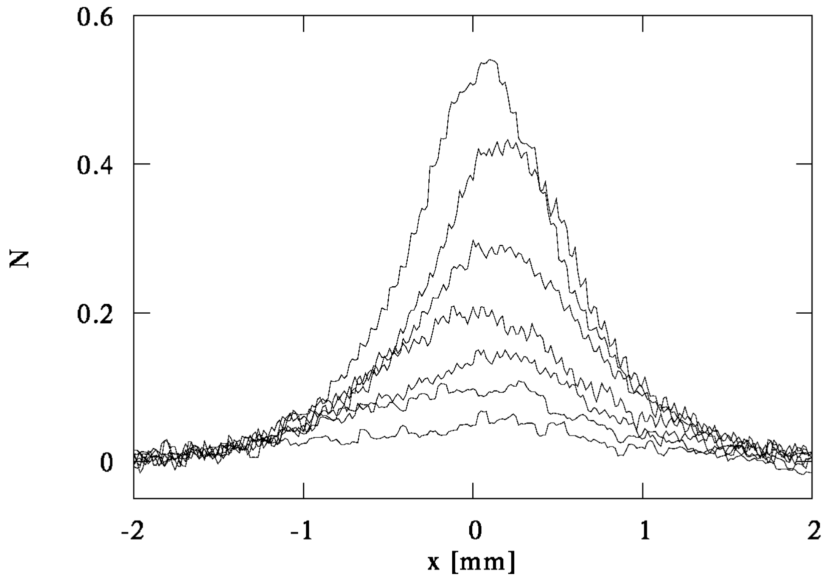


Abbildung 22: Signal der Nadeln in Tiefen (von oben nach unten) von 0 mm, 0.07 mm, 0.2 mm, 0.33 mm, 0.47 mm, 0.6 mm und 0.8 mm. N bezeichnet dabei die Änderung des Signales aufgrund der Anwesenheit der Nadel bezogen auf das Signal ohne Nadel.

eins entspricht vollkommener Dunkelheit, während null bedeutet, daß das Signal nicht von dem mit Küvette ohne Nadel zu unterscheiden ist.
Anhand von Abbildung 22 ist festzustellen, daß die Nadel bei einer Tiefe von 0.8 mm sicher nicht mehr zu sehen sein wird. Ferner ist aus den Abbildungen 21 oder 22 weder zu erkennen, um welche Art von Gegenstand es sich handelt, noch ist beispielsweise der Durchmesser der Nadel zu entnehmen. Der subjektive Eindruck ist noch deutlicher. Hier scheint die Nadel bereits bei Tiefen von 0.5 mm nur noch ganz entfernt wahrnehmbar.

5.2 2D-Scans von Nadeln

Zunächst wurde die Abbildungsfähigkeit des LIDAR-Systems in dem einfachst möglichen Fall untersucht: In eine wassergefüllte Küvette wurde wieder die 1 mm dicke Nadel in einer Tiefe von etwa 0.45 mm eingebracht. Durch laterales Verschieben (in Abbildung 20 auf Seite 32 ist das die y-Richtung) der Küvette mit einem Schrittmotor wurde an verschiedenen lateralen Positionen jeweils eine Streukurve gemessen („Wassermessung“). Abbildung 23(b) zeigt drei solcher Streukurven. Bei einer Tiefe von 0 mm ist der starke Peak der Autokorrelation zu sehen, da die Probenküvette hier **nicht** verkippt war. In 23(a) sind alle Messungen in Form eines dreidimensionalen Diagramms dargestellt, wobei die Zeit zur Aufnahme dieser 81 Streukurven etwa 5 h betrug. Deutlich ist zu erkennen, daß der zentrale Reflex (logarithmischer Maßstab!) um fast drei Größenordnungen stärker ist als das Signal vom Rand der Nadel. Das liegt daran, daß das am Randbereich eingestrahlte Licht zur Seite wegreflektiert wird und somit, unter der Annahme einer ideal spiegelnden Nadel, nie in den Detektor gelangen kann.

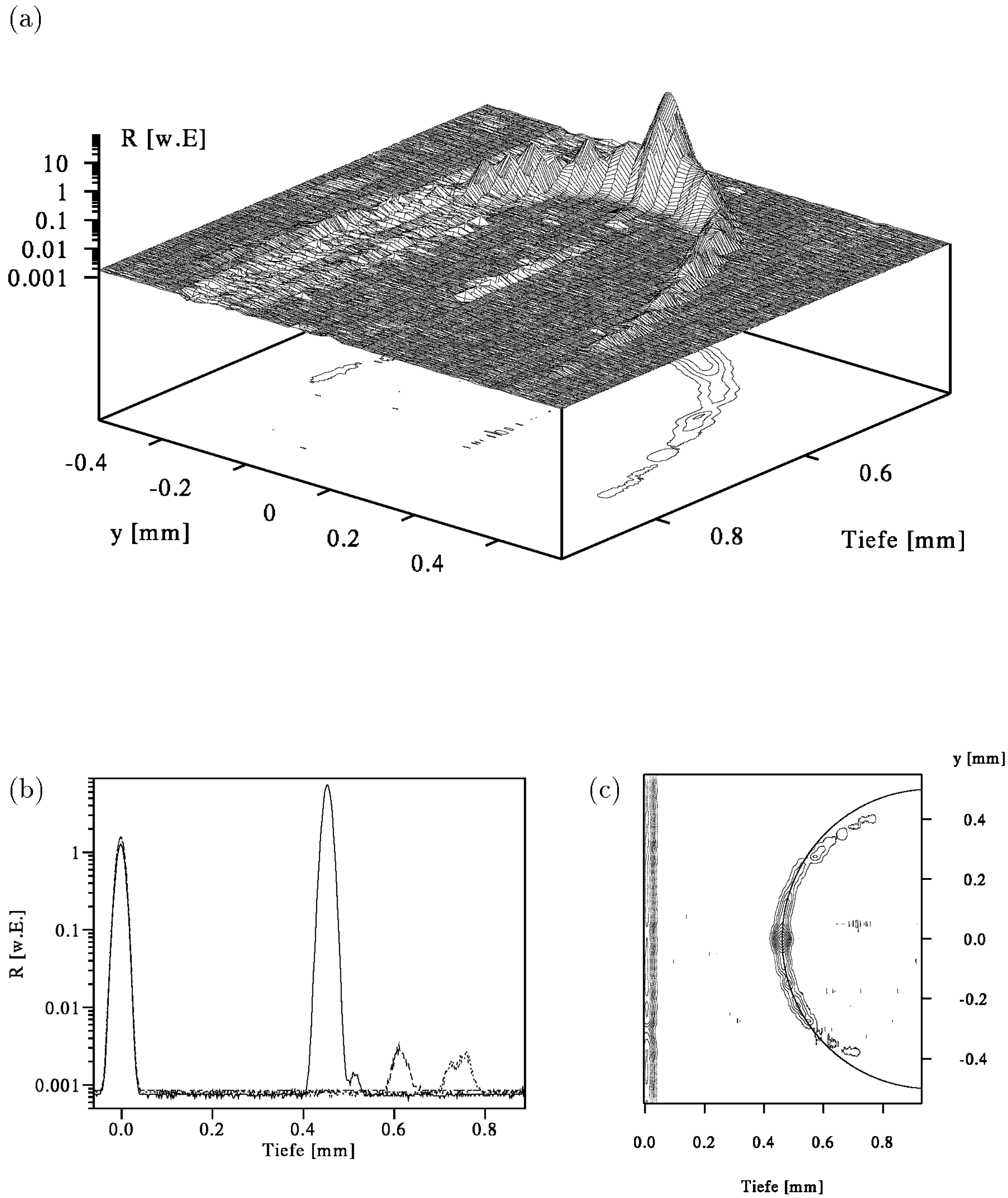


Abbildung 23: Messung einer Nadel mit 1 mm Durchmesser in einer wassergefüllten Küvette: (b) zeigt drei ausgewählte Streukurven für laterale Positionen von 0 mm (durchgezogen), 0.33 mm (strichliert) und 0.4 mm (punktiert). (a) zeigt eine dreidimensionale Darstellung der Messung mit Höhenlinien. In (c) sind schließlich diese Höhenlinien extrahiert, und es ist die Lage der Nadel eingezeichnet.

Was dennoch in den Detektor gelangt, ist einzig Streulicht und damit relativ wenig, weil die Nadel kein idealer Spiegel ist. Im nächsten Schritt wurde das Wasser nacheinander durch drei verschiedene Suspensionen von Latexkugeln mit Kugeldurchmessern von $0.272\,\mu$m, $0.552\,\mu$m und $0.953\,\mu$m ersetzt, wobei die Streulänge jeweils $200\,\mu$m betrug. Damit wurde jeweils die Messung wiederholt, wobei die Meßzeit jetzt etwa 8 h für einen kompletten Scan betrug.

Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 24 bis 26 zusammengestellt. Gegenüber der Wassermessung ergibt sich hier folgende Schwierigkeit: Befindet sich kein Objekt im Medium, so wird im Gegensatz zur Wassermessung dennoch Licht zurückgestreut. Die Information über das Objekt wird von den Streukurven überlagert (siehe Abbildungen 24 bis 26 jeweils (b)). Um nun dennoch zu Bildern der Nadeln zu gelangen, bietet es sich an, von den gemessenen Intensitäten immer eine Streukurve ohne Objekt zu subtrahieren. Das Ergebnis, welches im folgenden mit **reduzierter Intensität** dI bezeichnet wird, enthält nur noch die Information über das Objekt. Diese reduzierte Intensität liegt den dreidimensionalen Abbildungen sowie den Höhenlinienplots zugrunde.

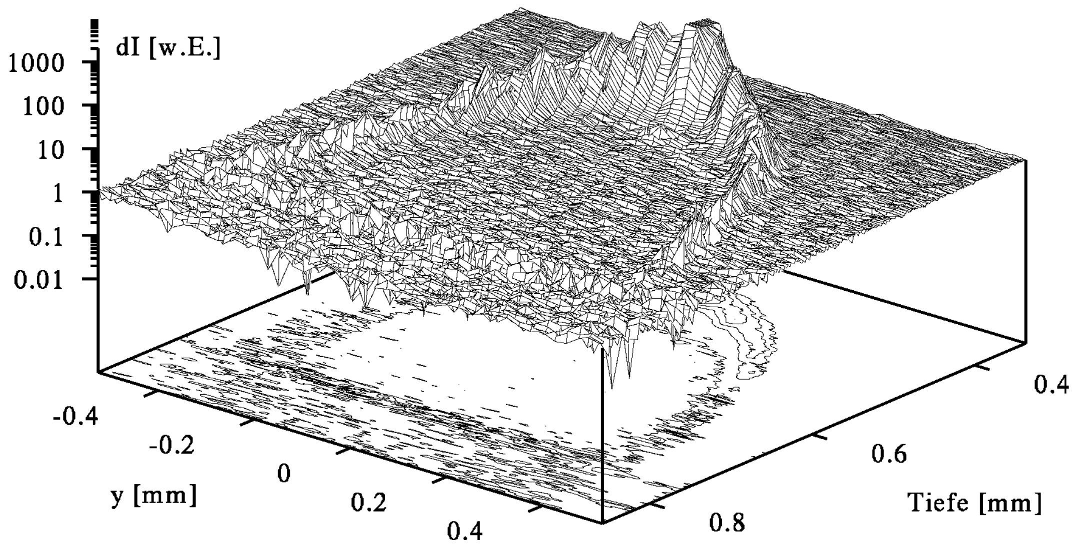
In allen Fällen ist das erhaltene Bild (Höhenlinienplot) in sehr guter Übereinstimmung mit der realen Form der Nadel. Die Form der Nadel wird bis auf die Breite der Autokorrelation bestens reproduziert. Vergleicht man diese Messungen mit der „Wassermessung“, so fällt einerseits auf, daß die Autokorrelation am Anfang der Streukurven verschwunden ist, was darauf beruht, daß jetzt -und bei allen folgenden Messungen- die Probenküvette um etwa 5^o verkippt war. Andererseits ist hier auch kein so ausgeprägter zentraler Reflex wie bei der Wassermessung mehr vorhanden. Die Ursache dafür ist, daß nun vermehrt Licht, welches in der Nähe der Nadel (vorwärts) gestreut wird, entweder nach einer Reflexion an der Nadel direkt oder über eine weitere (aufgrund des g-Faktors begünstigte) Vorwärtsstreuung in den Detektor gelangt. Damit wird klar, warum mit zunehmender Größe der Latexpartikel auch das Signal der Nadeln[55] größer wird: Ein großer Kugeldurchmesser bedeutet nämlich auch einen großen g-Faktor, wodurch die Vorwärtsstreuung und damit der oben beschriebene Mechanismus begünstigt wird. Detaillierter wird dieser Vorgang in Kapitel 6 (ab Seite 45) untersucht werden.

Subjektiv war bei den obigen Messungen nicht mehr als ein Schatten der Nadeln zu erkennen. Da aber die Messung mit der CCD-Zeile gezeigt hat, daß der subjektiv beobachtete Schatten eine Intensitätsverringerung von immerhin 20 % bedeutet[56] (siehe Abbildung 22, Seite 34, vierte Kurve von oben), wurde die Tiefe der Nadel erhöht. Abbildung 27 zeigt eine solche Messung für die $0.953\,\mu$m-Latexpartikel, bei der sich die Nadel in einer Tiefe von 1.25 mm befand.

[55] Die reduzierte Intensität nimmt von 130 w.E. bei den kleinen Kugeln über 1300 w.E. bei den mittleren bis hin zu 2500 w.E. bei den großen Kugeln zu.

[56] Hier fällt wieder besonders auf, daß der Mensch ein logarithmisches Empfinden gegenüber Helligkeit hat.

(a)



$d = 0.272\,\mu\mathrm{m}$

(b) (c)

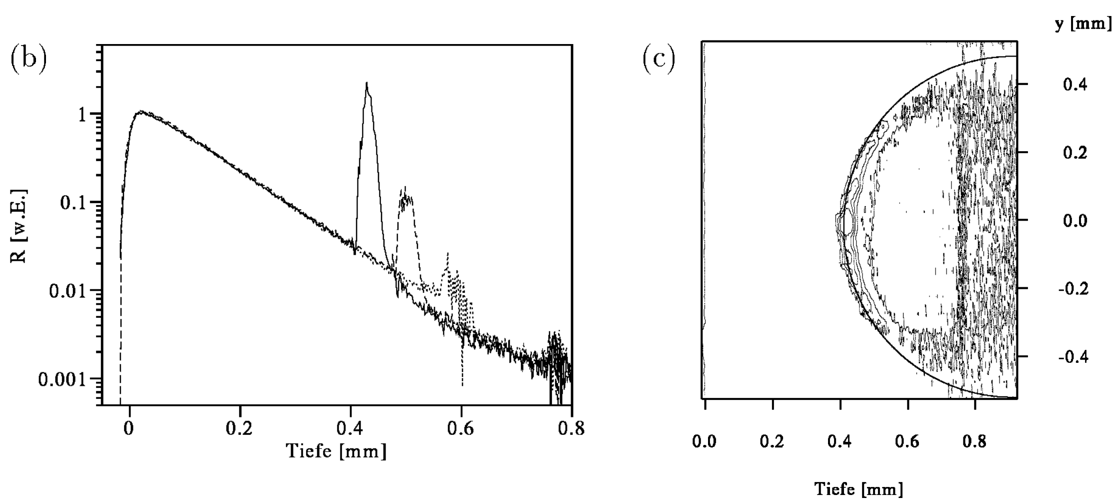


Abbildung 24: Messung einer Nadel mit 1 mm Durchmesser in einer mit Suspension (Kugeldurchmesser d=0.272 μm, l_s=200 μm) gefüllten Küvette: (b) zeigt drei ausgewählte Streukurven für laterale Positionen von 0.05 mm (durchgezogen), 0.2 mm (strichliert) und 0.275 mm (punktiert). (a) zeigt eine dreidimensionale Darstellung der reduzierten Intensität (siehe Text) mit Höhenlinien. In (c) sind schließlich diese Höhenlinien extrahiert, und es ist die Lage der Nadel eingezeichnet.

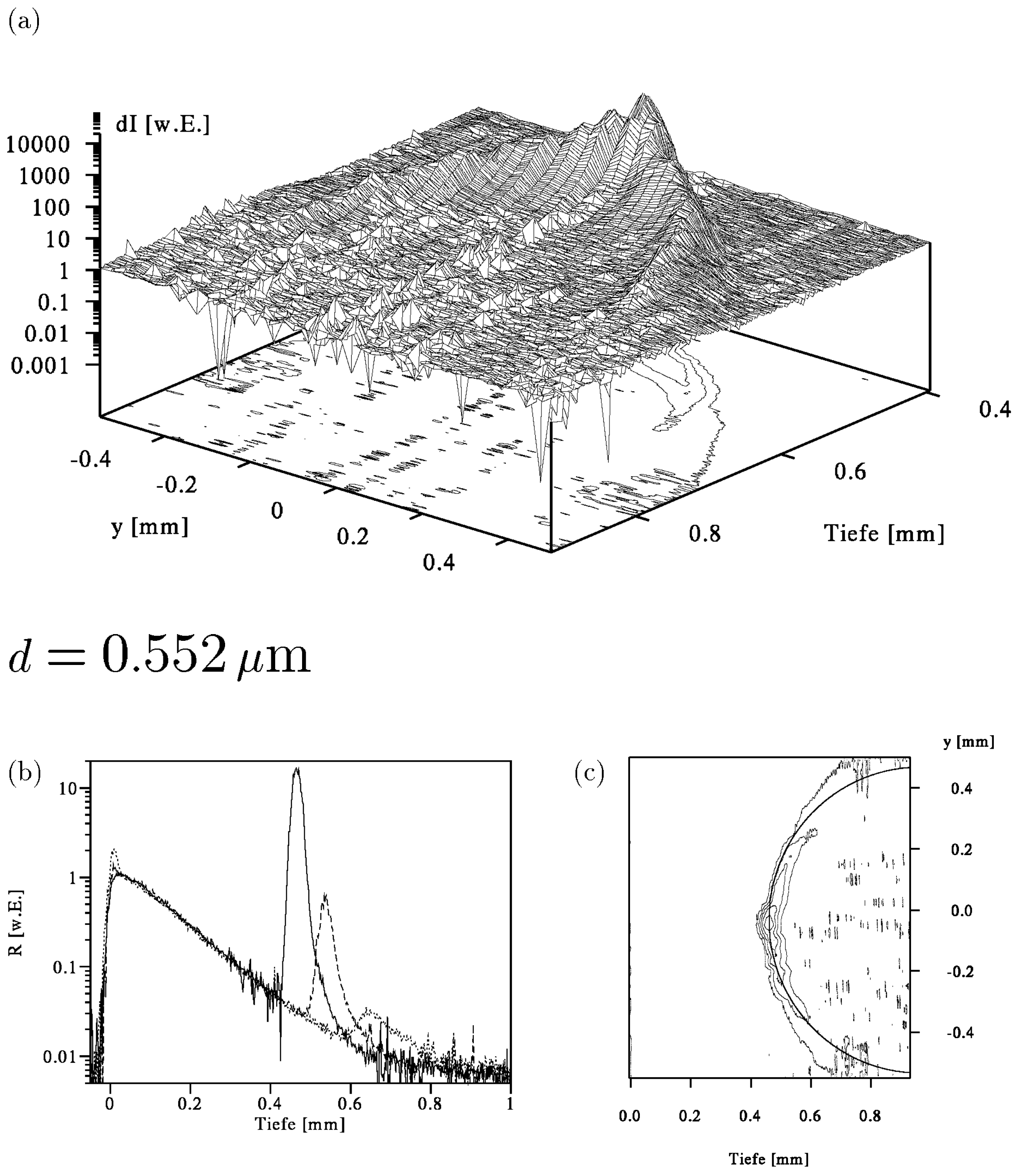
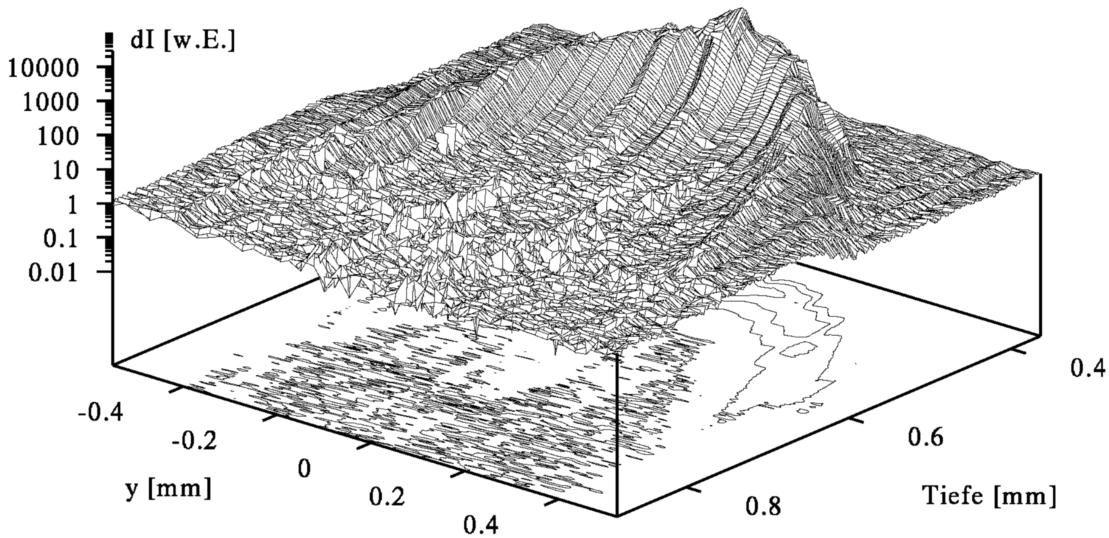


Abbildung 25: Messung einer Nadel mit 1 mm Durchmesser in einer mit Suspension (Kugeldurchmesser d=0.552 μm, l_s=200 μm) gefüllten Küvette: (b) zeigt drei ausgewählte Streukurven für laterale Positionen von 0 mm (durchgezogen), 0.2 mm (strichliert) und 0.4 mm (punktiert). (a) zeigt eine dreidimensionale Darstellung der reduzierten Intensität (siehe Text) mit Höhenlinien. In (c) sind schließlich diese Höhenlinien extrahiert, und es ist die Lage der Nadel eingezeichnet.

(a)



$d = 0.953\,\mu\mathrm{m}$

(b) (c)

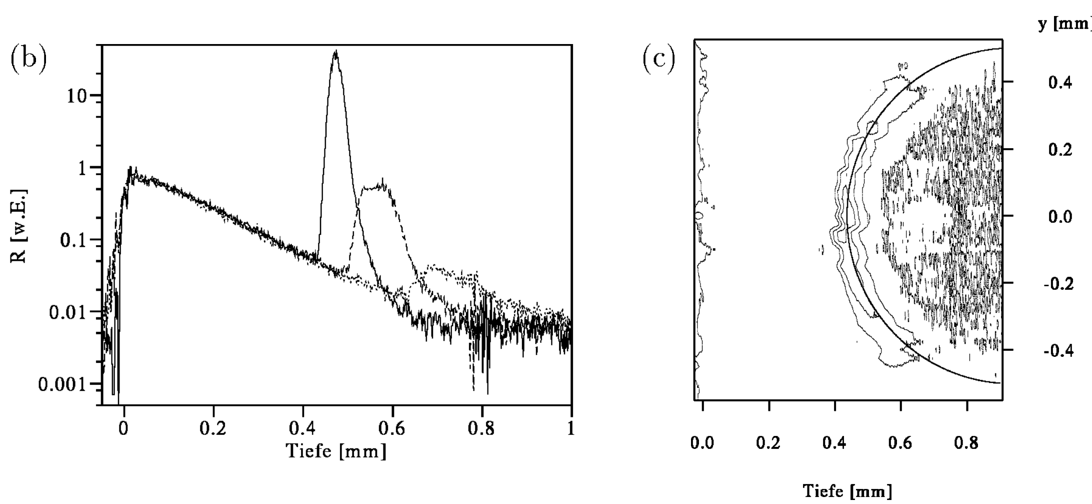
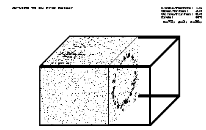


Abbildung 26: Messung einer Nadel mit 1 mm Durchmesser in einer mit Suspension (Kugeldurchmesser d=0.953 μm, l_s=200 μm) gefüllten Küvette: (b) zeigt drei ausgewählte Streukurven für laterale Positionen von 0 mm (durchgezogen), 0.325 mm (strichliert) und 0.42 mm (punktiert). (a) zeigt eine dreidimensionale Darstellung der reduzierten Intensität (siehe Text) mit Höhenlinien. In (c) sind schließlich diese Höhenlinien extrahiert, und es ist die Lage der Nadel eingezeichnet.



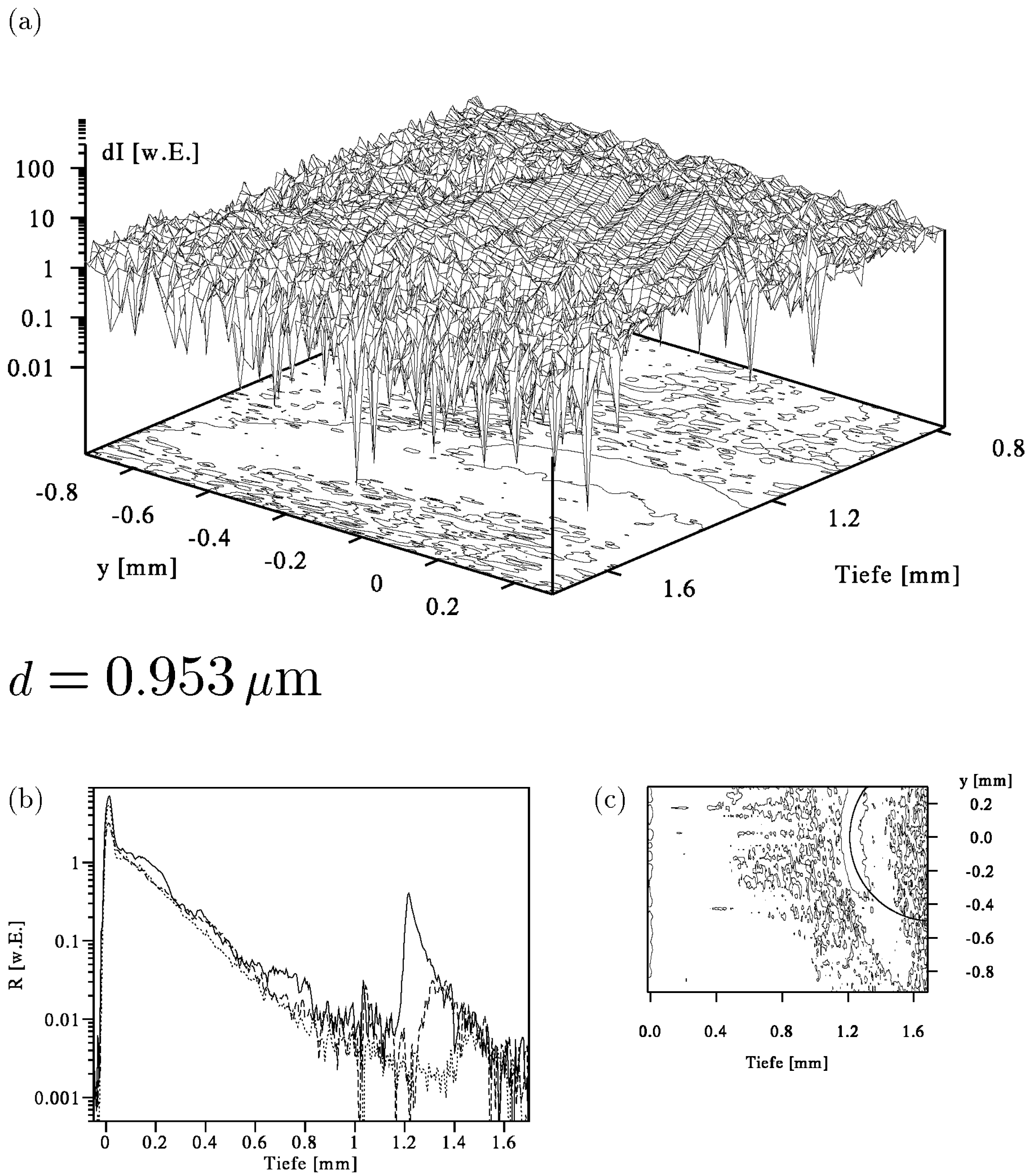
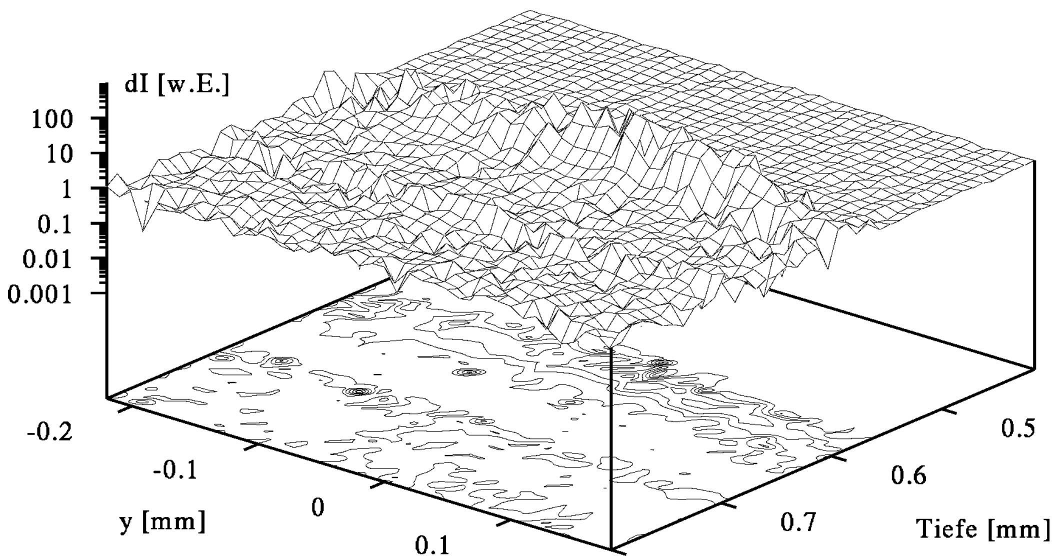


Abbildung 27: Messung einer Nadel mit 1 mm Durchmesser in einer mit Suspension (Kugeldurchmesser d=0.953 μm, l_s=200 μm) gefüllten Küvette in großer Tiefe: (b) zeigt drei ausgewählte Streukurven für laterale Positionen von 0 mm (durchgezogen), 0.325 mm (strichliert) und 0.8 mm (punktiert). (a) zeigt eine dreidimensionale Darstellung der reduzierten Intensität (siehe Text) mit Höhenlinien. In (c) sind schließlich diese Höhenlinien extrahiert, und es ist die Lage der Nadel eingezeichnet.

In diesem Falle ist -so die CCD-Messung- von der Nadel mit normalen Mitteln wie Auge oder Mikroskop von außen garantiert nichts mehr zu erkennen. Mittels des LIDAR-Systems jedoch war die Nadel in Form und Tiefe wieder gut abzubilden, wobei das Signal allerdings schon wesentlich schwächer war. Ein anderes Ziel, als möglichst tief in streuende Medien hineinsehen zu können, ist es, dort möglichst kleine Strukturen abbilden zu können. Wie bei der Charakterisierung der Anlage gezeigt wurde (siehe Auflösungsvermögen, 4.1.4, Seite 26), beträgt das laterale Auflösungsvermögen etwa 80 μm. Damit sollte es möglich sein, beispielsweise einen dünnen Kupferdraht von nur 0.1 mm Durchmesser abzubilden. Ein Versuch hierzu ist in Abbildung 28 gezeigt: Der Draht befand sich in einer Tiefe von über 0.6 mm und war deshalb ein schwierig zu detektierendes Objekt. Wie die Messung zeigt, ist der Draht selbst in dieser Tiefe noch deutlich nachzuweisen. Die Form (der Draht hatte einen runden Querschnitt) kann jedoch nicht mehr reproduziert werden, was aber aufgrund des Auflösungsvermögens von 80 μm ohnehin nicht zu erwarten war.

(a)



$d = 0.272\,\mu\text{m}$

(b) (c)

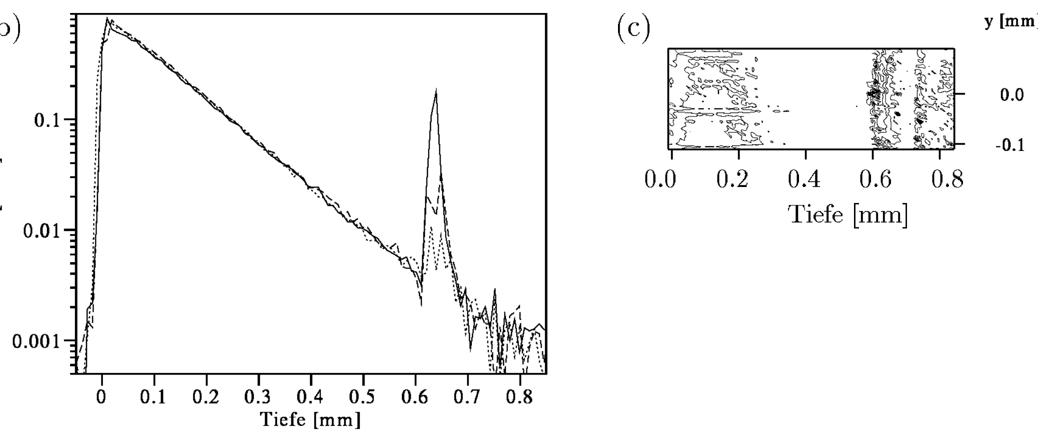
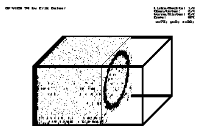


Abbildung 28: Messung eines dünnen Drahtes mit 0.1 mm Durchmesser in einer mit Suspension (Kugeldurchmesser d=0.272 μm, l_s=200 μm) gefüllten Küvette: (b) zeigt drei ausgewählte Streukurven für laterale Positionen von 0 mm (durchgezogen), 0.009 mm (strichliert) und 0.024 mm (punktiert). (a) zeigt eine dreidimensionale Darstellung der reduzierten Intensität (siehe Text) mit Höhenlinien. In (c) sind schließlich diese Höhenlinien extrahiert.



5.3 3D-Scan einer kleinen Kugel

Zweidimensionale Bilder von dreidimensionalen Objekten sind oft unbefriedigend. Deshalb wurde zur Aufnahme eines echten Tomogramms auch die Höhenverstellung des Probenhalters mit einem Schrittmotor versehen, so daß ein dreidimensionaler Scan (siehe Abbildung 20: x, y mit dem Probenhalter, z mit dem Zeitdelay) aufgenommen werden konnte. Als Objekt diente eine kleine Stahlkugel von 1 mm Durchmesser, welche in einer Tiefe von 0.5 mm in der Küvette fixiert wurde. Neben einer Messung ohne streuendes Medium („Wassermessung“) wurde als streuendes Medium eine Suspension von 0.272 μm-Kugeln verwendet; wieder mit einer Streulänge von 200 μm. Vermessen wurde ein Volumen von $(0.8\,\text{mm})^3$, und, um einen verwertbaren dreidimensionalen Datensatz zu erhalten, erfolgte wieder ein Übergang zu den reduzierten Intensitäten.

Da sich solche dreidimensionalen Datensätze nur schwer darstellen lassen, wurde hier ein etwas ungewöhnlicher Weg gewählt: Die Kopfzeile dieser Arbeit enthält immer kleine Bilder (eines davon ist in Abbildung 29 vergrößert gezeigt), welche Schnitte durch diesen Datensatz in Form von Grauwertbildern darstellen. Die Anordnung ist

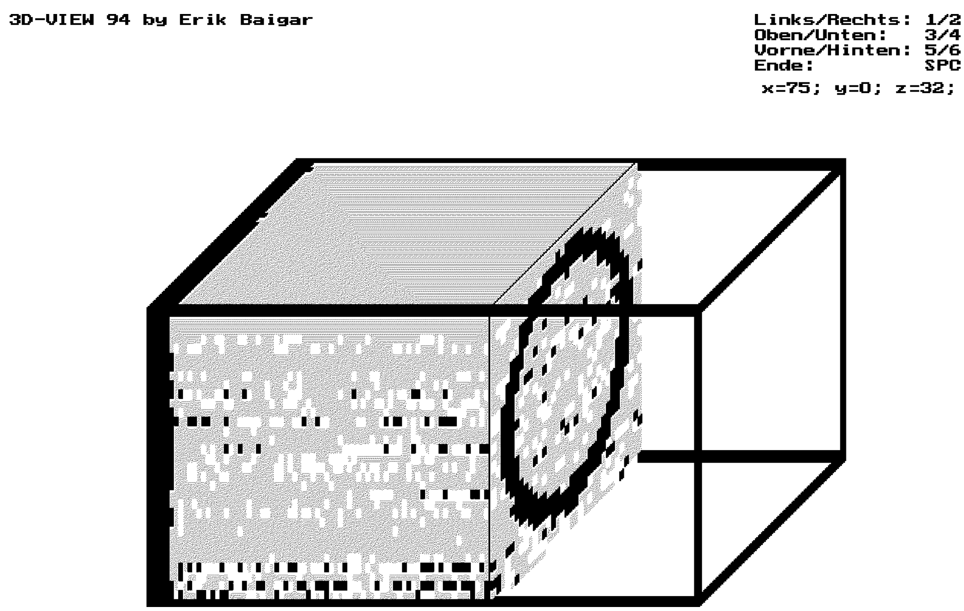


Abbildung 29: Abbildung eines Schnittes durch den dreidimensionalen Datensatz der „Wassermessung“. Der Schnitt erfolgte dabei senkrecht zur Richtung des Lichteinfalles in einer Tiefe von etwa 0.7 mm. Viele verschiedene derartige Schnitte in der Kopfzeile dieser Arbeit vermitteln in Form eines Daumenkinos einen räumlichen Eindruck der Messung.

dabei so, daß sich die Arbeit als Daumenkino verwenden läßt und so ein räumlicher Eindruck dieser Messungen gewonnen wird. Auf den ungeraden Seiten (Bedienung: mit der rechten Hand von vorne nach hinten durchlaufen lassen!) befindet sich die Darstellung der Wassermessung, während auf den geraden Seiten (Mit der linken Hand von hinten nach vorne durchlaufen lassen!) die Messung mit der streuenden Suspension dargestellt ist.

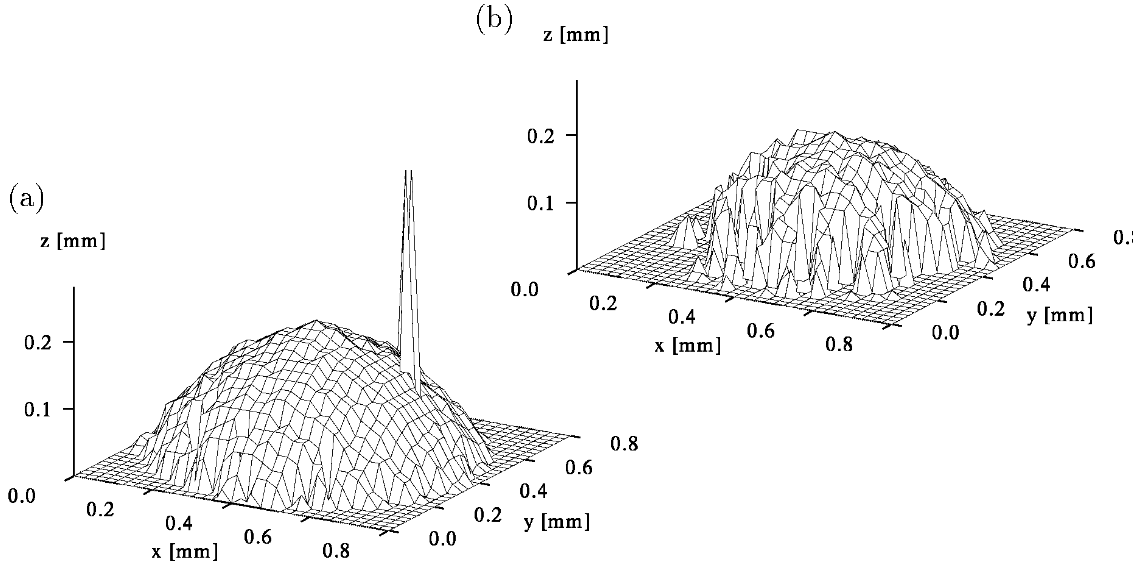


Abbildung 30: Abbildung einer kleinen Kugel mit 1 mm Durchmesser (a) in Wasser und (b) einer Suspension von Latexkugeln mit einem Kugeldurchmesser von 0.272 μm und einer Streulänge von 200 μm.

Eine andere Möglichkeit als das Daumenkino ist die in Abbildung 30(a) für die „Wassermessung" und (b) mit streuender Suspension gezeigte: Für jedes Zweitupel (x, y) geht man schrittweise von vorne nach hinten (in positiver z-Richtung im Sinne von Abbildung 20, Seite 32) und registriert, wann die reduzierte Intensität einen gewissen Grenzwert überschreitet. Diesen Tiefenwert nimmt man dann als Tiefe der Kugel an dieser speziellen Stelle. Genau nach diesem Schema wurden die in Abbildung 30 gezeigten Diagramme erstellt. Dadurch erklärt sich auch die „riesige" Spitze in Abbildung 30(a): Hier wurde der gewählte Grenzwert für die reduzierte Intensität bereits ganz am Anfang infolge einer, an der Küvetteninnenseite befindlichen, Verunreinigung überschritten, wodurch dieser Punkt von dem Algorithmus auch der Kugel zugeordnet wurde.

Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Fähigkeit des LIDAR-Systems demonstriert, von Objekten, die sich in stark streuenden Medien befinden, Bilder aufzunehmen. Die Form der Objekte konnte bei zwei- und dreidimensionalen Scans bis in Tiefen von über 1 mm, bei denen normale Methoden wie beispielsweise die Mikroskopie versagen, in streuenden Medien reproduziert werden. Ferner lieferten die erhaltenen Bilder einen qualitativen Eindruck über die Größe des g-Faktors der verwendeten Suspensionen.

6 Reflektierende Grenzflächen

Bei der Vermessung metallischer Nadeln innerhalb von streuenden Medien war die Anwesenheit des Streuers zusammen mit der reflektierenden Oberfläche der Nadel dafür verantwortlich, daß Bilder der Nadeln aufgenommen werden konnten. Im folgenden werden einige Messungen und Rechnungen präsentiert, welche die Wirkung von reflektierenden Grenzflächen in streuenden Medien noch mehr verdeutlichen.

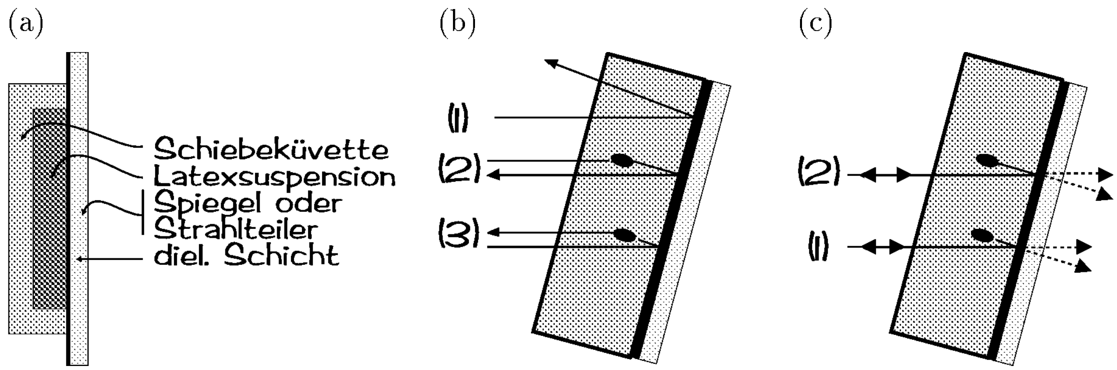
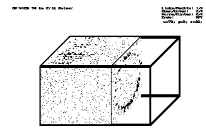


Abbildung 31: (a) „Probensandwich“ zur Messung spiegelnder Grenzflächen, (b) Entstehung des starken Signales in einer Tiefe von 0.5 mm durch Reflexion und Vorwärtsstreuung und (c) Spiegelung des vorderen Halbraumes. In (b) und (c) sind die Winkel stark übertrieben gezeichnet.

Bei den Messungen wurde zur Aufnahme der Latexsuspensionen eine 0.5 mm-Schiebeküvette verwendet, wobei die Rückwand nicht aus Glas war: Sowohl ein dielektrischer Spiegel als auch ein Strahlteiler mit einer Reflektivität von 60 % wurden mit ihrer beschichteten Seite von hinten an die Küvette mit der Latexsuspension gepreßt (siehe Abbildung 31(a)).

Abbildungen 32(a) und (b) zeigen die Messungen für ein leicht (4°) verkipptes „Probensandwich“ unter Verwendung einer Latexsuspension mit einem Kugeldurchmesser von 0.261 μm und einer theoretischen Streulänge von 500 μm. Es zeigt sich in beiden Fällen zunächst eine gewöhnliche Streukurve. In einer Tiefe von 0.5 mm ist ein scharfes Maximum[57] zu erkennen, das -wie bei den Nadeln auch- durch eine Kombination aus Vorwärtsstreuung und Reflexion am Spiegel beziehungsweise Strahlteiler zustandekommt. Aufgrund dieser stark vorwärts gerichteten Streuung (siehe Abbildung 31(b)) sind die „Umwege“, welche die Photonen gegenüber einer direkten Reflexion zurücklegen, relativ klein und die Breite des Maximums wird im wesentlichen von der Impulslänge des Lasers bestimmt. Normalerweise (Glasrückwand) würde man erwarten, daß für solche vornehmlich einfachstreuende Suspensionen in Tiefen größer als 0.5 mm kein Signal mehr zu beobachten ist (Im Glas befinden sich keine Streuzentren.); aufgrund des Spiegels beziehungsweise des Strahlteilers setzt sich aber das Signal bis zu einer Tiefe von etwa 1 mm weiter fort. Beim Strahlteiler ist die Intensität nach dem Maximum lediglich um einen gewissen Faktor gegenüber demjenigen beim Spiegel

[57] Der Lock-in-Verstärker war hier sogar stark übersteuert. Dies war Absicht, um bei den Streukurven außerhalb des Maximums ein gutes Singal-Rausch-Verhältnis zu erhalten.



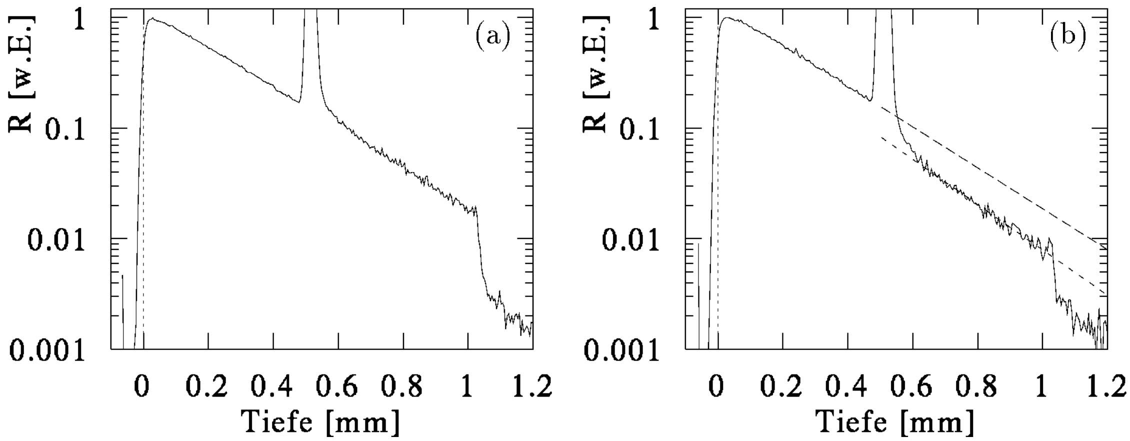


Abbildung 32: Spiegel (a) sowie Strahlteiler ($R = 60\,\%$) (b) in einer Tiefe von 0.5 mm in einer Latexsuspension von $0.261\,\mu$m-Kugeln mit einer theoretischen Streulänge von $500\,\mu$m. In (b) wurde an das Signal sowohl vor dem Maximum als auch danach jeweils eine Gerade angepaßt; diese beiden Geraden sind im hinteren Bereich eingezeichnet.

vermindert[58]. Abbildung 31(c) erklärt dieses Phänomen: Der Halbraum vor dem Spiegel beziehungsweise vor dem Strahlteiler wird durch zweifache Spiegelung -einmal vor und einmal nach der Streuung- nach hinten fortgesetzt. Beim Strahlteiler besteht bei jeder Spiegelung gemäß der Reflektivität des Strahlteilers eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Photon transmittiert wird (gestrichelte Pfade in Abbildung 31(c)), wodurch hier das reduzierte Signal nach dem Maximum zustande kommt.

Aus der Verschiebung des Signals aus dem gespiegelten Halbraum gegenüber dem Signal aus dem ungespiegelten Halbraum, läßt sich die Reflektivität des Strahlteilers abschätzen: Aus dem Diagramm erhält man für die Verschiebung nach der Reflexion am Strahlteiler einen Faktor von 0.37. Dieser Faktor kommt nach Abbildung 31(c) durch zwei Spiegelungen am Strahlteiler zustande, was in relativ guter Übereinstimmung mit der Herstellerangabe von 70 %[59] eine Reflektivität von $\sqrt{0.37} \cdot 100\,\%$=61 % ergibt.

In einer Tiefe von 1 mm (der doppelten Küvettendicke) fällt das Signal dann stark ab[60], da hier der Fall wie bei einer normalen Küvette an der Glas-Rückwand vorliegt.

Aufgrund der geringen Größe und des kleinen Akzeptanzwinkels des Detektors ist anzunehmen, daß die Verkippung des „Sandwiches" einen entscheidenden Einfluß, insbesondere auf das Maximum das durch Reflexion am Spiegel und Vorwärtsstreuung zustandekommt, hat. Um die Winkelabhängigkeit zu untersuchen, war das „Sandwich" auf einem Drehtisch montiert. Da sich jedoch durch das Verdrehen der Probe um einen Winkel γ die Weglänge der Photonen in der Küvette um den Faktor $\frac{1}{sin(\gamma)}$ vergrößert,

58) Im semilogarithmischen Plot entspricht die Multiplikation der Meßwerte mit einem Faktor kleiner eins einer Verschiebung der Kurve nach unten.

59) Dieser Wert wurde dem Datenblatt entnommen; er gilt für einen Lichteinfall unter 45°, was die Abweichung von 10 % in unserer Messung (fast senkrechter Einfall) erklären könnte.

60) Ein gewisses Restsignal verbleibt jedoch, da die Innenseite der vorderen Küvettenwand wieder wie ein Strahlteiler wirkt.

aber die Messungen für die verschiedenen Winkel untereinander vergleichbar sein sollen, bietet sich jeweils eine Längenskalierung der Messung auf eine Weglänge von jeweils 0.5 mm an. Dazu wurde die Latexsuspension stets „dünner"[61] angesetzt, so daß sich beim Zurückskalieren der Messung auf eine Küvettendicke von 0.5 mm der gewünschte Wert für die Streulänge ergibt.

Abbildung 33 zeigt vergleichend Messungen und Rechnungen, die nach diesem Schema gemacht wurden. Dabei wurden folgende Kombinationen von Suspension und Winkel vermessen:

Kugeldurchmesser	theor. Streulänge	Abbildung: Winkel		
0.261 μm	300 μm	33(a): 4^o	33(b): 20^o	33(c): 40^o
0.261 μm	500 μm	33(d): 10^o	33(e): 20^o	33(f): 40^o
0.625 μm	300 μm	33(g): 10^o	33(h): 20^o	33(i): 40^o

In den Rechnungen wurde der verkippte Spiegel im streuenden Medium derart realisiert, daß eine vergleichsweise riesige, spiegelnde Kugel (Radius 1 m) entsprechend plaziert wurde. In allen Fällen stimmen die so erhaltenen Ergebnisse sehr gut mit den Experimenten überein[62].

Ferner zeigt sich in allen Fällen, daß die Größe des lokalen, durch die spiegelnden Grenzflächen verursachten, Maximums mit wachsendem Winkel stark abnimmt. Der Grund hierfür ist, daß sich beispielsweise gespiegelte Photonen (Abbildung 31(b), Photon 3) bei großen Winkeln bis zur Streuung, die im Mittel nach einer Streulänge l_s passiert, sehr weit von der Strahlachse entfernen und somit nur mit geringerer Wahrscheinlichkeit im Detektor nachgewiesen werden (Akzeptanzwinkel!).

Vergleicht man die Abbildungen 33(a), (b) und (c), mit 33(d), (e) und (f), was einem Vergleich der unterschiedlichen Streulängen bei gleicher Kugelgröße entspricht, so stellt man fest, daß das Maximum -trotz größerer Streulänge- nicht wesentlich ausgeprägter ist. Hier kompensieren sich gerade zwei Effekte: Zum einen würde man aufgrund der größeren Streulänge erwarten, daß in (d), (e) und (f) der Spiegel eigentlich stärker zu sehen sein sollte, da ja weniger Photonen durch Streuung „verlorengehen". Andererseits findet aber -wie oben beschrieben- die Streuung nach der Spiegelung im Mittel erst nach einer Wegstrecke von l_s statt. Hier haben sich die gespiegelten Photonen also bei der größeren Streulänge schon weiter von der Strahlachse entfernt und werden nicht mehr nachgewiesen, was sich negativ auf das maximale Signal auswirkt.

Betrachtet man schließlich den Einfluß der Kugelgröße (vergleiche Abbildungen 33(a), (b) und (c), Kugelgröße 0.261 μm, mit (g), (h) und (i), Kugelgröße 0.625 μm) bei gleichbleibender Streulänge, so zeigt sich der verschiedene g-Faktor der Kugeln ganz deutlich: Die größeren ($g = 0.80$) streuen wesentlich stärker in Vorwärtsrichtung als die kleineren ($g = 0.30$). Dementsprechend funktioniert der in Abbildung 31(b) gezeigte Mechanismus, der ja auf Vorwärtsstreuung angewiesen ist, bei den großen Kugeln wesentlich besser als bei den kleinen, was das größere maximale Signal bei den größeren Kugeln erklärt. Auch zeigt sich (insbesondere in Abbildung 33(i)) eine asymmetrische Verbreiterung des Maximums. Diese Verbreiterung kommt durch die längeren Wege zustande,

[61] Das heißt mit einer theoretischen Streulänge von $l_s = 1/sin(\gamma) \cdot l_s^{soll}$.

[62] Bei der Suspension mit dem großen Kugeldurchmesser (Abbildung 33(i)) erwies sich die Rechnung aufgrund der wenigen ankommenden Photonen (g-Faktor groß) als schwierig.

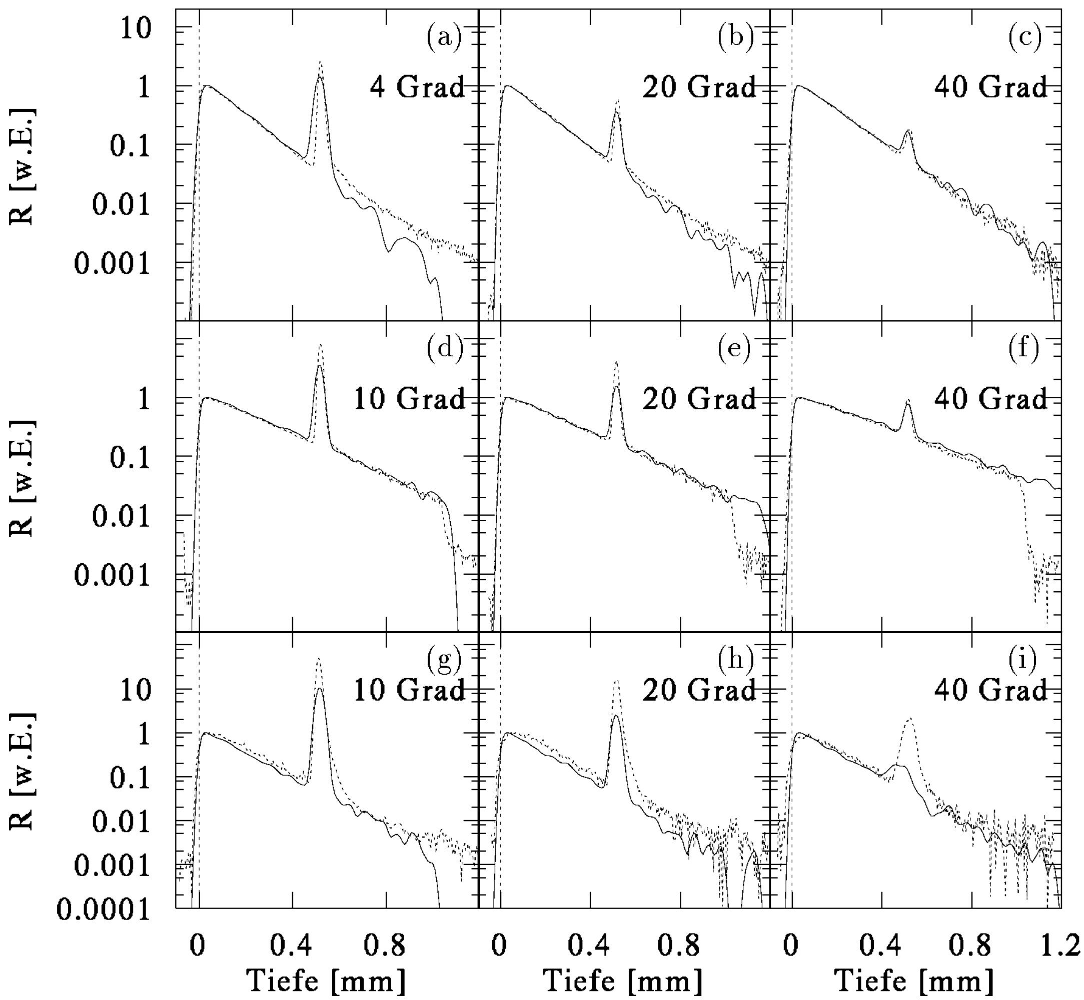


Abbildung 33: Vergleich von **Messung (strichliert)** und **Rechnung (durchgezogen)** für spiegelnde Grenzflächen in verschiedenen streuenden Medien:

Kugeldurchmesser 0.261 μm	(a), (b), (c)	l_s=300 μm,
	(d), (e), (f)	l_s=500 μm.
Kugeldurchmesser 0.625 μm	(g), (h), (i) mit	l_s=300 μm.

Der Winkel ist jeweils im Diagramm angegeben und nimmt von links nach rechts zu.

die die Photonen hier zurücklegen, wenn sie nicht nur einmal, sondern unter Umständen mehrmals vorwärts gestreut werden (was bei den größeren Kugeln einfach wahrscheinlicher ist, als bei den kleinen). Diese Verbreiterung ist asymmetrisch, da die Photonen ja nicht beliebig früh ankommen können, Umwege aber beliebig möglich sind.

Eine weitere, interessante Frage ist die, ob sich der Einfluß einer reflektierenden Grenzfläche auch bei konzentrierten Suspensionen noch nachweisen läßt -werden die Photonen doch hier auf ihrem Weg durch das Medium sehr oft gestreut, so daß obige Überlegungen nicht mehr anwendbar sind. Um das herauszufinden, wurde eine 0.1 mm-Schiebeküvette mit der Originallatexsuspension (Konzentration 10 %) der größeren (0.625 μm) Latexkugeln befüllt und sowohl mit dem Spiegel als auch mit einer Glasplatte als Rückwand unter einem kleinen Winkel vermessen. Abbildung 34 zeigt die Ergebnisse im Vergleich zu einer Messung, die in einer dicken 5 mm-Küvette ausgeführt wurde.

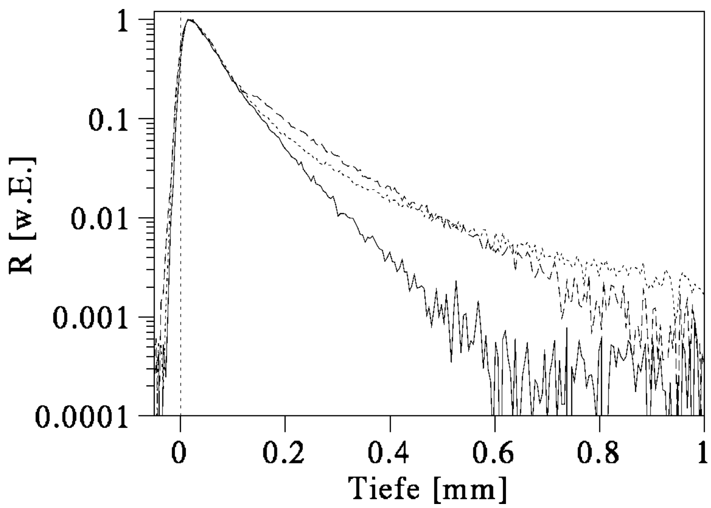


Abbildung 34: Messung eines dielektrischen Spiegels (strichliert) und einer Glasplatte (durchgezogen) hinter 0.1 mm einer konzentrierten (10 %) Suspension von 0.625 μm- Latexkügelchen im Vergleich mit einer „ungestörten" Messung (punktiert).

Bis zu einer Tiefe von 0.1 mm sind alle drei Kurven wieder in sehr guter Übereinstimmung, erst dann machen sich die verschiedenen Grenzflächen bemerkbar. Ein ausgeprägtes lokales Maximum am Ort der Grenzfläche ist nun nicht mehr zu erkennen, statt dessen wird nur das Signal für größere Tiefen verändert. Erwartungsgemäß wird durch die gut spiegelnde Grenzfläche des Spiegels das Signal für Tiefen größer als 0.1 mm verstärkt, da die Photonen, welche in der dicken Küvette in großen Tiefen „verschwinden" würden, nach vorne gespiegelt werden. Bei Verwendung der Glasplatte als Rückwand tritt genau der umgekehrte Effekt auf: Photonen, die in zu große Tiefen vordringen, verlassen die Küvette nach hinten und kommen nie mehr in den Detektor. Dadurch erklärt sich das hier kleinere Signal im Bereich über 0.1 mm Tiefe. Da bei derartig konzentrierten Suspensionen das Monte-Carlo-Programm nicht anwendbar[63] ist, stehen uns hier keine vergleichenden Rechnungen zur Verfügung.

Zusammenfassung

Durch Messung verschiedener reflektierender Grenzschichten wurde der Mechanismus der Bildentstehung, bei den im vorherigen Kapitel präsentierten Messungen an metallischen Objekten, etwas näher beleuchtet. Ferner konnte die Reflektivität einer reflektierenden Grenzschicht durch die streuende Latexsuspension hindurch bestimmt werden. Die Meßergebnisse stimmten zudem sehr gut mit den Monte-Carlo-Rechnungen überein.

[63] Einerseits ist nicht klar, welche Streulänge einzugeben ist, andererseits ist die Annahme unabhängiger Streuereignisse nicht mehr gültig. Außerdem würde die notwendige Rechentiefe (über 20 Streuordnungen) astronomische Rechenzeiten verursachen.

7 Zeitabhängigkeit der Polarisation bei Rückstreuung

Im folgenden soll untersucht werden, wie sich die gesamte von der Probe zurückgestreute Intensität auf die beiden Polarisationsrichtungen verteilt. Als Konvention sei mit I_p bzw. I_s die zeitabhängige Intensität des zurückgestreuten Lichtes bezeichnet, dessen Polarisation *parallel* bzw. *senkrecht* zur eingestrahlten ist[64)].

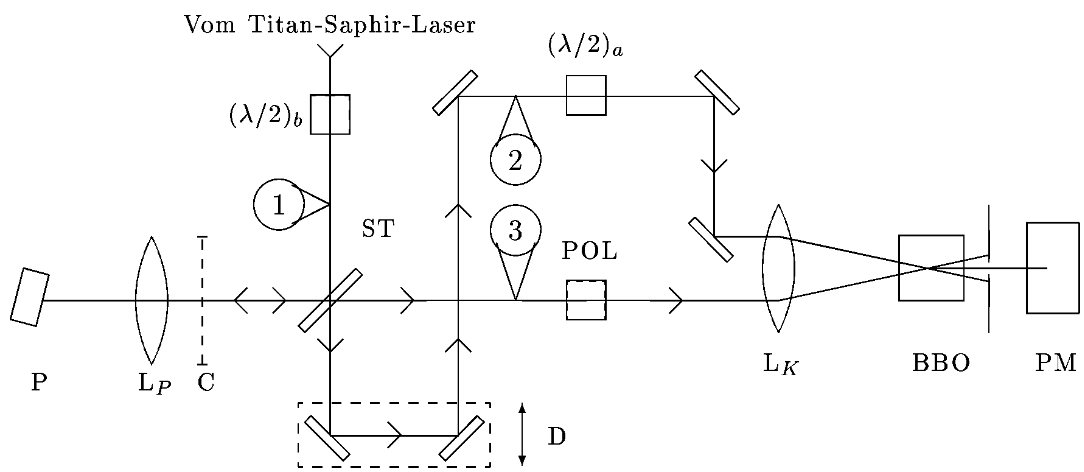


Abbildung 35: Modifikation des Aufbaus zur Messung der zeitlichen Entwicklung der Polarisation.

Zur Messung von I_p und I_s wurde der Aufbau, wie in Abbildung 35 gezeigt, modifiziert: Ein zusätzliches $\lambda/2$-Plättchen $(\lambda/2)_b$ gestattet es, die Polarisation des linear polarisierten Strahlenbündels des Titan-Saphir-Lasers vor dem Strahlteiler um 90^o zu drehen. Mittels des Polarisators POL wird diejenige Komponente des zurückgestreuten Lichtes ausgewählt, die für Typ-II Phasematching geeignet ist. Die Messung läuft nun in zwei Schritten ab:

- Zunächst werden die beiden $\lambda/2$-Plättchen so justiert, daß $(\lambda/2)_b$ wirkungslos ist. Wie bei den bisherigen Messungen dreht nun $(\lambda/2)_a$ die Polarisation des Referenzstrahlenbündels um 90^o, um korrektes Phasematching zu erhalten. Detektiert wird jetzt also I_p.

- Durch verdrehen von $(\lambda/2)_a$ *und* $(\lambda/2)_b$ um jeweils 45^o wird erreicht, daß die Polarisation beim Einfall auf die Probe jetzt um 90^o gedreht ist. Detektiert wird aber wegen des Polarisators POL und dem jetzt wirkungslosen $(\lambda/2)_a$ wieder die gleiche Polarisationsrichtung wie oben. Insgesamt wird also I_s gemessen, da das einfallende Licht eine um 90^o gedrehte Polarisationsrichtung hat.

[64)] Diese Konvention wird in der ganzen Arbeit eingehalten. Parallele Polarisation heißt: Wir betrachten diejenige Komponente des zurückgestreuten Lichtes, welche parallel zur einfallenden polarisiert ist!

Die Methode, die $\lambda/2$-Plättchen nur zu drehen statt sie herauszunehmen, hat zwei Vorteile. Zum einen werden Zeiteffekte, die durch die unterschiedlichen optischen Weglängen entstehen würden, vermieden. Andererseits sind auch -in gewissen Grenzen- absolute Messungen der beiden Polarisationsrichtungen möglich, da die auftretenden Strahlversätze minimal bleiben. Derartige Strahlversätze beeinflussen die Effektivität der Upconversion durch Veränderung des Überlapps der beiden Strahlenbündel im BBO ganz erheblich.

Eine weitere Fehlerquelle ist der Einfluß der unterschiedlichen Polarisationsrichtungen auf die Reflektivität des verwendeten dielektrischen Strahlteilers. Bei Messung der Lichtleistung an den in Abbildung 35 mit 1, 2 und 3 benannten Punkten für jede Polarisationsrichtung erhält man, wenn man statt der Probe einen dielektrischen Spiegel einsetzt, folgende Werte:

Polarisation	P_1	P_2	P_3
parallel	324 mW	196 mW	35 mW
senkrecht	324 mW	149 mW	61 mW

In das Summenfrequenzsignal geht das Produkt der Intensitäten der beiden sich überlappenden Strahlenbündel, also $P_2 \cdot P_3$, ein. Im Falle paralleler Polarisation ist das Produkt aber um einen Faktor 0.75 kleiner als im Falle senkrechter Polarisation. Dieser Faktor muß bei den Messungen berücksichtigt werden.

Zunächst wurden Suspensionen von Latexkugeln mit Durchmessern von $0.261\,\mu$m, $0.552\,\mu$m und $0.953\,\mu$m vermessen, wobei die theoretische Streulänge jeweils $200\,\mu$m betrug. Abbildungen 36(a) bis (c) zeigen die Ergebnisse. Wie bei der großen Streulänge nicht anders zu erwarten (es liegt hauptsächlich Einfachstreuung vor), ist das zurückgestreute Signal mit senkrechter Polarisation -auch für große Zeiten- wesentlich schwächer als das mit paralleler Polarisation. Das Verhältnis von I_P zu I_S ist in den Abbildungen 36(d) bis (f) dargestellt. Es fällt auf, daß eine leichte relative Zunahme der depolarisierten Komponente in dem beobachteten Zeitraum festzustellen ist. Quantitativ schlägt sich dies bei der Bestimmung der Streulängen nieder. Bestimmt man die Streulängen sowohl aus den Messungen von $I_P(t)$, als auch von $I_S(t)$, so erhält man folgende Werte:

d	Abbildung	l_s^P [μm]	l_s^S [μm]
$0.261\,\mu$m	36(a)	227 ± 2	257 ± 2
$0.552\,\mu$m	36(b)	259 ± 2	281 ± 2
$0.953\,\mu$m	36(c)	281 ± 3	285 ± 3

Es ergibt sich bei den Streulängen für die senkrechte Komponente (l_s^S) stets ein größerer Wert als für die parallele Komponente (l_s^P). Dies wird durch mehrfach gestreutes und somit relativ stark depolarisiertes Licht verursacht, das vermehrt zu späteren Zeiten auftritt, also ein zusätzliches Signal zu I_S liefert und somit eine größere experimentelle Streulänge verursacht. Bei den großen Kugeln ist dieser Effekt sehr viel schwächer ausgeprägt. Dies ist auf den großen g-Faktor[65)] der größeren Kugeln zurückzuführen: Diese streuen sehr stark in Vorwärtsrichtung. Dabei wird das Licht erstens nicht sehr

65) Siehe Anhang A, Seite 73: $g(0.953\,\mu\text{m}) = 0.89$, $g(0.552\,\mu\text{m}) = 0.75$ und $g(0.261\,\mu\text{m}) = 0.3$.

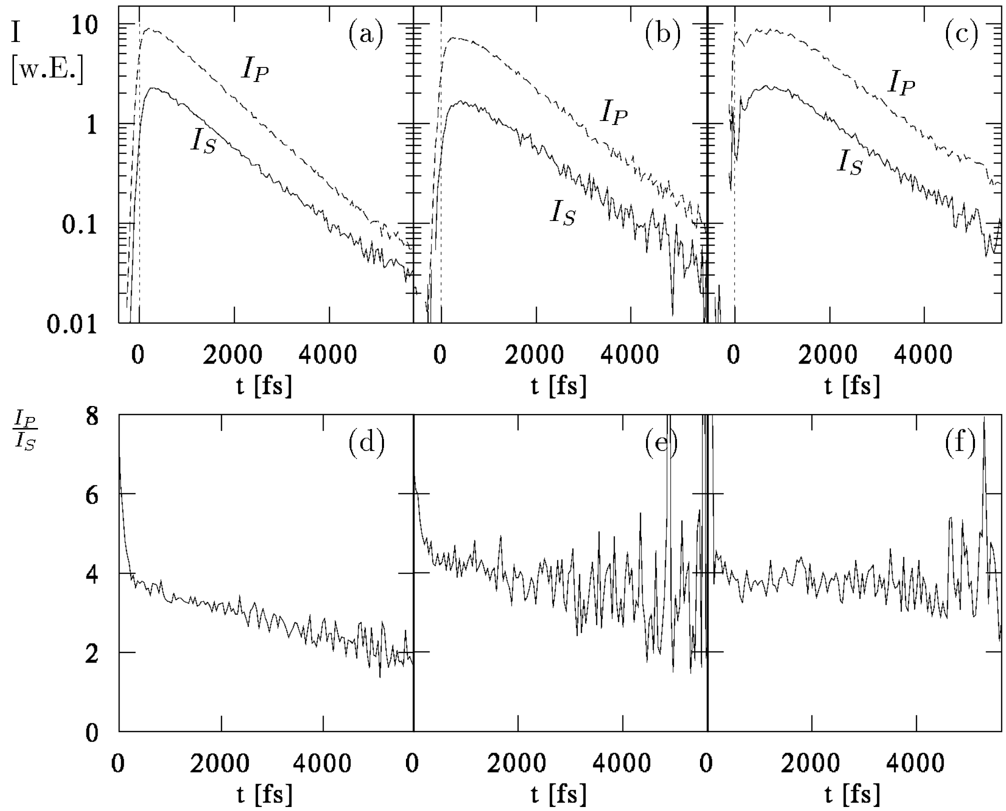


Abbildung 36: Messung der senkrecht und parallel polarisierten zurückgestreuten Lichtintensität bei Kugeldurchmessern von (a) $0.261\,\mu$m, (b) $0.552\,\mu$m und (c) $0.953\,\mu$m, jeweils verdünnt auf eine theoretische Streulänge von $200\,\mu$m. (d), (e) und (f) zeigen jeweils das zugehörige Verhältnis I_P/I_S.

stark depolarisiert und zweitens sind sehr große Photonenpfadlängen vonnöten, bis die Photonen wieder in den Detektor gelangen. So ist bei den großen Kugeln im wesentlichen nur die bei der Einfachstreuung auftretende Depolarisierung zu sehen und die Werte der experimentellen Streulängen für parallele und senkrechte Polarisation sind etwa gleich.

Wesentlich interessantere Physik erhält man bei der Untersuchung möglichst konzentrierter Suspensionen. Bei konzentrierten Suspensionen läßt sich nämlich die Diffusionsnäherung verwenden, um aus der Transportgleichung geschlossene Ausdrücke für das von einem Halbraum zurückgestreute Licht zu erhalten. (Vergleiche beispielsweise die sehr theoretische Arbeit von Cwilich und Stephen[28].) Ausgehend davon gelangt man zu relativ einfachen qualitativen Aussagen über die zeitliche Entwicklung des zurückgestreuten Lichtes und dessen Polarisation, wie es in der Arbeit von Lagendijk und Albada [33] vorgeführt wird:

Spaltet man die gesamte zeitabhängige zurückgestreute Intensität $I(t)$ in ihre beiden Polarisationen $I_S(t)$ und $I_P(t)$ auf, so kann man geeignete zeitabhängige Faktoren $C_P(t)$ und $C_S(t)$ definieren, so daß gilt:

$$I_P(t) = C_P(t) \cdot I(t) \qquad\qquad I_S(t) = C_S(t) \cdot I(t)$$

Geht man davon aus, daß es sich bei der Streuung um Rayleighstreuung[66] handelt, und bezeichnet man mit f_P bzw. f_S den Anteil des zurückgestreuten Lichtes mit paralleler bzw. senkrechter Polarisation, so gilt nach [33] für die beiden Polarisationsrichtungen in Abhängigkeit von der Streuordnung n:

$$f_P(n) = \frac{1 + 2 \cdot 0.7^n}{2 + 0.7^{n-1}} \qquad\qquad f_S(n) = \frac{1 - 0.7^n}{2 + 0.7^{n-1}}$$

Aus diesen Anteilen erhält man die oben definierten Faktoren $C_P(t)$ und $C_S(t)$, indem man jeden mit der zeitabhängigen Wahrscheinlichkeit für sein Auftreten $P_n(t)$ multipliziert und dann über alle Streuordnungen aufsummiert:

$$C_P(t) = \sum_{n=1}^{\infty} P_n(t) f_P(n) \qquad\qquad C_S(t) = \sum_{n=1}^{\infty} P_n(t) f_S(n) \tag{11}$$

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von n Streuereignissen nach einer Flugzeit t wird durch eine Poissonverteilung der Form

$$P_n(t) = \left(\frac{ct}{\lambda_{mf}}\right)^n \frac{1}{n!\,\left(e^{ct/\lambda_{mf}} - 1\right)} \tag{12}$$

beschrieben. Dabei bezeichnet λ_{mf} die mittlere freie Weglänge der Photonen.

Abbildungen 37(a) bis (c) zeigen die polarisationsabhängigen Messungen an **konzentrierten (10%)** Suspensionen, wieder für Kugeldurchmesser von 0.261 μm, 0.552 μm und 0.953 μm. Im Gegensatz zu den Messungen bei einer Streulänge von 200 μm ist hier das zurückgestreute Licht für große Zeiten vollständig depolarisiert. Um nun obige Theorie zu überprüfen, wurden aus den Meßdaten gemäß

$$C_P(t) = \frac{I_P(t)}{I_P(t) + \gamma I_S(t)} \qquad\qquad C_S(t) = \frac{\gamma I_S(t)}{I_P(t) + \gamma I_S(t)} \tag{13}$$

die Polarisationsanteile berechnet und daran dann die Modellfunktion (11) angefittet. Als Fit-Parameter wurde λ_{mf} verwendet sowie Korrekturfaktoren X_0^P und X_0^S für die zeitlichen Nullpunkte und ein weiterer für die Amplitude γ eines der beiden Signale. Dieser Faktor γ trägt der Abhängigkeit der Reflektivität des Strahlteilers von der Polarisation Rechnung. Als schwierig erwies sich das Fitten wegen der relativ schlechten Konvergenz von (11): Es mußten mindestens 70 Glieder[67] mitgenommen werden, um Flugzeiten von 4 ps betrachten zu können. Bei derartig vielen Gliedern treten aber beim Auswerten von (12) immens große Zahlen[68] auf. Abbildungen 37(d) bis (f) zeigen die aus den Meßwerten[69] berechneten Polarisationsanteile $C_S(t)$ und $C_P(t)$, sowie die Ergebnisse der Fits. In allen Fällen gibt die Modellfunktion das zeitliche Verhalten der einzelnen Komponenten sehr gut wieder.

---

66) D.h. die streuenden Teilchen sind klein im Vergleich zu der Wellenlänge des gestreuten Lichtes. Dieser Typ von Streuung ist z.B. dafür verantwortlich, daß Zigarettenrauch vor dunklem Hintergrund bläulich erscheint [15].

67) Und selbst dann war es schon knapp: In Abbildung 37(f) ist für große Zeiten bereits ein Abfall der Modellfunktion, welcher durch die beschränkte Anzahl Glieder verursacht wird, zu beobachten.

68) 70 ! = 11 978 571 669 969 891 796 072 783 721 689 098 736 458 938 142 546 425 857 555 362 864 628 009 582 789 845 319 680 000 000 000 000 000 $\approx 11.98 * 10^{99}$

69) Bereits unter Verwendung des beim Fit erhaltenen Faktors γ zur Korrektur der Polarisationsabhängigkeit der Reflektivität des Strahlteilers.

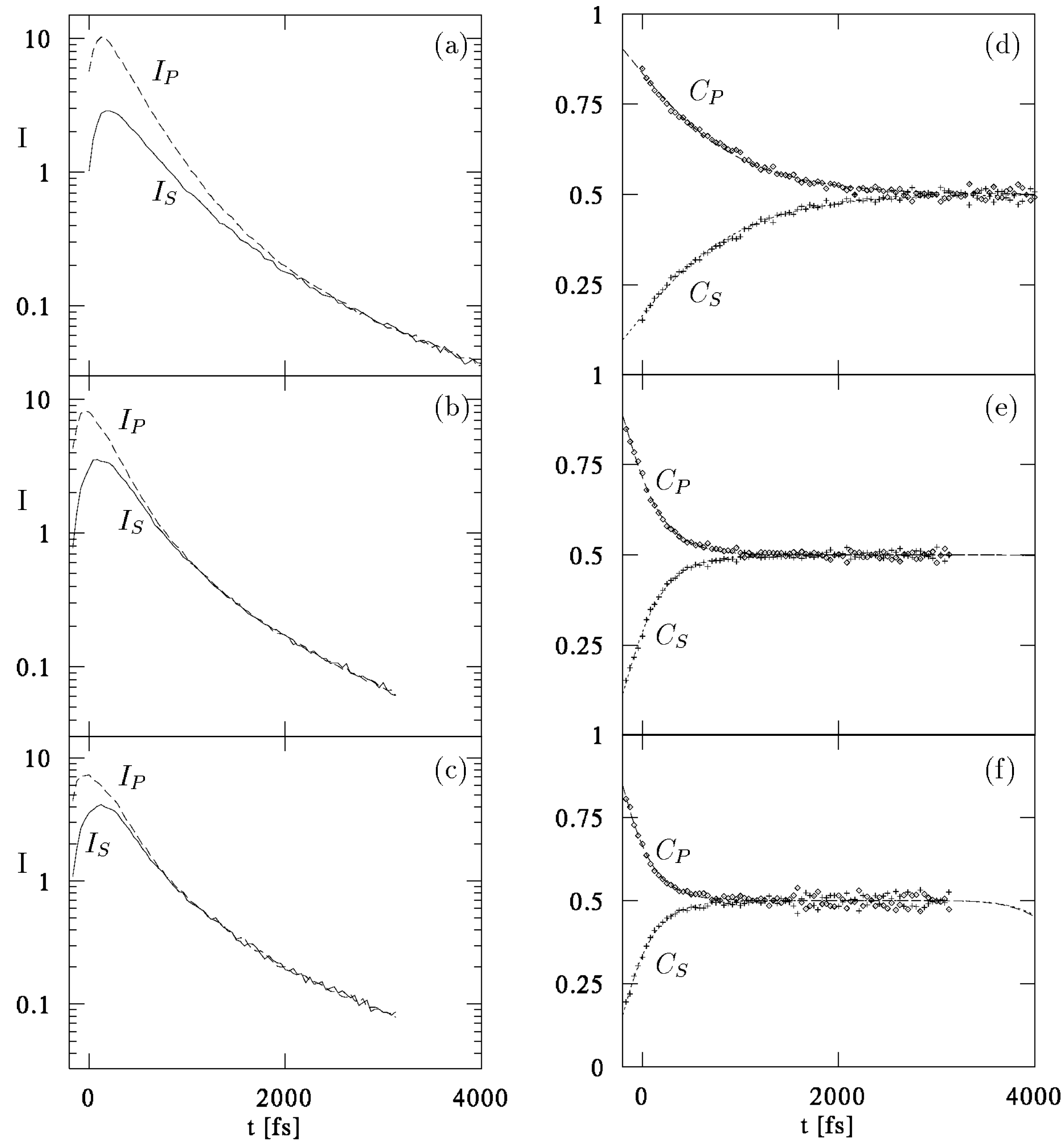
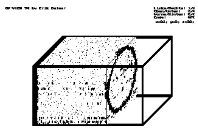


Abbildung 37: Messung der senkrecht und parallel polarisierten Lichtintensitäten bei Kugeldurchmessern von (a) $0.261\,\mu$m, (b) $0.552\,\mu$m und (c) $0.953\,\mu$m unter Verwendung konzentrierter Suspensionen. (d), (e) und (f) zeigen jeweils die zugehörigen Polarisationsanteile $C_P(t)$ und $C_S(t)$ gemäß (13).



Im einzelnen ergaben sich die Parameter der Fits zu:

d [μm]	Abbildung	X_P^0 [fs]	λ_P^{mf} [μm]	X_S^0 [fs]	λ_S^{mf} [μm]
261	37(d)	-512 ± 32	60.9 ± 2.0	-510 ± 30	61.8 ± 1.9
552	37(e)	-331 ± 8	21.8 ± 0.5	-329 ± 8	21.9 ± 0.5
953	37(f)	-351 ± 16	18.8 ± 1.0	-347 ± 15	18.7 ± 0.9

Der Parameter γ für die „Strahlteilerkorrektur“ war mit jeweils etwa $\gamma = (0.78 \pm 0.03)$ in guter Übereinstimmung mit dem oben experimentell bestimmten Wert von 0.75. Ebenso war der Nullpunkt bei allen „Meßpärchen“ im Rahmen der Fehlergrenzen gleich und es ergaben sich unabhängig von der Polarisationsrichtung gleiche Werte für die mittlere freie Photonenweglänge[70)].

Nimmt man für das folgende an, die Suspension sei so verdünnt, daß der Abstand der Streuzentren wesentlich größer als die Wellenlänge des Lichtes ist, so liefert die Diffusionstheorie bei vernachlässigbarer Absorption einen Zusammenhang zwischen der mittleren freien Weglänge λ_{mf} und der Streulänge l_s, wobei noch der g-Faktor der Streuer eingeht (Lagendijk, Albada und van der Mark benutzen diese Beziehung beispielsweise in [26]):

$$l_s^{Pol} = \lambda_{mf}(1-g) \tag{14}$$

Berechnet man nun gemäß (14) jeweils aus den Mittelwerten von λ_{mf}^P und λ_{mf}^S die Streulängen l_s^{Pol} und vergleicht diese mit den theoretischen Werten l_s^{Mie}, die aus der Mie-Theorie folgen, so ergibt sich folgende Tabelle:

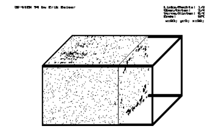
d	g	l_s^{Mie} [μm]	l_s^{Pol} [μm]
0.261 μm	0.30	27	43
0.552 μm	0.75	8.1	5.5
0.953 μm	0.89	4.6	2.1

Obwohl obige Theorie sowohl in [38] unter Verwendung eines ähnlichen Aufbaus als auch in [23] unter Verwendung einer Streak-Kamera bestätigt wurde, zeigen sich hier relativ große Diskrepanzen zwischen den theoretischen und den experimentell bestimmten Werten. Dies liegt daran, daß in beiden obigen Arbeiten keine theoretischen Werte zum Vergleich herangezogen wurden, sondern in Transmission gemessene Werte für λ_{mf} angegeben wurden[71)]. Diese Werte weichen ebenfalls relativ stark von Mie-Rechnungen ab.

Konkret ist in unserem Falle die Formel (14) nicht anwendbar, da unsere Suspensionen mit zehn Gewichtsprozent nicht als verdünnt bezeichnet werden können.

70) Ein Fehler in den Nullpunkten sowie in der Amplitude (wenn man z.B. die Strahlteilerkorrektur wegläßt) führen zu stark unterschiedlichen Werten von λ_{mf}^P und λ_{mf}^S.

71) In beiden Arbeiten wurde außerdem nicht mit Latex sondern (absichtlich?) mit TiO_2-Partikeln gearbeitet, die -mangels genau definierter Form- mittels der Mie-Theorie nicht gut zu erfassen sind.



Zusammenfassung

Es wurde die zeitliche Entwicklung der Polarisation des zurückgestreuten Lichtes untersucht. Dabei konnte gezeigt werden, daß erwartungsgemäß mit zunehmender Zeit die Polarisation des eingestrahlten Lichtes verlorengeht. Im Falle konzentrierter Proben wurde durch Anfitten einer Modellfunktion die mittlere freie Weglänge der Photonen bestimmt.

8 Schwache Lokalisierung

8.1 Theorie[72)]

Strahlt man mittels eines Lasers auf eine rauhe Oberfläche, so beobachtet man meist das Auftreten von Speckles: Es entstehen fein strukturierte Muster, wenn man das zurückgestreute Licht auf einem Schirm betrachtet. Die Oberfläche streut das einfallende Licht in ganz bestimmte Richtungen relativ hell, während andere Richtungen nicht beleuchtet werden. Diese Muster kommen durch Interferenz von Licht, das von verschiedenen Streuzentren auf der rauhen Oberfläche gestreut wurde, zustande[73)].

Betrachtet man jedoch zum Beispiel Suspensionen von Latexkugeln in Wasser, so sind hier die Streuzentren aufgrund der thermischen Bewegung nicht ortsfest; zur Berechnung der räumlichen Intensitätsverteilung des zurückgestreuten Lichtes ist im Beobachtungszeitraum über alle möglichen Streuordnungen sowie Positionen der Streuzentren zu mitteln. Ist der Beobachtungszeitraum größer als die Zeit, die die Streuer brauchen, um sich beispielsweise um eine zehntel Wellenlänge des verwendeten Lichtes zu bewegen, so geht die feste Phasenbeziehung zwischen zwei, an unterschiedlichen Streuzentren gestreuten Photonen verloren. Deshalb sind bei derartigen Suspensionen keine Speckles mehr zu beobachten.

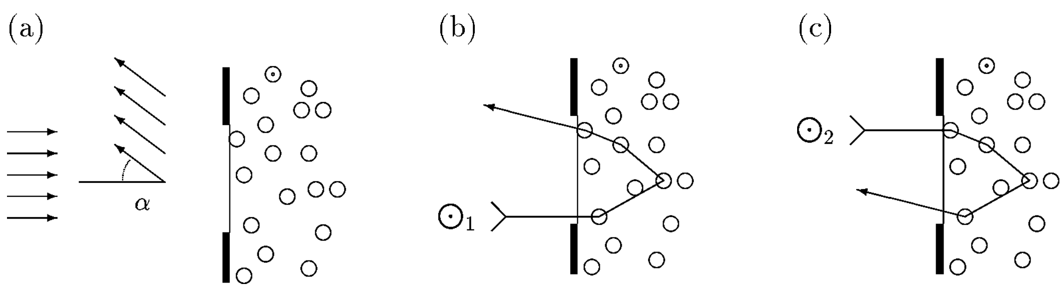


Abbildung 38: (a) Geometrie zur Betrachtung der schwachen Lokalisierung. (b) und (c) zeigen Wege zweier Photonen durch das streuende Medium

Diese Argumentation bedarf aber noch der Betrachtung eines Sonderfalles, der in Abbildung 38(a) gezeigt ist: Es werden Photonen parallel zur z-Achse eingestrahlt und solche, die unter einem kleinen Winkel α (in Abbildung 38 stark übertrieben) zur z-Achse ausfallen, detektiert. Hinter dem Fenster mögen sich viele, zufällig verteilte Streuzentren befinden. Betrachten wir nun die „Wege“ zweier Photonen, $\odot_1$ (Abbildung 38(b)) sowie $\odot_2$ (Abbildung 38(c)), durch das streuende Medium, wobei das Photon $\odot_2$ die Streuzentren in umgekehrter Reihenfolge als $\odot_1$ passieren möge. Da der Weg vom ersten Streuzentrum bis zum letzten Streuzentrum für beide Photonen gleich lang ist, können die Photonen konstruktiv interferieren, falls der Gangunter-

[72)] Die Darstellung ist nicht als vollständige Abhandlung zu verstehen, sondern als qualitiative, heuristische Theorie. Für eine detailliertere Betrachtung siehe zum Beispiel S. John [20].

[73)] In der Tat ist jede Oberfläche mikroskopisch rauh, so daß Speckles in der Regel immer zu beobachten sind. Ferner lassen sich aus den Speckles (Größe, Verteilung) auch Eigenschaften der Oberfläche ablesen.

schied für die beiden Photonen vom jeweils letzten Streuzentrum bis zum Detektor größenordnungsmäßig kleiner als $\frac{\lambda}{2}$ ist.

Auf ihren Wegen durch das streuende Medium beschreiben die Photonen im wesentlichen einen Random Walk von einem Streuzentrum zum nächsten. Der Abstand zwischen dem ersten und dem letzten Streuzentrum beträgt also nach der Theorie zum Random Walk [40] im Mittel $d = \sqrt{N} \cdot l_s$, wobei N die Anzahl der Streuungen und l_s den mittleren Weg zwischen zwei Streuungen bezeichnet. Der Gangunterschied läßt für den Fall, daß sich erstes und letztes Streuzentrum relativ nahe an der Eintrittsfläche befinden, durch $d \cdot \sin(\alpha)$ abschätzen [30]. Für kleine α ergibt sich also für die konstruktive Interferenz die Bedingung $\sqrt{N} \cdot l_s \cdot |\alpha| < \frac{\lambda}{2}$, und damit ergeben sich die Winkel, für die konstruktive Interferenz zu erwarten ist, zu $|\alpha| < \frac{\lambda}{2\sqrt{N} \cdot l_s}$.

Eine Berücksichtigung der konstruktiven Interferenz in Rückwärtsrichtung liefert damit für kleine Winkel einen Beitrag, wobei sich dort die zurückgestreute Intensität verdoppeln sollte: Bisher wurde bei der Berechnung der Intensität jeder der beiden Wege aus Abbildung 38(b) und (c) einzeln gezählt. Nun haben wir festgestellt, daß sich die beiden Wege konstruktiv überlagern, also die doppelte Amplitude und mithin die vierfache Intensität (und nicht die zweifache) liefern sollten. Ferner steht die Wurzel der Streuordnung im Nenner der Abschätzung für den Winkel. Da mit zunehmender Zeit nach dem eingestrahlten Impuls auch die im Mittel auftretende Streuordnung zunimmt, erwarten wir ein Abnehmen des Öffnungswinkels des Kegels der verstärkten Rückstreuung mit der Zeit.

Als Ergebnis (siehe auch z.B. [20], [25], [30], [31], [32] und [39]) dieser heuristischen Betrachtung können wir festhalten:

> In einem Kegel mit Öffnungswinkel $2\frac{\lambda}{\sqrt{N} \cdot l_s}$ erwarten wir bei Rückstreuexperimenten mit Streuordnung N und Streulänge l_s die doppelte Intensität gegenüber größeren Winkeln. Mit der Zeit wird dieser Winkel kleiner, da N zunimmt.

8.2 Messungen

Abbildung 39 zeigt den hier zur Messung verwendeten Aufbau, welcher im wesentlichen dem in [39] verwendeten entspricht: Zur Messung der winkelabhängigen Rückstreuung wurde ein zusätzliches Delay (QD) eingeführt, mit welchem der Strahl querversetzt werden kann, ohne daß ein Zeiteffekt auftritt. Die Selektion eines schmalen Rückstreukegels von etwa 6 mrad geschieht mittels der 0.5 mm Lochblende (PH) nach dem Querdelay. Auf diese Weise ist es möglich, einen Bereich von über 100 mrad um die Rückstreurichtung herum zu untersuchen.

Im Experiment wurden als möglichst konzentrierte Streumedien die original Latexsuspensionen mit zehn Gewichtsprozent verwendet. Für verschiedene Zeitverzögerungen wurden die winkelabhängigen Intensitäten gemessen. Abbildungen 40(a) und 40(b) zeigen jeweils vier winkelabhängige Messungen für Kugeldurchmesser von 0.552 μm und 0.953 μm. Die Meßkurven sind entsprechend der am Delay eingestellten Verzögerungszeit mit eins bis vier numeriert.

Im Gegensatz zur Theorie ist es praktisch kaum möglich, das Querdelay so einzujustieren, daß dieses keinen Zeiteffekt verursacht. Dieser Zeiteffekt ist bei den ersten, in

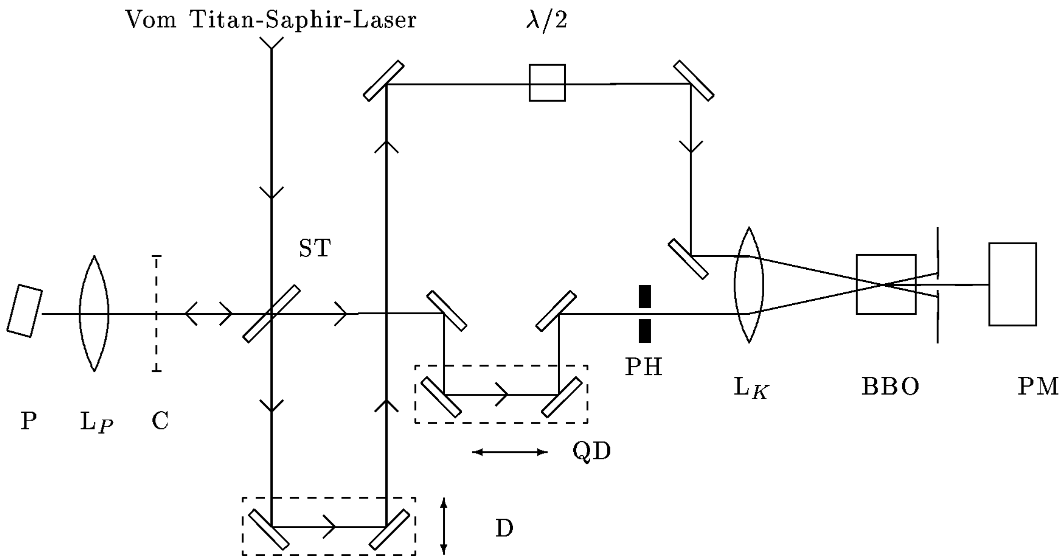


Abbildung 39: Modifizierter Aufbau zur Messung der schwachen Lokalisierung: zusätzliches Delay (QD) zur Erzeugung eines Querversatzes sowie eine Lochblende (PH) mit 0.5 mm Durchmesser zur Selektion eines Rückstreukegels von etwa 6 mrad Öffnungswinkel.

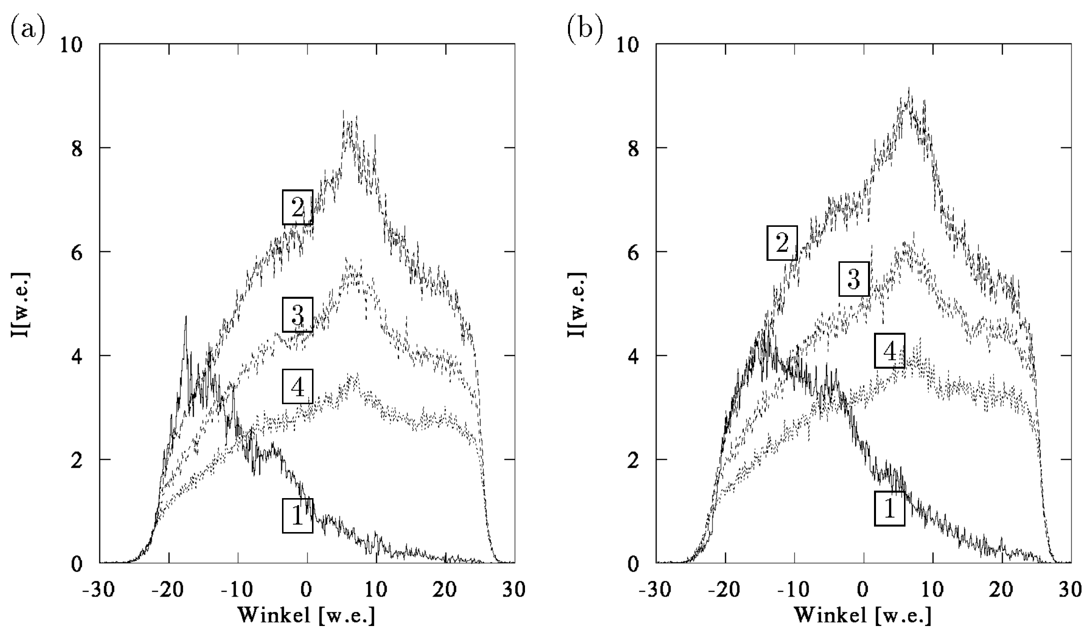


Abbildung 40: Jeweils vier (1-4) ausgewählte winkelabhängige Messungen für die (a) $0.552\,\mu$m- und die (b) $0.953\,\mu$m-Latexkugeln bei einer Konzentration von 10%.

Abbildung 40 mit $\boxed{1}$ bezeichneten, Kurven besonders gut zu sehen: Hier ist für negative Winkel bereits ein Rückstreusignal zu sehen, während das Querdelay bei positiven Winkeln eine zusätzliche Zeitverzögerung verursacht, so daß hier noch kein Signal zu messen ist. Der Fehler, den das Delay verursacht, kann folgendermaßen abgeschätzt

werden: Betrachtet man Abbildung 40(b), so nimmt das Signal von null bei maximalem positiven Winkel bis auf circa die halbe Maximalamplitude am negativen Ende des Winkelbereiches zu, was bei einer Autokorrelationsbreite des Systems von etwa 150 fs einem Zeitfehler von etwa 50 fs oder einem optischen Wegunterschied von etwa 10 μm entspricht. Bei einer gesamten Verschiebestrecke von 10 mm entspricht das einer Laufwegänderung bezogen auf den Querversatz von etwa 1 ‰.
Bei den Messungen zu späteren Zeiten nach dem Einfall des Impulses, in Abbildung 40 mit $\boxed{2}$, $\boxed{3}$ und $\boxed{4}$ bezeichnet, wirkt sich dieser Zeitfehler genau umgekehrt aus: Bei negativen Winkeln ist die Rückstreuung bereits stärker abgeklungen als bei positiven Winkeln.
Bei den Messungen $\boxed{2}$ bis $\boxed{4}$ ist bereits die Überhöhung der zurückgestreuten Intensität deutlich zu sehen. Um quantitative Aussagen zu treffen, wird nun an jede winkelabhängige Intensitätskurve eine Modellfunktion der Form

$$y(\alpha) = a + b\alpha + de^{-\frac{(\alpha-e)^2}{f^2}} \tag{15}$$

angepaßt. Dabei trägt der Term $b\alpha$ dem Zeitfehler, den das Querdelay verursacht, Rechnung. Der Parameter a bestimmt die Größe des inkohärenten Untergrundes, während d die Größe des kohärenten Anteiles wiedergibt. Für die Form der Überhöhung wurde eine Gaußkurve der Breite f angenommen; f ergibt somit direkt den Öffnungswinkel des Kegels kohärenter Rückstreuung. Schließlich dient e der Festlegung des Nullpunktes des Querdelays. Abbildungen 51 und 52 im Anhang C auf Seite 75 zeigen die Ergebnisse der einzelnen Fits, wobei die Annahme obiger Modellfunktion durch das Ergebnis der Fits bestätigt wird. Im Anhang sind auch die numerischen Ergebnisse der Fits tabellarisch zusammengestellt.
Abbildung 41 zeigt nun die erhaltenen Breiten der Rückstreukegel, aufgetragen gegen die Zeit, nach dem Einfall des Lichtimpulses auf die Probe. Als Zeitnullpunkt wurde diejenige Messung gewählt, bei der das Meßsignal unter einem Rückstreuwinkel von null Grad sein halbes Maximum erreichte.
Bei beiden Kugelgrößen sind die Kegel verstärkter Rückstreuung etwa gleich groß und bleiben zeitlich ungefähr gleich (Bei den kleinen Kugeln 19.0 mrad und bei den größeren 18.5 mrad). Außerdem ist der kohärente Anteil wesentlich kleiner als der theoretische Wert von zwei. Daß keine Abnahme des Öffnungswinkels des Kegels zu verzeichnen ist, kann nicht an der Größe der Lochblende liegen; eine zu große Lochblende würde zu einem rechteckförmigen Verlauf der Kurven führen, was aber nicht der Fall ist. Geht man davon aus, daß die Diffusionstheorie bei den verwendeten Suspensionen gültig ist, so kann man in der oben motivierten Näherungsformel (Öffnungswinkel des Kegels $\Gamma = 2\frac{\lambda}{\sqrt{N} \cdot l_s}$) die Streuordnung N in Abhängigkeit von der Zeit ausdrücken und erhält einen Ausdruck für die unter einem bestimmten Winkel zu einer gewissen Zeit gestreuten Intensität [39]. Vergleicht man diesen Ausdruck mit der zum Fitten verwendeten Gleichung (15), so ergibt sich der Parameter f zu

$$f = \sqrt{\frac{3\lambda^2}{4\pi^2\lambda_{tr}ct}}$$

wobei λ_{tr} die mittlere freie Transportweglänge bezeichnet. Geht man ferner davon aus, daß diese im wesentlichen der Streulänge entspricht, so kann die Streulänge aus den

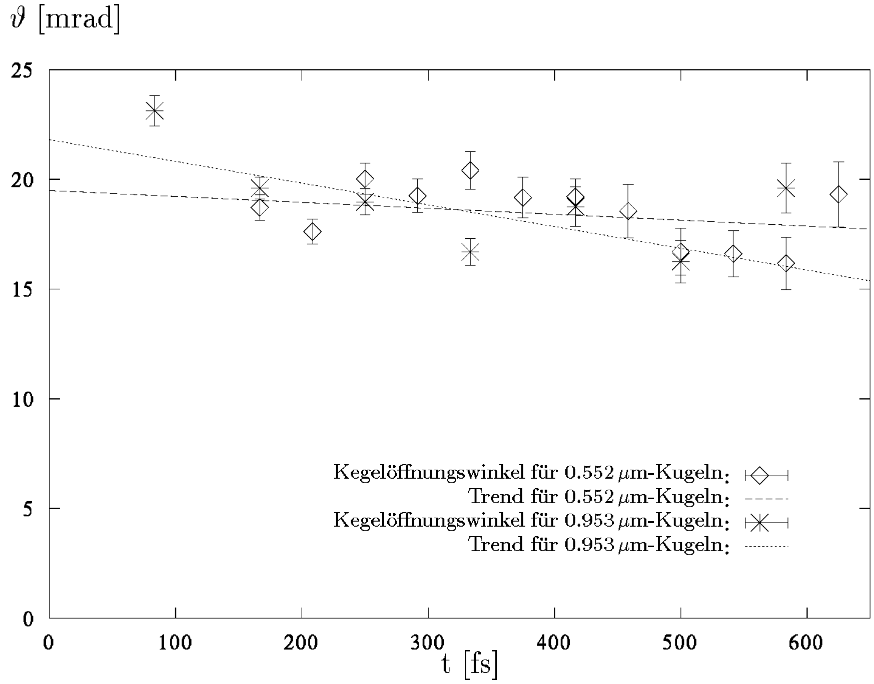


Abbildung 41: Vergleich der zeitlichen Entwicklung der Öffnungswinkel der Kegel verstärkter Rückstreuung: Ergebnisse der Fits mit Fehlerbalken sowie Geraden zur Analyse des Trends.

Meßdaten abgeschätzt werden. Man erhält bei beiden Kugelgrößen (z.B. bei $t = 150\,\text{fs}$) einen Wert von etwa $4\,\mu\text{m}$, was größenordnungsmäßig mit den theoretischen Werten (bei den kleinen Kugeln $l_s \approx 8\,\mu\text{m}$ sowie bei den großen Kugeln $l_s \approx 5\,\mu\text{m}$) übereinstimmt. Die aus der schwachen Lokalisierung erhaltenen Werte zeigen jedoch nicht die erwartete Abhängigkeit von der Kugelgröße.

Die Ursache dafür ist, daß bei der Messung angenommen wurde, der leuchtende Fleck auf der Probe wäre vernachläßigbar klein. Dementsprechend war es nicht nötig, die Lochblende in der Fourierebene der Linse zu plazieren. Geht man jedoch davon aus, daß dieser Fleck bei der diffusiven Ausbreitung der Photonen im streuenden Medium mit der Zeit größer wird, so kann dies bei unserer Messung das Einengen des Kegels verstärkter Rückstreuung kompensieren und somit zu den relativ großen Öffnungswinkeln führen.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, daß die schwache Lokalisierung qualitativ bestätigt werden konnte: Für Streuwinkel nahe 180^o konnte ein deutlich über dem inkohärenten Untergrund liegendes Signal bei zwei verschiedenen Kugeldurchmessern nachgewiesen werden. Eine quantitative Analyse der Messungen zeigte, daß die Streulängen der Suspensionen aus den Kegeln verstärkter Rückstreuung größenordnungsmäßig richtig bestimmt werden können.

9 Untersuchung eines Aerosols

Wie in der Einleitung schon erwähnt, werden LIDAR-Systeme besonders häufig im Umweltschutz eingesetzt, um Abgase und dergleichen zu untersuchen. Auch die Meteorologie setzt verstärkt auf bodengestützte LIDAR-Systeme zur Untersuchung von Wolken. Dabei werden mit Impulsen im Nanosekundenbereich Streukurven mit Fluglängen der Photonen im Kilometerbereich aufgenommen. Häufig fehlen aber geeignete Modelle bei der Interpretation der Ergebnisse. Eine mögliche Lösung ist vielleicht folgende (siehe Abbildung 42): Mittels eines Piezokristalls[74], der sich am Boden eines Wassergefäßes befindet und zu Schwingungen[75] angeregt wird, wird das Wasser an der Oberfläche zerstäubt. Dabei bilden sich, wie in Abbildung 42 gezeigt, heftige Wellen an der Was-

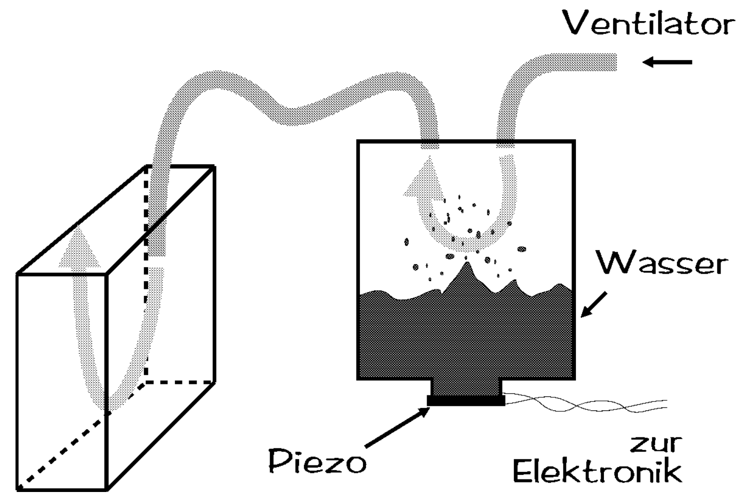


Abbildung 42: Erzeugung eines Aerosols mit einem Piezo-getriebenem Ultraschall-Zerstäuber.

seroberfläche. Durch einen Lüfter wird Luft in das Gefäß geblasen, welche mit Wassertröpfchen angereichert an einer zweiten Öffnung austritt und durch einen Schlauch in die Küvette gelangt. Bei entsprechend langsamer[76] Luftströmung füllt sich die Küvette im Laufe der Zeit mit einem vollkommen gleichförmigen Nebel[77]. Dieser Nebel kondensiert sofort an der Küvetteninnenwand[78], so daß die Innenseite der Küvette nach

[74] Zur Anwendung kam eine 3.6 cm große Scheibe aus Sonox-P8, welche dem Verfasser von Hoechst-Ceramtech dankenswerter Weise für Basteleien zur Verfügung gestellt wurde.

[75] Optimale Anregung in Resonanz (etwa 2.4 MHz!!!). In unserem Falle erledigte das eine einfache Selbstbau-Sperrschwinger-Schaltung. Die umgesetzte Leistung betrug dabei etwa 20 W.

[76] Hier bleibt viel Spielraum für Variationen: Durch die Länge des Schlauches beispielsweise läßt sich die Größe der Wassertröpfchen beeinflußen, da diese langsam verdunsten und somit nach längeren Verweilzeiten im Schlauch kleiner sind. Bei zu schneller Strömung entstehen nicht laminare Strömungen, und der Nebel in der Küvette wird dauernd heftig „umgerührt“, so daß er nie gleichmäßig wird.

[77] Der Nebel erscheint vor dunklem Hintergrund weiß (also keine Rayleigh-Streuung) und sinkt nach unten ab, deshalb ist anzunehmen, daß es sich um größere ($> 10\,\mu$m) Wassertröpfchen handelt.

[78] Das Wasser im Vorratsgefäß erwärmt sich aufgrund der zugeführten Ultraschallenergie auf etwa 30 °C, die Küvette hat lediglich eine Temperatur von etwa 20 °C.

einer langen Einlaufzeit homogen mit einer Wasserschicht überzogen ist und sich die gesamte Anordnung in einem stationären Zustand befindet. Abbildung 43 zeigt eine

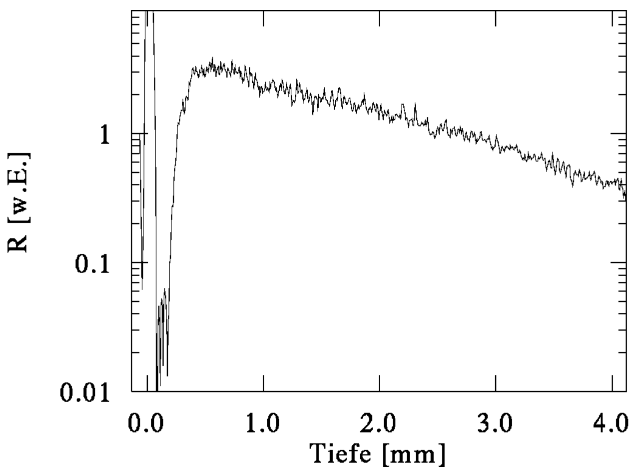


Abbildung 43: Ergebnis der Messung einer Streukurve für das Aerosol nach einer langen Einlaufzeit. Die Probenküvette war dabei nicht verkippt, wodurch das sehr starke Signal am Anfang der Streukurve hervorgerufen wird. Direkt danach ist der etwa 0.15 mm dicke Wasserfilm, aus dem kein Streusignal zu beobachten ist, an der Küvetteninnenseite zu erkennen.

Streukurve[79], die in diesem Zustand aufgenommen wurde. Es zeigt sich das übliche Bild einer Streukurve, wobei sich die Streulänge zu 3.35 mm ergibt. Die dünne Wasserschicht an der Innenseite der Küvette ist nach dem Peak, den die Autokorrelation der nicht verkippten[80] Küvette verursacht, deutlich zu sehen: Erst etwa 0.15 mm danach beginnt das eigentliche Streusignal. Es herrscht wieder das Regime der Einfachstreuung vor (relativ kleine Konzentration von Wassertröpfchen), das auch beim Wolken-LIDAR in der Regel zu beobachten ist.

Mit dem vorgestellten LIDAR-System ist es also möglich, ein kleines, handliches Modell für Wolken zu konstruieren. Durch Vereinigung mehrerer laminarer Strömungen, welche unterschiedlich große Tröpfchen oder Konzentrationen enthalten, wäre es außerdem möglich, ein Modell für geschichtete Wolken zu realisieren.

[79] Hier muß natürlich berücksichtigt werden, daß nun kein Wasser mehr als Lösungsmittel vorliegt, sondern daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes gleich c ist.

[80] War hier beabsichtigt, um eine Aussage über den Zeitnullpunkt treffen zu können.

10 Untersuchung von Haut

Im folgenden werden einige Messungen an realer Haut vorgestellt. Oberflächlich betrachtet (z.B. am Finger, siehe Abbildung 44) stellt die Haut (Cutis) ein sehr komplex strukturiertes Gebilde aus „Tälern“ oder Furchen (Sulci cutis) und „Bergen“ (Cristae cutis) dar: Die hier auftretenden Strukturen sind so kompliziert und bei jedem Individuum einzigartig, daß sie als Erkennungsmerkmal eines bestimmten Menschen dienen können (→ Daktyloskopie).

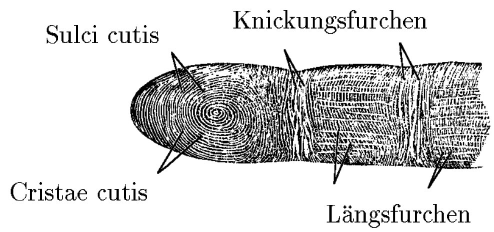


Abbildung 44: Abklatsch eines Zeigefingers mit Erklärungen. Reproduktion eines Holzschnittes aus Toldts anatomischem Atlas [11].

Betrachtet man einen Querschnitt durch die Haut (wieder am Beispiel des Fingers, Abbildung 45) bis zu einer Tiefe von etwa 3 mm, so offenbart sich eine schichtartige

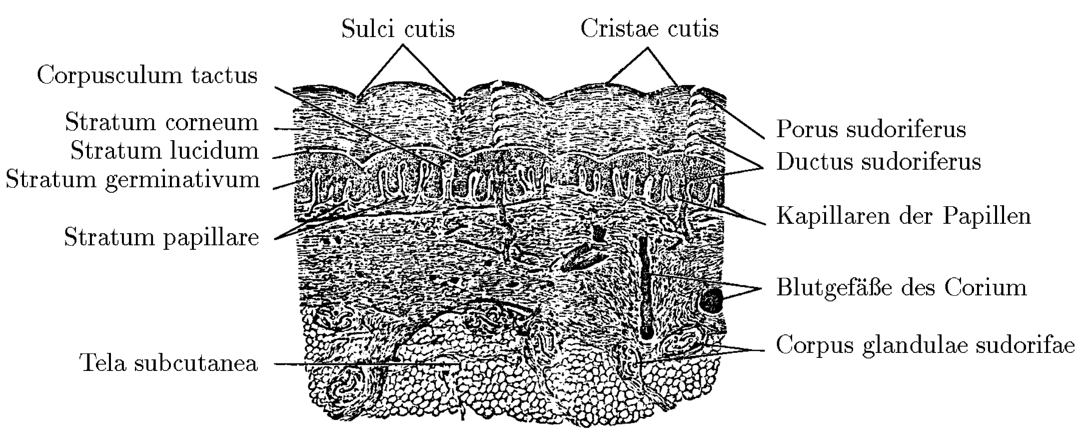


Abbildung 45: Querschnitt durch die Haut an der Fingerbeere. Die Reproduktion eines Holzschnittes aus [11] zeigt die Struktur der Haut bis zu einer Tiefe von 3 mm .

Struktur der Haut. Ganz oben ist wieder die Oberflächenstruktur der Haut (Sulci und Cristae cutis) zu sehen. Diese oberste Hautschicht (Stratum corneum) besteht aus abgestorbenen Zellen, sie ist nicht durchblutet und relativ feuchtigkeitsarm. Von kleinen Poren ganz an der Oberfläche der Haut (Porus sudoriferus) führen Kanäle (Ductus sudoriferus) weit nach unten in die Haut bis zu den Schweißdrüsen (Corpus glandulae sudoriferae), wodurch uns die Haut eine Kühlung des Körpers nach dem Verdampfer-Prinzip ermöglicht. Zur ständigen Erneuerung (erkennbar am schuppenartigen „Abblättern“ alter Haut) der Haut werden im Stratum germinativum ständig neue Zellen gebildet, welche absterben und so die verlorenen ersetzen. Die Haut dient uns aber nicht nur als Hülle und Kühler, sondern ist auch wichtiges Sinnesorgan. Die Aufnahme dieser Reize geschieht ebenfalls im Stratum germinativum[81)] (Tastkörperchen: Corpusculum tactus). Die obersten Hautschichten (Stratum corneum, Stratum lucidum und Stratum germinativum) werden gemeinhin zu dem Begriff der Oberhaut oder **Epidermis** zusammengefaßt. Unter der Epidermis befindet sich eine dicke, gut durchblutete Hautschicht, genannt **Lederhaut** oder **Corium**, welche durch die Papillen gut mit der Epidermis verwachsen ist und in größeren Tiefen an das **Unterhautbindegewebe** (Tela subcutanea) angrenzt, welches z.B. das ungeliebte Fettgewebe enthält.

Diese Schichtstruktur ist bei der Haut überall gleich, die Dicke der einzelnen Schichten variiert jedoch stark von einem Ort am Körper zum anderen. Das Beispiel des Fingers (Abbildung 45) wurde gewählt, weil hier die Epidermis besonders dick ist (wie z.B. auch an der Fußsohle oder den Handflächen) und somit die Struktur derselben gut zu beschreiben ist. In den meisten Fällen ist die Epidermis weniger als 0.1 mm dick. Einen Schnitt durch solche Haut (von knapp unterhalb des Rippenbogens) zeigt Abbildung 46. Hier ist die Epidermis nur 0.1 mm dick, und bereits in einer Tiefe von weniger als 1 mm beginnt das Unterhautbindegewebe; die Haut besteht also hauptsächlich aus Lederhaut. Außerdem ist in Abbildung 46 noch ein für diesen Bereich typisches Wollhaar mit dem zugehörigen Muskel (Dieser wird aktiv, wenn der Leser beim Konsum dieser Arbeit eine Gänsehaut bekommen sollte.) zu sehen.

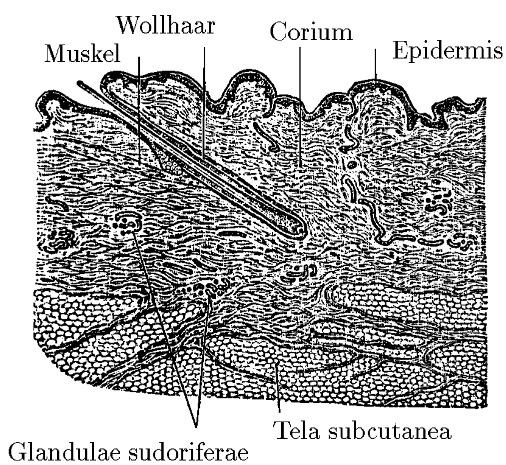


Abbildung 46: Querschnitt durch die Haut unterhalb des Rippenbogens. Dicke der gezeigten Hautschicht etwa 1.5 mm. Es handelt sich wieder um eine Reproduktion eines Holzschnittes aus [11].

In der Literatur wurden bereits häufig die optischen Parameter der menschlichen Haut (z.B. in [2], [3], [29] und [35]) mit verschiedensten Verfahren untersucht. Dabei ergaben

81) Eigentlich sind die Tast-Rezeptoren im Corium lokalisiert, in den Spitzen der Papillen. Diese Spitzen ragen aber relativ weit ins Stratum germinativum hinein.

sich die uns interessierenden Werte zu:

Brechungsindex:	1.4 ± 0.1
Streulänge:	$150\,\mu m \pm 50\,\mu m$
g-Faktor:	0.7 .. 0.9

Es wurde dann auch häufig versucht, die Verfahren zur Ermittlung optischer Eigenschaften zur Aufnahme von Bildern zu nutzen (siehe beispielsweise [1], [7], [8], [10], [12], [18], [19], [22], [34] und [41]), wobei wegen der hohen Geschwindigkeit und der guten Auflösung die von Fujimoto und anderen entwickelte „Low-coherence Microscopy" (siehe [10], [19] und [34]) besonders hervorzuheben ist.

Um festzustellen, ob bei der Vermessung eines so komplizierten Gebildes wie Haut mit unserer Anlage überhaupt Strukturen zu erkennen sind, wurde zunächst ein Stück Schweinebauch vermessen. Ein kleines Stück Haut wurde dabei ganz vorsichtig von hinten an eine Glasscheibe gedrückt und dort fixiert. Die Messung erfolgte durch diese Glasscheibe hindurch, wobei wie bei den Messungen metallischer Objekte wieder ein Querscan gemessen wurde. Abbildung 47 zeigt die Ergebnisse. Dabei ist in 47(a) und (b) jeweils eine Grauwert-Darstellung der Intensität gegeben, wobei die Messung (die nur 35 Streukurven mit jeweils 261 Meßwerten umfaßte) mit einem Grafikprogramm (auf $1500 \cdot 2000$ Punkte) vergrößert wurde. Beim Vergrößern gibt es die Option des „Smoothing", was das Programm veranlaßt die beim Vergrößern unweigerlich auftretenden Ecken abzurunden. Da hierbei natürlich zusätzliche, willkürliche Information eingebracht wird, ist der Darstellung mit „Smoothing" in 47(a) noch eine ohne „Smoothing" (b) gegenübergestellt. Die Aufnahmen sind dabei um 180^o gedreht, das heißt die Außenseite der Haut befindet sich in allen hier präsentierten Abbildungen **unten**. Der am untersten Rand der Abbildungen 47(a) und (b) befindliche dunkle Streifen ist das Innere der Glasscheibe, wo natürlich keine Streuer sind und mithin auch kein Signal zu erhalten ist. Deutlich ist ferner an der Breite dieses Streifens die Verkippung der Probe zu sehen. Betrachtet man eine typische Streukurve dieser Messung (siehe Abbildung 47(d)), so fällt die überaus starke Strukturierung derselben auf, wobei diese feinen Strukturen bei zwei Scans an derselben Stelle reproduzierbar sind. In den Grauwertbildern sind deutlich mehrere Schichten zu erkennen: Der helle Bereich an der Oberfläche ist der Epidermis zuzuordenen, gefolgt von der Lederhaut. In einer Tiefe von 0.8 mm liegt ein starker Signalabfall vor, was dem Übergang zum subcutanen Bindegewebe zuzuordnen ist. Qualitativ manifestieren sich diese Schichten, wenn man über alle aufgenommenen Streukurven dieser Messung mittelt (siehe Abbildung 47(c)). Vorne ist das stärkere Signal aufgrund der Epidermis zu sehen, gefolgt von einem größeren Bereich mit relativ großer Streulänge, der der Lederhaut entspricht, bis dann schließlich in einer Tiefe von 0.8 mm das Unterhautbindegewebe beginnt. Ermittelt man aus dieser gemittelten Kurve die Streulängen für den gesamten gemessenen Bereich, so erhält man einen Wert von etwa $300\,\mu m$, während in dem Bereich der Lederhaut die Streulänge mehr als doppelt so groß ist.

Diese Messungen sind allerdings für eine praktische Anwendung des LIDAR-Systems bei „in vivo"-Messungen nicht besonders aussagekräftig, da die Schweinehaut aus der Metzgerei relativ alt und durch die Behandlung, der die Schweine beim Entfernen der Borsten unterzogen werden, wohl auch stark verändert war. Aus diesem Grunde wandten wir uns an Prof. Korting von der dermatologischen Klinik der Ludwig-Maximilians-Universität in München, der uns dankenswerter Weise frische Hautproben

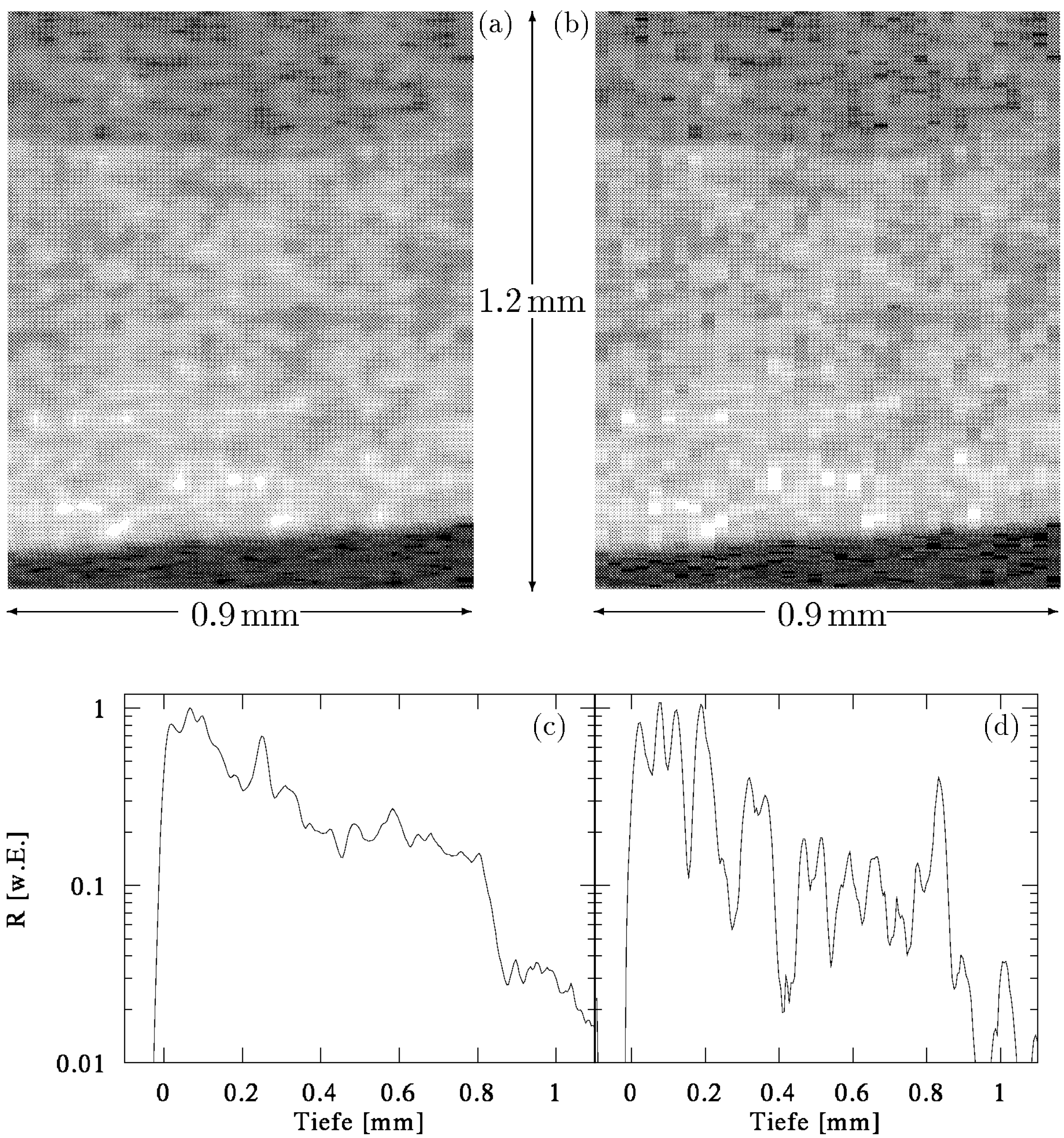


Abbildung 47: Messung eines Stückes Schweinebauch: Grauwertdarstellung der zurückgestreuten Intensität (a) mit „Smoothing“ und (b) ohne „Smoothing“. (d) zeigt eine typische Streukurve (ganz vom linken Rand) und (c) zeigt das Ergebnis einer Mittelung über alle Streukurven der Messung.

aus dem Operationssaal zur Verfügung stellte. Diese Proben wurden dann jeweils direkt von der Klinik ins Labor transportiert und dort sofort vermessen. Abbildungen 48 und 49 zeigen die beiden Messungen. Im Unterschied zur Messung der Schweinehaut wurden hier zwei Querscans im Abstand von 0.2 mm aufgenommen, welche in (a) und (b) mit „Smoothing“ dargestellt sind. Die Abbildungen ohne „Smoothing“ finden sich im Anhang D auf Seite 78.

In allen Messungen ist am Anfang eine Überhöhung des Signals zu sehen, die eine etwas größere Breite als die Autokorrelation hat. Verursacht wird sie durch die innere Struktur der Epidermis, welche an ihrer Oberfläche (Stratum corneum) aus vielen, flach zusammengedrückten, abgestorbenen Zellen besteht. Diese Schicht wirkt wie ein diffuser Spiegel. Bei der Schweinehaut ist diese Schicht aufgrund der Behandlung derselben nicht mehr so ausgeprägt, weswegen dort diese deutliche Überhöhung am Anfang fehlt.

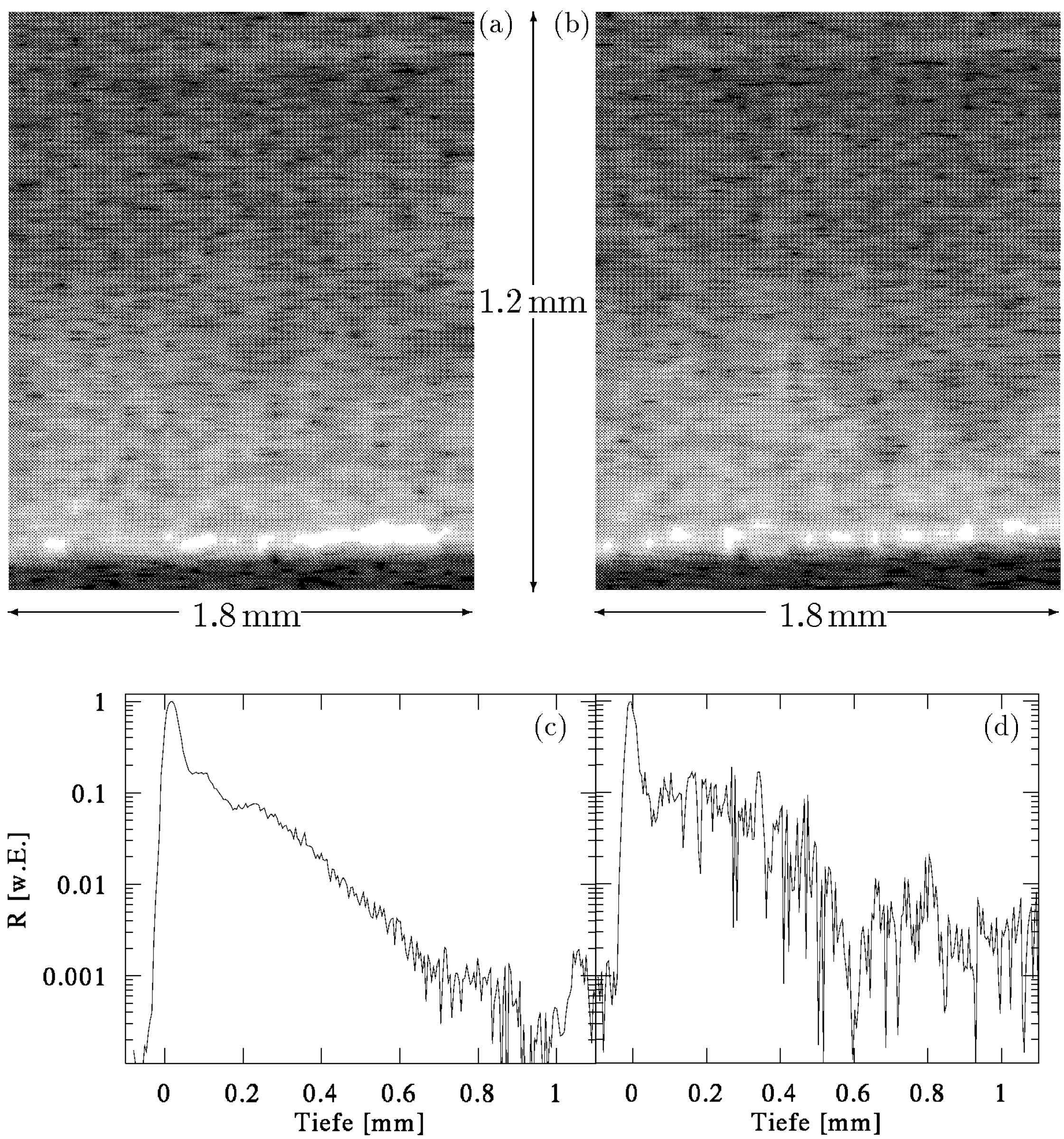


Abbildung 48: Messung eines Stückes menschlicher Haut vom Rücken: (a) und (b) Grauwertdarstellung der zurückgestreuten Intensität zweier Ebenen im Abstand von 0.2 mm mit „Smoothing“. (Für Bilder ohne „Smoothing“ siehe Abbildungen 53(a) und (b) im Anhang D auf Seite 78). (d) zeigt eine typische Streukurve (ganz vom linken Rand) und (c) das Ergebnis einer Mittelung über alle Streukurven der Messung.

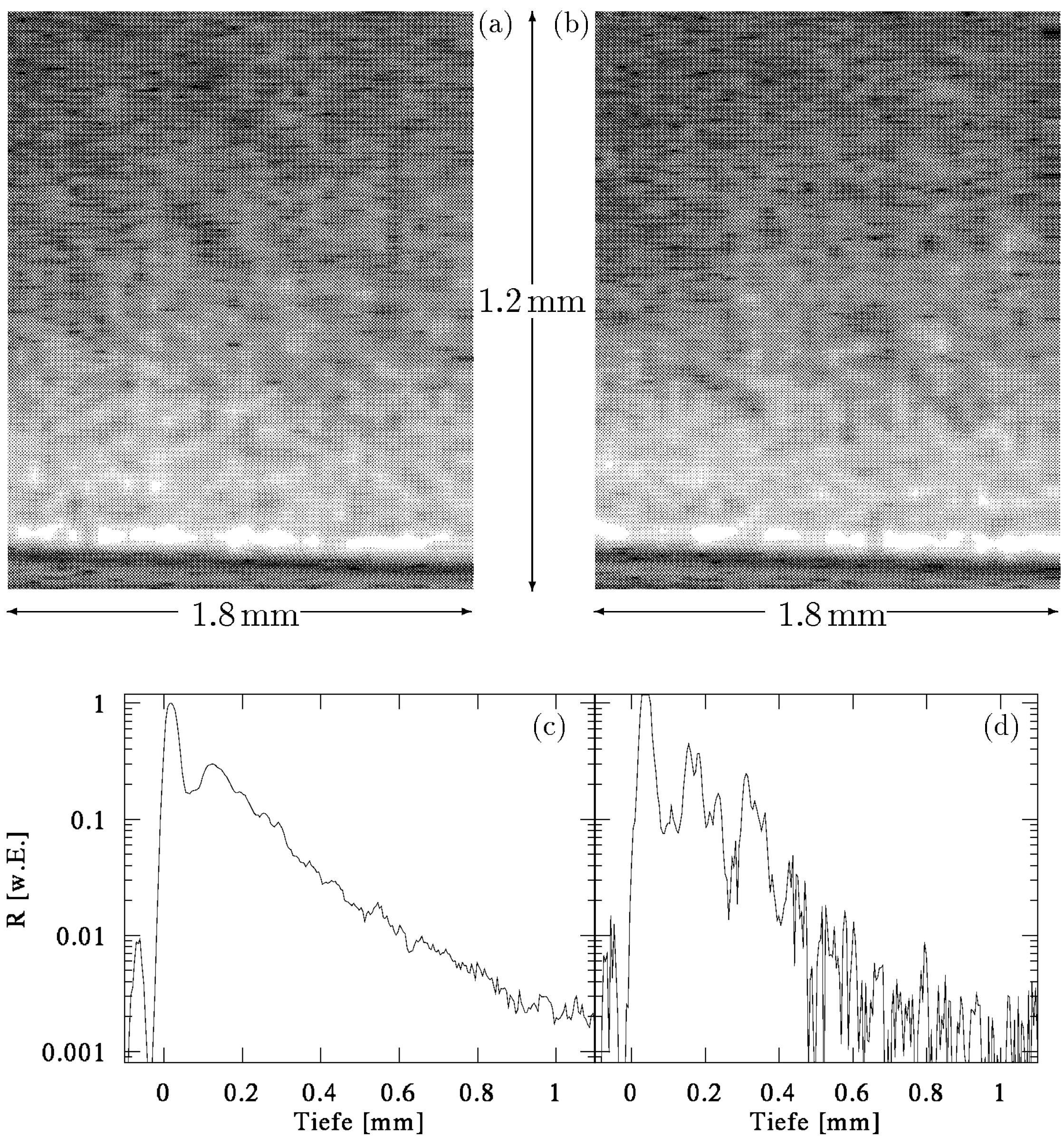


Abbildung 49: Messung eines Stückes menschlicher Haut mit Hautveränderung (Naevuszellnaevus oder Lentigo maligna) vom Rücken: (a) und (b) Grauwertdarstellung der zurückgestreuten Intensität zweier Ebenen im Abstand von 0.2 mm mit „Smoothing“. (Für Bilder ohne „Smoothing“ siehe Abbildungen 53(c) und (d) im Anhang D auf Seite 78). (d) zeigt eine typische Streukurve (ganz vom linken Rand) und (c) das Ergebnis einer Mittelung über alle Streukurven der Messung.

Bei der in Abbildung 49 gezeigten Messung handelt es sich um eine Hautprobe, die einem Patienten mit dem Verdacht auf eine bösartige Hautveränderung (malignes Melanom entnommen wurde. Wie die Histologische Untersuchung zeigte, konnte dieser Verdacht nicht bestätigt werden sondern es lag ein Naevuszellnaevus oder ein Lentigo maligna vor. Diese beiden Typen von Hautveränderungen entwickeln sich häufig[82] zu malignen Melanomen und sind insofern als krankhafte Veränderungen der Haut zu betrachten. Bei derartigen Hautveränderungen (im frühen Stadium) ist häufig die unterste Schicht der Epidermis, das Stratum basale[83], pigmentiert (siehe [17], Seite 101). Entsprechend war die Veränderung der Haut nur oberflächlich (nicht erhaben) und mit dem bloßen Auge kaum wahrnehmbar.

Vergleicht man die Grauwertbilder der beiden Messungen natürlicher Haut (48(a) und (b)) mit denen der „Melanommessung“ (49(a) und (b)), so ist kaum ein Unterschied festzustellen. In den Abbildungen (c), die die Mittelwerte zeigen, fällt jedoch nach dem ersten starken Signal bei der Messung der Haut mit Veränderung in einer Tiefe von 0.1 mm eine Verringerung der Intensität auf, bevor sie dann wieder auf ihren doppelten Wert (logarithmischer Maßstab!) ansteigt. Dies könnte auf verstärkte Absorption in dieser Tiefe schließen lassen: Photonen werden dort eher absorbiert, als reflektiert.

Bei beiden gemessenen Hautproben ergab sich, anders als bei der Messung des Schweinebauches, im Mittelwert der Streukurven ein nahezu linearer Abfall. Die Streulänge ergibt sich in beiden Fällen zu etwa 150 μm.

Obige Messungen zeigen also, daß es mit dem LIDAR-System möglich ist, Hautschichten zu registrieren, und daß hierbei der Zustand und die Vorgeschichte der Haut von entscheidender Bedeutung sind. Die Streulänge ergab sich in Übereinstimmung mit den Literaturwerten bei menschlicher Lederhaut zu 150 μm. Ein interessantes Untersuchungsfeld würden die optisch ausgeprägteren Hautveränderungen (dunkle Melanome und Naevi) bieten, da sich diese in den Bildern wesentlich deutlicher abzeichnen sollten. Derartige Proben standen uns aber leider nicht zur Verfügung, da entnommene Proben möglichst vollständig histologisch untersucht werden müssen.

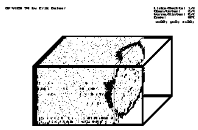
Aber auch das LIDAR-System bietet noch Raum für Verbesserungen. So könnten beispielsweise bei den Scans jeweils mehrere Streukurven bei verschiedenen Wellenlängen aufgenommen werden[84]. Durch die Wellenlängenabhängigkeit der Streu- und Absorptionseigenschaften des Gewebes [2] könnten unter Umständen detailliertere Bilder erhalten werden.

Unter Ausnutzung der möglichen Optimierungen ist durch ein Femtosekunden-LIDAR-Systemen ein leistungsfähiges Verfahren gegeben, welches beispielsweise bei der nichtinvasiven Frühdiagnose von malignen Hautveränderungen einen großen Fortschritt bringen könnte.

[82] Maligne Melanome entstehen zu jeweils etwa 20 % aus Naevuszellnaevi oder Lentigines malignae.

[83] Dabei handelt es sich um eine nur eine Zellage dicke Schicht, welche die Epidermis gegen das Corium abgrenzt, wobei diese Schicht auch die ganzen Papillen durchzieht.

[84] Titan-Saphir-Laser, wie der verwendete, gewährleisten in einem gewissen Wellenlängenbereich einen stabilen Impulsbetrieb.



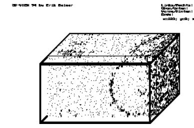
Schluß und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein Femtosekunden-LIDAR-System, basierend auf einem Titan-Saphir-Laser, vorgestellt. Durch verschiedene Messungen erfolgte eine umfassende Charakterisierung des Systems. Dabei wurden nicht nur die für ein LIDAR-System besonders interessanten Größen, Detektorgröße und Akzeptanzwinkel, sondern auch die räumliche Auflösung bestimmt. Sowohl zur Verifikation der erhaltenen Werte für die Detektorgröße und den Akzeptanzwinkel als auch zur Erleichterung der Interpretation der späteren Messungen wurde ein Monte-Carlo-Programm vorgestellt, welches das Experiment modelliert und die experimentellen Ergebnisse in allen Fällen ausgezeichnet gut reproduziert.

Verschiedene Untersuchungen mit diesem LIDAR-System sollten dessen Anwendungsmöglichkeiten zeigen. Dabei wurden einerseits die Abbildungseigenschaften des LIDAR-Systems durch die Aufnahme von Bildern kleiner Objekte, welche sich in stark streuenden Modellsubstanzen befanden, demonstriert. Hierbei konnten die Objekte noch in Tiefen dargestellt werden, die anderen Verfahren wie z.B. der Mikroskopie unzugänglich sind. Andererseits konnten aber aus den Streukurven auch theoretische Erkenntnisse gewonnen werden: Zum einen konnte der theoretisch vorhergesagte Verlauf für die mit der Zeit zunehmende Depolarisierung des zurückgestreuten Lichtes bestätigt werden. Zum anderen gestattete die Messung von Streukurven bei Streuwinkeln, die etwas kleiner als 180° waren, die Existenz der schwachen Lokalisierung nachzuweisen. Dabei zeigte sich die theoretische Vorhersage bestätigt, daß für Streuwinkel nahe 180° eine deutliche Erhöhung des gemessenen Signales zu erwarten ist.

Die Untersuchung eines Aerosols hat gezeigt, daß sich mit dem LIDAR-System auch ein handliches Modell für die Untersuchung von Wolken entwickeln ließe. Dieses Modell bietet gegenüber Feldversuchen den Vorteil, daß die zu untersuchenden Wolken in stark verkleinertem Maßstab im Labor mit guter Reproduzierbarkeit selbst „hergestellt“ werden können.

Bei der Untersuchung von verschiedenen Hautproben konnte mit dem LIDAR-System die Schichtstruktur der Haut aufgelöst werden. Es war darüberhinaus möglich, eine Hautveränderung (Naevuszellnaevus oder Lentigo maligna) sichtbar zu machen. Im Hinblick auf eine medizinische Anwendung dieser Anlage wäre es jedoch wünschenswert, einerseits die Strahlenbelastung der Probe, die bisher weit jenseits des für Gewebe seitens der Laserstrahlenschutzverordnung genehmigten Wertes liegt, zu reduzieren. Andererseits sind die derzeit nötigen Meßzeiten im Stundenbereich einem Patienten bei „in vivo“-Messungen kaum zumutbar: Die zu untersuchende Hautstelle muß während der ganzen Messung ununterbrochen fixiert sein.



Ein möglicher Weg in diese Richtung wäre beispielsweise der Übergang zu anderen Kristallen bei der Summenfrequenzerzeugung, was sich durch die dann höhere Effektivität der Upconversion auch in stärkeren Signalen und damit kürzeren Meßzeiten niederschlagen würde.
Ferner bestünde die Möglichkeit durch Verwendung von nachverstärkten Impulsen im Referenzstrahlenbündel ebenfalls ein größeres Signal und damit kürzere Meßzeiten zu erhalten.

Aber schon jetzt wäre die Untersuchung von „ex vivo"-Präparaten im Hinblick auf die optischen Parameter von unterschiedlichen Gewebeveränderungen, wie beispielsweise Karzinomen, ein überaus interessantes und weites Anwendungsgebiet von Titan-Saphir-basierten LIDAR-Systemen. Die so gewonnenen grundlegenden Kenntnisse über den Zusammenhang der optischen Parameter mit der Art einer Hautveränderung könnten auch beim Einsatz anderer Verfahren wie beispielsweise der optischen Kohärenzmikroskopie von Nutzen sein.
Für Erweiterungen böte sich hier insbesondere die Eigenschaft von Titan-Saphir-Lasern an, auf verschiedenen Zentralwellenlängen stabil Femtosekundenimpulse zu liefern: Durch Messung von Streukurven bei unterschiedlichen Wellenlängen, ließe sich die Wellenlängenabhängigkeit der Absorption von Hautveränderungen noch als zusätzlicher Parameter zur Erkennung von malignen Hautveränderungen einführen. Eine weitere Möglichkeit wäre auch die Verwendung einer konfokalen Anordnung, wodurch die räumliche Auflösung noch erheblich gesteigert werden würde.

Insgesamt konnte gezeigt werden, daß es sich bei dem vorgestellten Femtosekunden-LIDAR-System um ein vielfältig anwendbares System zur Untersuchung von streuenden Medien handelt, das noch ein großes Potential für weitere Entwicklungen bietet.

Anhang

A Parameter ausgewählter Latexkugeln

Da die verschiedenen Parameter der verwendeten Latexkugeln oft benötigt werden, sei hier eine Zusammenstellung der wichtigsten Parameter aller bei den Streuexperimenten verwendeten Latexkugeln in tabellarischer Form gegeben:

Kugeldurchm.	Streuquerschnitt	Teilchenkonz.	Streulänge	Anisotropiefaktor
d [mm]	σ_s [m^2]	n_c [$\frac{1}{\mu m^3}$]	l_s [μm]	g
0.094	$1.2 \cdot 10^{-17}$	219.69	385.32	0.037
0.102	$2.5 \cdot 10^{-17}$	171.94	304.24	0.044
0.261	$3.58 \cdot 10^{-15}$	9.557	27.22	0.297
0.272 ± 0.003	$4.38 \cdot 10^{-15}$	9.067	25.179	0.325
0.552 ± 0.010	$1.118 \cdot 10^{-13}$	1.0849	8.2454	0.750
0.605 ± 0.09	$1.633 \cdot 10^{-13}$	0.8239	7.4342	0.783
0.625	$1.867 \cdot 10^{-13}$	0.74739	7.1675	0.797
0.953	$1.014 \cdot 10^{-12}$	0.21082	4.6793	0.886
1.090 ± 0.003	$1.678 \cdot 10^{-12}$	0.14090	4.2286	0.901

Die Werte von l_s sowie n_c sind auf 10 %-ige[85)] Suspensionen bezogen, wie sie von Dow Chemicals bezogen werden können. Sofern bei den Kugeldurchmessern Standardabweichungen angegeben sind, sind diese Werte dem Aufdruck der Fläschchen entnommen, in denen die Suspensionen von Dow Chemicals geliefert wurden.

Die angegebenen Werte wurden mittels eines Programmes (BHMIE), wie es im Buch von Bohren und Huffmann [4] angegeben ist, berechnet. Eingabeparameter und Voraussetzungen für die Anwendbarkeit dieses Programmes sind folgende:

- Es handelt sich um runde dielektrische Kugeln in einem dielektrischen Medium.
- Es wird monochromatisches Licht in Form einer ebenen Welle verwendet.
- Die Wellenlänge des zu betrachtenden Lichtes ist in unserem Falle 848 nm.
- Der Brechungsindex des Lösungsmittels: Wasser bei 25 °C hat einen Brechungsindex von $n_{H_2O} = 1.329$ (siehe [14]).
- Der Brechungsindex von Polystyrol, woraus die Latexkugeln gemacht sind: $n_{\mathrm{Poly}} = 1.58$.

85) Gewichtsprozent

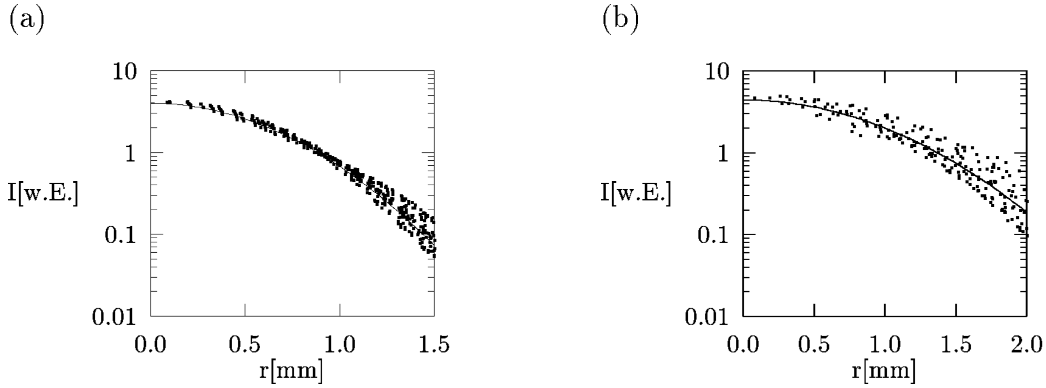


Abbildung 50: Radiusabhängiges Strahlprofil: (a) vorne, 183 cm nach dem Auskoppelspiegel sowie (b) hinten, 358 cm nach dem Auskoppelspiegel.

B Bestimmung der Bündeldurchmesser

Zur quantitativen Bestimmung der Laserstrahlenbündeldurchmesser wurde zunächst der Schwerpunkt der Intensitätsverteilung bestimmt. Bezeichnet man mit (x_n, y_n) mit $n \in \{1, 2, \cdots, N\}$ die N beim Scan angefahrenen Punkte und mit I_n die dort jeweils gemessene Intensität, so erhält man den Schwerpunkt der Intensitätsverteilung (x_s, y_s) aus

$$x_s = \frac{\sum_{n=1}^{N} x_n \cdot I_n}{\sum_{n=1}^{N} I_n} \qquad y_s = \frac{\sum_{n=1}^{N} y_n \cdot I_n}{\sum_{n=1}^{N} I_n} \quad .$$

Da uns nur die radiale Abhängigkeit der Intensität interessiert, bietet sich zur Vereinfachung der Rechnung nun ein Übergang in sphärische Koordinaten an: Es ist dann nur noch ein eindimensionaler Fit nötig.
In den Abbildungen 50(a) und 50(b) wurde nun die gemessene Intensität in Abhängigkeit vom Abstand

$$r_n = \sqrt{(x_n - x_s)^2 + (y_n - y_s)^2}$$

zum Schwerpunkt aufgetragen. Neben den Meßpunkten ist auch gleich das Ergebnis des Fits einer Gaußverteilung der Form $e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}$ eingezeichnet. Die Übereinstimmung ist -insbesondere wenn man den logarithmischen Maßstab beachtet- recht gut. Der Durchmesser des Laserstrahlenbündels[86] ergibt sich dann direkt als $4 \cdot \sigma$:

Abbildung	Position [cm]	Durchmesser [mm]	68.3% Vertrauensintervall [mm]
50(a)	183	2.121	0.005
50(b)	358	3.17	0.04

[86] Dieser ist bei gaußschen Bündeln als derjenige Durchmesser definiert, bei dem die Intensität auf $\frac{1}{e^2}$ des Maximalwertes abgefallen ist.

C Fits für die schwache Lokalisierung

Zur quantitativen Bestimmung der Öffnungswinkel der Kegel kohärenter Rückstreuung sowie des Faktors der Überhöhung wurde an die „Rohdaten“ aus Abbildung 40 in einem Bereich von -40 mrad bis 40 mrad eine Funktion der Form

$$y(\alpha) = a + bx + de^{-\frac{(x-e)^2}{f^2}}$$

angepaßt. Die Ergebnisse -für die verschiedenen Zeiten nach dem Einfall des Impulses- zeigen die folgenden Abbildungen: Abbildung 51 für die kleineren und Abbildung 52 für die größeren Kugeln.

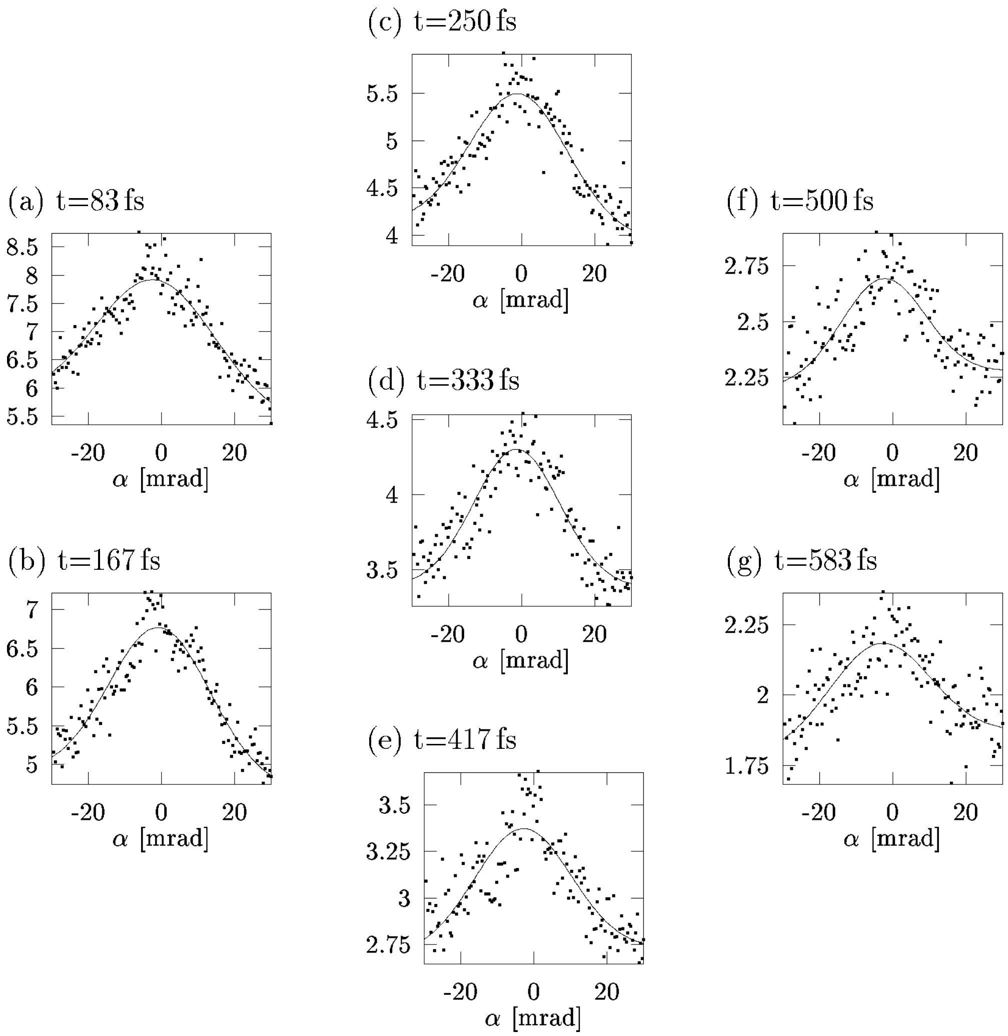


Abbildung 51: (a) bis (g): Fits für die 0.552 μm-Latexkugeln. Zeitlicher Abstand der einzelnen gemessenen Kurven: $83\frac{1}{3}$ fs.

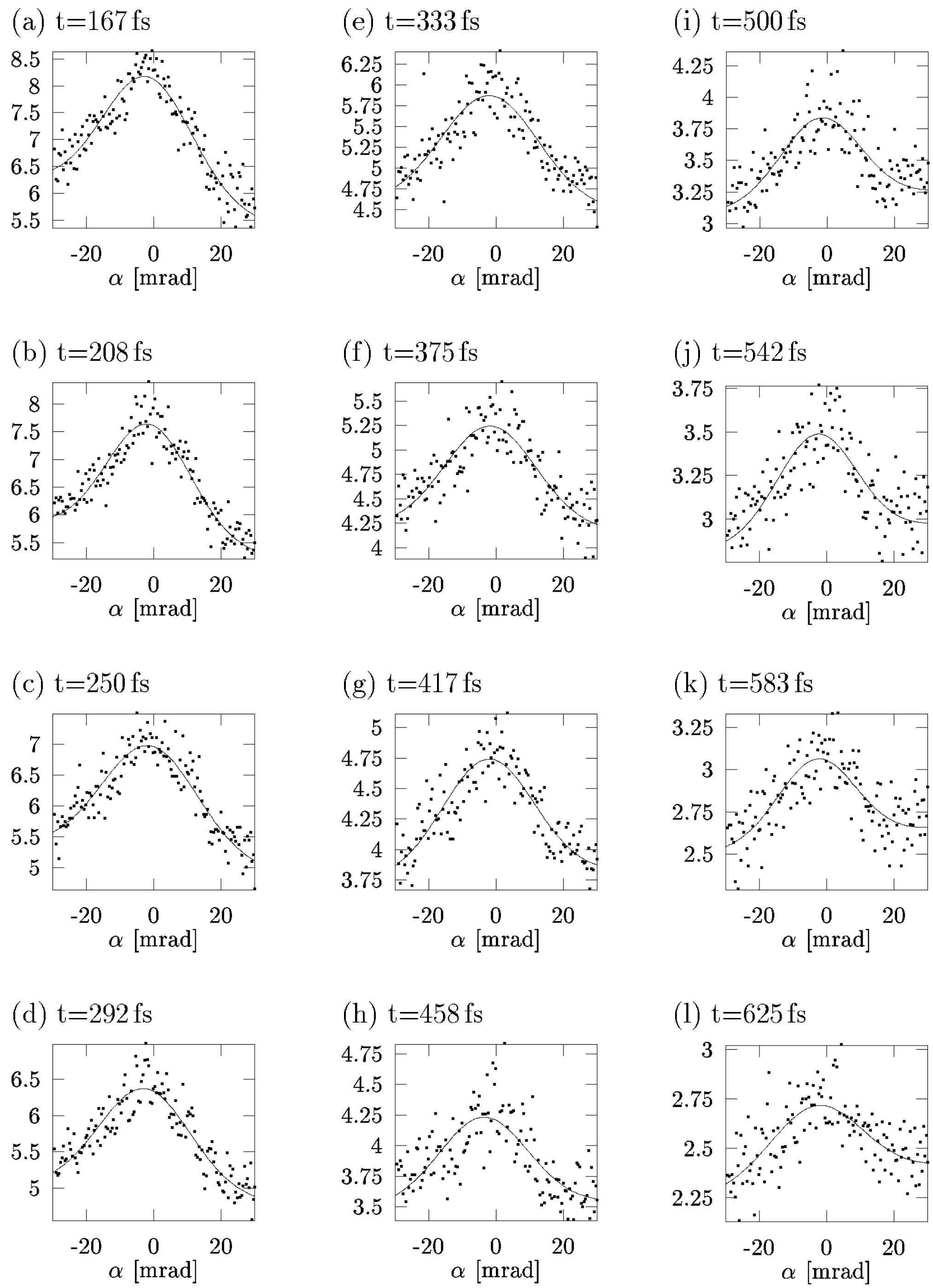


Abbildung 52: (a) bis (l): Fits für die 0.953 μm-Latexkugeln. Zeitdifferenz zwischen zwei Meßkurven: $41\frac{2}{3}$ fs.

Für die relevanten Parameter ergaben sich aus den Fits die folgenden Werte, zunächst für die kleineren 0.552 μm Kugeln:

Abb.	t [fs]	a	f [mrad]	d
51(a)	83	5.56 ± 0.04	23.1 ± 0.7	2.34 ± 0.05
51(b)	167	4.78 ± 0.02	19.6 ± 0.5	1.98 ± 0.04
51(c)	250	4.04 ± 0.02	19.0 ± 0.6	1.46 ± 0.03
51(d)	333	3.38 ± 0.01	16.7 ± 0.6	0.92 ± 0.03
51(e)	417	2.71 ± 0.01	18.8 ± 0.9	0.66 ± 0.02
51(f)	500	2.24 ± 0.01	16.3 ± 1.0	0.46 ± 0.02
51(g)	583	1.82 ± 0.01	19.6 ± 1.1	0.36 ± 0.02

sowie für die größeren 0.953 μm Kugeln:

Abb.	t [fs]	a	f [mrad]	d
52(a)	167	5.83 ± 0.03	18.7 ± 0.6	2.31 ± 0.05
52(b)	208	5.54 ± 0.03	17.6 ± 0.6	2.07 ± 0.05
52(c)	250	5.15 ± 0.03	20.0 ± 0.7	1.82 ± 0.05
52(d)	292	4.92 ± 0.03	19.2 ± 0.8	1.44 ± 0.04
52(e)	333	4.52 ± 0.03	20.4 ± 0.9	1.34 ± 0.04
52(f)	375	4.19 ± 0.02	19.2 ± 0.9	1.05 ± 0.04
52(g)	417	3.78 ± 0.02	19.2 ± 0.8	0.96 ± 0.03
52(h)	458	3.52 ± 0.02	18.6 ± 1.2	0.72 ± 0.03
52(i)	500	3.17 ± 0.02	16.7 ± 1.1	0.67 ± 0.03
52(j)	542	2.90 ± 0.02	16.6 ± 1.1	0.59 ± 0.03
52(k)	583	2.58 ± 0.01	16.2 ± 1.2	0.49 ± 0.03
52(l)	625	2.33 ± 0.01	19.3 ± 1.5	0.39 ± 0.02

D Hautmessungen ohne „Smoothing“

Hier nun die Grauwertbilder zu den Messungen an menschlicher Haut aus Kapitel 10, Seite 64, wobei das „Smoothing“ des Grafikprogramms deaktiviert war:

(a) (b)

(c) (d)

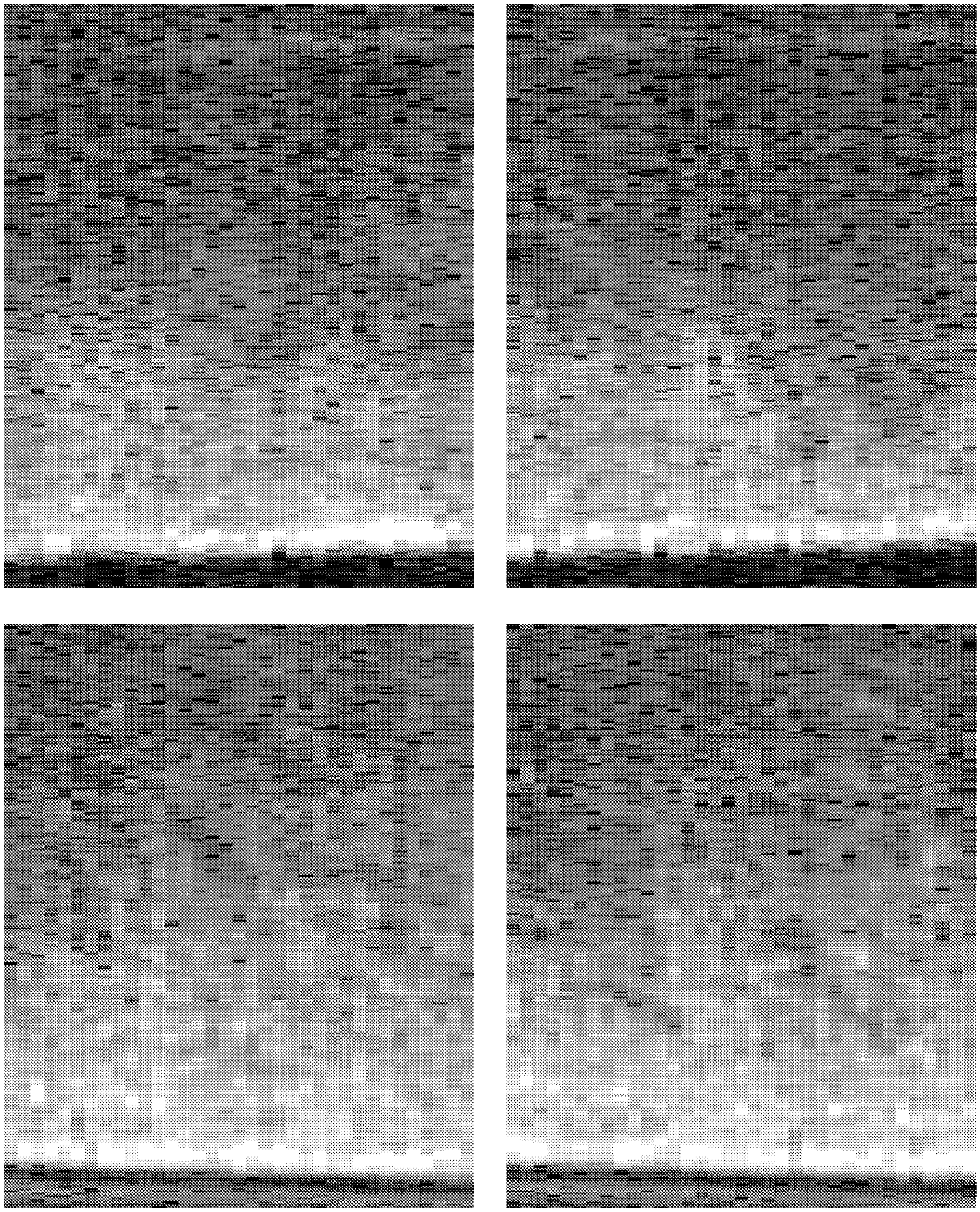


Abbildung 53: Messungen an menschlicher Haut in Grauwertdarstellung ohne „Smoothing“. (a) und (b) entsprechen der Messung an gesunder Haut, also den Abbildungen 48(a) und 48(b) auf Seite 68, während (c) und (d) den Abbildungen 49(a) und 49(b) auf Seite 69, also der Messung einer Hautveränderung, entsprechen.

E Listing des Monte-Carlo-Programmes

Hauptprogramm:

```
#include <stdio.h>
#include <math.h>
#include <time.h>
#include "unix"
#define MAXSTR 200
#define PI     3.141592653589793

/*
*       Globale Variablen
*/
struct Streu_Pos{
        ZAHLTYP x,y,z;              /* Position des Streuers           */
        ZAHLTYP nx,ny,nz;           /* Vektor des einfallenden Lichtes */
        ZAHLTYP l;                  /* Bisher zurueckgelegte Weglaenge */
        int    Ns;                  /* Bisherige Streuordnung          */
};
ZAHLTYP         p[N_180_MAX+1],
s1r[N_180_MAX+1],s1i[N_180_MAX+1],
s2r[N_180_MAX+1],s2i[N_180_MAX+1],
Guess_sin_theta[N_CALC+1],Guess_cos_theta[N_CALC+1],
Guess_s1r[N_CALC+1],Guess_s1i[N_CALC+1],
Guess_s2r[N_CALC+1],Guess_s2i[N_CALC+1],
Guess_l[N_CALC+1],
I_s[N_LMAX+1][N_STREUORD_MAX+1],
I_p[N_LMAX+1][N_STREUORD_MAX+1],
I_s_tot[N_LMAX+1],I_p_tot[N_LMAX+1],
atof(),
maximum_s,maximum_p,
r_s,r_e,r_e_2,ang_acc,cos_ang_acc,l_s,r_nad,r_nad_2,
x_nad,l_max,x_step,y_a;
long int        n_180,n_dist,n_photon,n_streuord,n_abbruch,n_abspeicher,
rand_max,n_photon_alt=0,n_photon_gesamt=0;
long unsigned   secs_now,secs_start;
int             flag;
FILE        *protocol;     /* Protokoll-File */
char            *kom[10];
/*
*       Funktionen
*/
void Wuerfle_Init (void);
int Wuerfle (struct Streu_Pos *P);
void Photon_Travel(struct Streu_Pos *P);
void ab(void);
void alt(void);

main(int argc, char *argv[])
{
/*
*     Variablen
*/
        struct  Streu_Pos P_neu,P_alt;
        FILE            *fp;
        ZAHLTYP         t,betrag_neu,
            ax,ay,
            A,B,C,D,
            t1,t2,t_min,
            x_n,y_n,z_n,l_nadel_ab,
            elx,ely,elz,el_betrag,
            projection,
            s_t,
            P_sav_x,P_sav_y,P_sav_z;
        long int        i,j,l,too_long;
        char            datname[MAXSTR];
        unsigned    s;
        time_t      timer;
/*
*       Kommandozeilenparamter in *name[] abspeichern
*/
        kom[1]=argv[1];
        kom[2]=argv[2];
        kom[3]=argv[3];
        n_abspeicher=atoi(argv[4]);
/*
*       Test auf Kommandozeilenparameter und Hilfe
*/
        if(kom[1]==NULL){
                printf("\nACHTUNG: Kommandozeilenparameter fehlen !!!\n");
                printf("\nKommandozeilenparameter: ");
                printf("\n1. Name von Mie-Datei ohne Endung");
                printf("\n2. Querpositionsindex (ganzzahlig)");
                printf("\n3. Querposition (in mm)");
```

```
                printf("\n4. Photonenzahl, bei der zwischengespeichert wird");
                exit(1);
        }
/*
*        Protokoll-Datei oeffnen
*/
        strcpy(datname,kom[1]);
        strcat(datname,"_");
        strcat(datname,kom[2]);
        strcat(datname,".job");
        protocol=fopen(datname,"w");
        fprintf (protocol,"Start des MEGA-MONTE-Programms\n\n");
/*
*       Inputdatei
*/
        strcpy(datname,"in");
        fp=fopen(datname,"r");
        if (fp == NULL){
                printf("Fehler! Datei nicht vorhanden\n");
                exit(1);
        }
        fscanf(fp,"%*s %*s %lg",&r_s);
        fscanf(fp,"%*s %*s %lg %*s %lg",&r_e,&ang_acc);
        fscanf(fp,"%*s %*s %lg",&l_s);
        fscanf(fp,"%*s %*s %lg %*s %lg",&r_nad,&x_nad);
        fscanf(fp,"%*s %*s %lg %*s %lg",&l_max,&x_step);
        fscanf(fp,"%*s %ld %*s %ld",&n_abbruch,&n_streuord);
        fclose(fp);
/*
*        Umrechnung auf korrekte Einheiten, Konstanten
*/
        y_a         = atof(kom[3]);
        x_nad       = x_nad+r_nad;
        ang_acc     = (ang_acc*PI)/180.;
        cos_ang_acc = cos(ang_acc);
        l_s         = l_s/1.e3;
        r_nad_2     = r_nad*r_nad;
        r_e_2       = r_e*r_e;
        secs_start  = time(NULL);
/*
*        Parameter in Protokoll
*/
        fprintf (protocol,"    Parameter:\n");
        fprintf (protocol,"            x_Nadel:        %lg mm\n",x_nad);
        fprintf (protocol,"            r_Nadel:        %lg mm\n",r_nad);
        fprintf (protocol,"            y_Scan:         %lg mm\n",y_a);
        fprintf (protocol,"            r_Empfaenger:   %lg mm\n",r_e);
        fprintf (protocol,"            r_Sender:       %lg mm\n",r_s);
        fprintf (protocol,"            Aktepzanzwink:  %lg rad\n",ang_acc);
        fprintf (protocol,"            Streulaenge:    %lg mm\n",l_s);
        fprintf (protocol,"            x_Schrittweite: %lg mm\n",x_step);
        fprintf (protocol,"            l_max:          %lg mm\n",l_max);
        fprintf (protocol,"            n_calc:         %ld\n",N_CALC);
        fprintf (protocol,"            max. Streuord.: %ld\n",n_streuord);
        fprintf (protocol,"            Photonenzahl:   %ld\n",n_abbruch);
        fprintf (protocol,"            System-Zeit:    %ld\n\n",secs_start);
        fprintf (protocol,"    Testen des Zufallsgenerators:\n");

        rand_max=-1;
        for(i=1;i<=10000;i++){
                j=rand();
                if(j>rand_max){
                        rand_max=j;
                }
        }
        if(rand_max>32767){
                rand_max=2147483648;
        }
        else{
                rand_max=32767;
        }
        fprintf (protocol,"            RAND_MAX        %ld \n\n",rand_max);
/*
*        Startwert fuer rand setzen
*/
        s=(unsigned)time(&timer);
        srand(s);
        fprintf (protocol,"            SRAND  gesetzt   \n\n");

        n_dist = (int)(ceil(l_max/(2.*x_step)))+1;

        if(n_dist>N_LMAX+1){
                printf("\nIntensitaetsarrays zu klein dimensioniert!!!");
                exit(1);
        }
```

```
/*
*       Intensitaeten Null setzen
*/
        fprintf (protocol,"     Intensit\"aten \"Nullen\"...\n\n");
        for(i=0;i<=n_dist-1;i++){
                for(j=0;j<=n_streuord;j++){
                        I_s[i][j]=0.0;
                        I_p[i][j]=0.0;
                }
                I_s_tot[i]=0.0;
                I_p_tot[i]=0.0;
        }
/*
*       Schauen, ob schon gerechnete Dateien da sind
*       Wenn ja: I_s und I_p einlesen
*/
        fprintf (protocol,"     Testen auf alte Dateien:\n");
        alt();
        fprintf (protocol,"             Alte Photonen:  %ld\n",n_photon_alt);
        fprintf (protocol,"             Gesamt Phots.:  %ld\n\n",
                  n_photon_gesamt);
        printf("\nRechne  ");
/*
*       Phasenfunktion und Amplitudenstreumatrix
*/
        fprintf (protocol,"     Phasenfunktion und Amplitudenstreumatrix
                   laden...\n");
        strcpy(datname,kom[1]);
        strcat(datname,".mie");
        fp=fopen(datname,"r");
        if (fp == NULL){
                printf("Fehler! Datei nicht vorhanden\n");
                exit(1);
        }
        fscanf(fp,"%d %*lg",&n_180);
        if(n_180>N_180_MAX+1){
                printf("\nMiearrays zu klein dimensioniert!!!");
                exit(1);
        }
        for(i=1;i<=n_180;i++){
                fscanf(fp,"%lg %lg %lg %lg %lg",&p[i],&s1r[i],&s1i[i]
                                                ,&s2r[i],&s2i[i]);
        }
        fclose(fp);
        fprintf (protocol,"             n_180:          %d\n\n",n_180);
/*
*       Wuerfeln initialisieren
*/
        fprintf (protocol,"     Wuerfler initialisieren:\n");
        Wuerfle_Init();
/*
*       Photonenschleife
*/
        n_photon=0;
        fprintf (protocol,"     Photonenschleife starten:\n");
        while(n_photon<n_abbruch){
                n_photon_gesamt+=1;
                fclose (protocol);
/*
*       Evtl. Abspeichern
*/
                if(((n_photon & n_abspeicher)==0) && flag==0){
                        strcpy(datname,kom[1]);
                        strcat(datname,"_");
                        strcat(datname,kom[2]);
                        strcat(datname,".job");
                        protocol=fopen(datname,"a");
                        fprintf (protocol,"             Abspeichern:");
                        ab();
                        flag=1;
                        secs_now=time(NULL);
                        fprintf (protocol," OK, Calc-Time bisher: %ld min,
                                P_g %ld,P_e %ld\n",
                                (long int)floor(difftime (secs_now,secs_start)/60),
                                n_photon_gesamt,n_photon+n_photon_alt);
                        printf (".");
                        fclose (protocol);
                }
/*
*       Initialisierung der Startphotonkonfiguration
*/
                P_alt.x  = 0.0;
                P_alt.y  = y_a+r_s*(((float)(rand())/(float)(rand_max))-0.5)/0.5;
                P_alt.z  = r_s*(((float)(rand())/(float)(rand_max))-0.5)/0.5;
                P_alt.nx = 1.0;
                P_alt.ny = 0.0;
```

```
                P_alt.nz = 0.0;
                P_alt.l  = 0.0;
                P_alt.Ns = -1;
                P_neu.x  = Guess_l[(int)floor( ((float)rand()/(float)rand_max )*N_CALC)];
                if(P_neu.x>l_max) continue;
                P_neu.y  = P_alt.y;
                P_neu.z  = P_alt.z;
                P_neu.nx = 1.0;
                P_neu.ny = 0.0;
                P_neu.nz = 0.0;
                P_neu.l  = P_neu.x;
                P_neu.Ns = 0;
/*
*       Trifft das Photon fuer Ns==0 die Nadel???
*/
                #define ABBRUCH continue;
                #include "nadel.c"
/*
*       Aufruf von Photon_Travel
*/
                Photon_Travel(&P_neu);
        }
        strcpy(datname,kom[1]);
        strcat(datname,"_");
        strcat(datname,kom[2]);
        strcat(datname,".job");
        protocol=fopen(datname,"a");
        fprintf (protocol,"            Abspeichern:");
        ab();
        secs_now=time(NULL);
        fprintf (protocol," OK, Calc-Time bisher: %ld min, P_g %ld,
                 P_e %ld\n\n",
                 (long int)floor(difftime (secs_now,secs_start)/
                 60),n_photon_gesamt,n_photon+n_photon_alt);
        printf("OK");
        fprintf (protocol,"Ende des MEGA-MONTE-Programms\n\n\n\n\n");
        fclose (protocol);
        return argc;
}

#include "cerik.c"
#include "pt.c"
#include "ab.c"
#include "alt.c"
```

Ausrechnen der Tabellen:

```
/*-------------------------------------------------------------------------*/
void Wuerfle_Init (void)
{
        /* integral-merker-array */
        ZAHLTYP a[N_180_MAX+1];
        /* sonstige Variablen */
        ZAHLTYP ai,bi,ci,x,y,off;
        int    i,nk;

        /* Phasenfunktion integrieren: integral(p(theta)*sin(theta)) */
        a[0]=0;
        for (i=1;i<=n_180;i++)
        {
                a[i]=a[i-1]+((p[i]*sin((float)(i-1)/(float)(n_180-1)*PI)  )
                    +(p[i-1]*sin((float)(i-2)/(float)(n_180-1)*PI)))/2.0;
        }
        /* Integral normieren */
        for (i=0;i<=n_180;i++)
        {
                a[i]= a[i]/a[n_180];
        }
        /* Umkehrfunktion berechnen ins array Guess_p */
        for (i=0;i<=N_CALC;i++)
        {
                x=(float)i/(float)N_CALC;
                /* Wert suchen mit Intervallhalbierung */
                ai=0;
                bi=1;
                while ((bi-ai)>1E-7)
                {
                        ci=(bi+ai)/2;
                        nk=(int)(floor(ci*(n_180-1)+1));
                        off=-floor(ci*(n_180-1)+1)+(ci*(n_180-1)+1);
                        y=(1-off)*a[nk]+off*a[nk+1];
                        if (x<=y) bi=ci;
                        else ai=ci;
                }
```

```
                /* Nun ist Theta berechnet */
                Guess_cos_theta[i]=cos(ci*PI);
                Guess_sin_theta[i]=sin(ci*PI);
                nk=(int)(floor(ci*(n_180-1)+1));
                off=-floor(ci*(n_180-1)+1)+(ci*(n_180-1)+1);
                /* Interpolation der Matrixelemente */
                Guess_s1r[i]=(1-off)*s1r[nk]+off*s1r[nk+1];
                Guess_s2r[i]=(1-off)*s2r[nk]+off*s2r[nk+1];
                Guess_s1i[i]=(1-off)*s1i[nk]+off*s1i[nk+1];
                Guess_s2i[i]=(1-off)*s2i[nk]+off*s2i[nk+1];
        }
        /* Laufweg-Wuerfler initialisieren */
        Guess_l[N_CALC]=1E3;
        /* Maximale Flugweite (wg divergenz in H(x)) */
        for (i=0;i<N_CALC;i++)
        {
                Guess_l[i]=l_s*log(1/(1-(float)i/(float)N_CALC));
        }
        /* Ergebnisse ins Protokoll rotzen */
        fprintf (protocol,"          Erfolgreich \n\n");
        /* for (i=0;i<=N_CALC;i++)
                {
                  fprintf (protocol,"          %8d %15.6lg %15.6lg ",i,
                           acos(Guess_cos_theta[i]),Guess_l[i]);
                  fprintf (protocol,"%15.6lg %15.6lg %15.6lg %15.6lg\n",
                           Guess_s1r[i],Guess_s1i[i],Guess_s2r[i],Guess_s2i[i]);
                }
        fprintf (protocol,"\n"); */
}
/*------------------------------------------------------------------------*/
int Wuerfle ( struct Streu_Pos *P )

/* Wuerfelt die Position eines neuen Streuers in Abhaengigkeit    */
/* von der Phasenfunktion und der Matrixelemente                  */
/* liefert 0 falls Aktion erfolgreich. Bei 1 hat das Photon keine */
/* Chance mehr gehabt, den Detektor zu erreichen...               */
{
        int        i;
        ZAHLTYP    l,phi;
        ZAHLTYP    s1,s2;
        ZAHLTYP    ca,sa,cp,sp,ct,st,sg,cg;

        /* Maximale Weglaenge schon ueberschritten??? */
        if (P->l > l_max) {
                return(1);
        }
        /* Neue Laenge wuerfeln */
        l=Guess_l[(int)floor( ((float)rand()/(float)rand_max )*N_CALC)];

        /* Fluglaenge Updaten */
        P->l=P->l + l;

        /* Phi wuerfeln */
        phi=((float)rand()/(float)rand_max)*2*PI;

        /* Theta wuerfeln */
        i=floor (((float)rand()/(float)rand_max)*N_CALC);
        st=Guess_sin_theta[i];
        ct=Guess_cos_theta[i];

        /* printf ("%lg \t %lg \t %lg \n",l,acos(ct),phi); */

        /* Neuen Ort berechnen */

        /* Benoetigte Groessen berechnen */
        ca= P->nz;
        sa= sqrt(fabs(1-(P->nz*P->nz)));
        if (sa==0) {
                cg=1;
                sg=0;
        }
        else {
                cg=P->ny/sa;
                sg=P->nx/sa;
        };
        sp=sin(phi);
        cp=cos(phi);
        s1=st*sp;
        s2=ca*cp*st+sa*ct;
        P->nz=ca*ct-sa*cp*st;   /* =s3 wg optimierung gleich an P */

        P->nx=cg*s1+sg*s2;
        P->ny=cg*s2-sg*s1;
        /* P->nz oben schon gemacht */
```

```
        P->x=P->x + l* P->nx;
        P->y=P->y + l* P->ny;
        P->z=P->z + l* P->nz;

        /* Streuordnung updaten */
        P->Ns=P->Ns+1;
        return (0);
}
/*------------------------------------------------------------------------*/
```

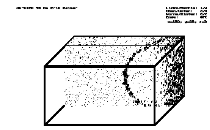
Rekursiver Funktionsaufruf:

```
void Photon_Travel(struct Streu_Pos *P){
        /*
*       Variablen
*/
        struct Streu_Pos P_neu,P_alt;
        FILE            *fp;
        ZAHLTYP         t,betrag_neu,
            ax,ay,
            A,B,C,D,
            t1,t2,t_min,
            x_n,y_n,z_n,l_nadel_ab,
            elx,ely,elz,el_betrag,
            projection,
            s_t,
            P_sav_x,P_sav_y,P_sav_z;
        long int        i,l;
        /*
*       Alte Streu_Pos speichern
*/
        P_alt=*P;
        P_neu=*P;
        /*
*       Wuerfeln
*       Zurueckgelegte Strecke des Photons zu lang????
*       Wenn ja: Zurueck
*       Wenn nein: Weiter
*/
        if(Wuerfle(&P_neu)==1 || P_neu.Ns>n_streuord){
                return;
        }
        /*
*       Treffer????
*       Wenn ja  : Treffpunkt auf Empfaengerscheibe und Weglaenge berechnen und zurueck mit 1
*       Wenn nein: Weiter
*/
        #undef ABBRUCH
        #define ABBRUCH return;
        if (P_neu.x<0.0){
                #include "detekt.c"
        }
        /*
*       Trifft das Photon die Nadel???
*       Wenn ja  : Reflektieren
*       Wenn nein: Weiter
*/
        #undef ABBRUCH
        #define ABBRUCH return;
        #include "nadel.c"
        /*
*       Rekursiver Aufruf von Photon_Travel
*/
        Photon_Travel(&P_neu);
        return;
}
```

Behandlung der Nadel:

```
/*
*       Nadelreflektionen berechnen
*/
/*

ax=P_neu.x-P_alt.x;
ay=P_neu.y-P_alt.y;

A=ax*ax+ay*ay;
B=2.*((P_alt.x-x_nad)*ax+P_alt.y*ay);
C=(P_alt.x-x_nad)*(P_alt.x-x_nad)+P_alt.y*P_alt.y-r_nad_2;
D=B*B-4.*A*C;
```

```
if((D>ZERO) && (fabs(P_neu.x-P_alt.x)>ZERO) && (A>ZERO)){

        t1=(-B+sqrt(D))/(2.*A);
        t2=(-B-sqrt(D))/(2.*A);

        if(fabs(t1)<fabs(t2)){
                t_min=t1;
        }
        else{
                t_min=t2;
        }
        if((t_min>0.0) && (t_min<1.0)){

                x_n=P_alt.x+t_min*ax;
                y_n=P_alt.y+t_min*ay;

                z_n=P_alt.z+((x_n-P_alt.x)*P_neu.nz)/P_neu.nx;

                l_nadel_ab=sqrt(fabs((x_n-P_neu.x)*(x_n-P_neu.x)
                    +(y_n-P_neu.y)*(y_n-P_neu.y)
                    +(z_n-P_neu.z)*(z_n-P_neu.z)));

                elx=x_n-x_nad;
                ely=y_n;
                elz=0.0;

                el_betrag=sqrt(fabs(elx*elx+ely*ely));

                elx/=el_betrag;
                ely/=el_betrag;

                projection=fabs((-P_neu.nx)*elx+(-P_neu.ny)*ely);

                elx*=projection;
                ely*=projection;
                elz*=projection;

                P_neu.nx=2.*elx+P_neu.nx;
                P_neu.ny=2.*ely+P_neu.ny;
                P_neu.nz=2.*elz+P_neu.nz;

                P_neu.x=x_n+P_neu.nx*l_nadel_ab;
                P_neu.y=y_n+P_neu.ny*l_nadel_ab;
                P_neu.z=z_n+P_neu.nz*l_nadel_ab;


                if(P_neu.x<0.0){

                        if((-1.*P_neu.nx)<cos_ang_acc) ABBRUCH

                        t=(-x_n)/P_neu.nx;

                        P_sav_x=P_neu.x;
                        P_sav_y=P_neu.y;
                        P_sav_z=P_neu.z;

                        P_neu.x=0.0;
                        P_neu.y=y_n+t*P_neu.ny;
                        P_neu.z=z_n+t*P_neu.nz;

                        if((P_neu.z*P_neu.z+(P_neu.y-y_a)*(P_neu.y-y_a)-r_e_2)>=0.0) ABBRUCH

                        betrag_neu=sqrt(fabs((P_sav_x*P_sav_x)
                            +(P_neu.y-P_sav_y)*(P_neu.y-P_sav_y)
                            +(P_neu.z-P_sav_z)*(P_neu.z-P_sav_z)));

                        P_neu.l=P_neu.l-betrag_neu;

                        l=(int)(floor(P_neu.l/(2.*x_step)));

                        if((l<=n_dist-1) && (P_neu.Ns<=n_streuord)){
                                I_s[l][P_neu.Ns]+=0;
                                I_p[l][P_neu.Ns]+=1;
                        }

                        n_photon+=1;

                        flag=0;

                        ABBRUCH
                }
        }
}
```



Behandlung des Detektors:

```
/*
*       Treffer????
*       Wenn ja  : Treffpunkt auf Empfaengerscheibe und Weglaenge berechnen und zurueck mit 1
*       Wenn nein: Weiter
*/
if((-1.*P_neu.nx)<cos_ang_acc) return;

t=(-P_alt.x)/P_neu.nx;

P_sav_x=P_neu.x;
P_sav_y=P_neu.y;
P_sav_z=P_neu.z;

P_neu.x=0.0;
P_neu.y=P_alt.y+t*P_neu.ny;
P_neu.z=P_alt.z+t*P_neu.nz;

if((P_neu.z*P_neu.z+(P_neu.y-y_a)*(P_neu.y-y_a)-r_e_2)>=0.0) return;

betrag_neu=sqrt(fabs((P_sav_x*P_sav_x)
+(P_neu.y-P_sav_y)*(P_neu.y-P_sav_y)
+(P_neu.z-P_sav_z)*(P_neu.z-P_sav_z)));

P_neu.l=P_neu.l-betrag_neu;

l=(int)(floor(P_neu.l/(2.*x_step)));

if((l<=n_dist-1) && (P_neu.Ns<=n_streuord)){
        I_s[l][P_neu.Ns]+=0;
        I_p[l][P_neu.Ns]+=1;
}

n_photon+=1;

flag=0;

return;
```

Einlesen alter Werte:

```
void alt(void){
        /*
*      Variablen
*/
        FILE    *fp;
        int     i,j;
        ZAHLTYP norm;
        char    datname[MAXSTR];
        /*
*       Schauen, ob schon was abgespeichert ist fuer s
*/
        strcpy(datname,kom[1]);
        strcat(datname,"_");
        strcat(datname,kom[2]);
        strcat(datname,".s");
        fp=fopen(datname,"r");
        if (fp != NULL){
/*
*       Schon berechnete Intensitaeten einlesen fuer s
*/
                fscanf(fp,"%*s %ld",&n_photon_alt);
                fscanf(fp,"%*s %lg",&norm);
                fscanf(fp,"%*s %ld",&n_photon_gesamt);
                for(i=0;i<=n_dist-1;i++){
                        fscanf(fp,"%*lg %*lg");
                        for(j=0;j<=n_streuord;j++){
                                fscanf(fp,"%lg  ",&I_s[i][j]);
                                I_s[i][j]*=norm;
                        }
                }
                fclose(fp);
        }
        /*
*       Schauen, ob schon was abgespeichert ist fuer p
*/
        strcpy(datname,kom[1]);
        strcat(datname,"_");
        strcat(datname,kom[2]);
        strcat(datname,".p");
        fp=fopen(datname,"r");
        if (fp != NULL){
```

```
/*
*       Schon berechnete Intensitaeten einlesen fuer p
*/
                fscanf(fp,"%*s %ld",&n_photon_alt);
                fscanf(fp,"%*s %lg",&norm);
                fscanf(fp,"%*s %ld",&n_photon_gesamt);
                for(i=0;i<=n_dist-1;i++){
                        fscanf(fp,"%*lg %*lg");
                        for(j=0;j<=n_streuord;j++){
                                fscanf(fp,"%lg  ",&I_p[i][j]);
                                I_p[i][j]*=norm;
                        }
                }
                fclose(fp);
        }
}
```

Abspeichern der neuen Werte:

```
void ab(void){
        /*
*      Variablen
*/
        FILE   *fp;
        int    i,j;
        char   datname[MAXSTR];
        /*
*       Totale Intensitaet auf Null
*/
        for(i=0;i<=n_dist-1;i++){
                I_s_tot[i]=0.0;
                I_p_tot[i]=0.0;
        }
        /*
*       Ergebnisse abspeichern
*/
        for(i=0;i<=n_dist-1;i++){
                for(j=0;j<=n_streuord;j++){
                        I_s_tot[i]+=I_s[i][j];
                        I_p_tot[i]+=I_p[i][j];
                }
        }

        maximum_s= -1;
        for(i=0;i<=n_dist-1;i++){
                if(I_s_tot[i]>maximum_s){
                        maximum_s=I_s_tot[i];
                }
        }
        maximum_s+=ZERO;

        maximum_p= -1;
        for(i=0;i<=n_dist-1;i++){
                if(I_p_tot[i]>maximum_p){
                        maximum_p=I_p_tot[i];
                }
        }
        maximum_p+=ZERO;

        strcpy(datname,kom[1]);
        strcat(datname,"_");
        strcat(datname,kom[2]);
        strcat(datname,".s");
        fp=fopen(datname,"w");

        fprintf(fp,"#Photonenanzahl_in_Empfaenger: %ld \n",n_photon+n_photon_alt);
        fprintf(fp,"#Normierungsfaktor: %lg \n",maximum_s);
        fprintf(fp,"#Gesamte_gerechnete_Photonenzahl: %ld \n",n_photon_gesamt);
        for(i=0;i<=n_dist-1;i++){
                fprintf(fp,"%10.8f  %10.8f  ",i*x_step,I_s_tot[i]/maximum_s);
                for(j=0;j<=n_streuord;j++){
                        fprintf(fp,"%10.8f  ",I_s[i][j]/maximum_s);
                }
                fprintf(fp,"\n");
        }

        fclose(fp);

        strcpy(datname,kom[1]);
        strcat(datname,"_");
        strcat(datname,kom[2]);
        strcat(datname,".p");
        fp=fopen(datname,"w");
```

```
	fprintf(fp,"#Photonenanzahl_in_Empfaenger: %ld \n",n_photon+n_photon_alt);
	fprintf(fp,"#Normierungsfaktor: %lg \n",maximum_p);
	fprintf(fp,"#Gesamte_gerechnete_Photonenzahl: %ld \n",n_photon_gesamt);
	for(i=0;i<=n_dist-1;i++){
		fprintf(fp,"%10.8f  %10.8f  ",i*x_step,I_p_tot[i]/maximum_p);
		for(j=0;j<=n_streuord;j++){
			fprintf(fp,"%10.8f  ",I_p[i][j]/maximum_p);
		}
		fprintf(fp,"\n");
	}

	fclose(fp);
	/*
*	Gnuplot Ausgabedatei
*/
	strcpy(datname,kom[1]);
	strcat(datname,"_");
	strcat(datname,kom[2]);
	fp=fopen(datname,"w");

	fprintf(fp,"#set term vgalib\n");
	fprintf(fp,"#set output \n");
	fprintf(fp,"#set term hpljii 300\n");
	fprintf(fp,"#set output \"%s_%s.prn\"\n",kom[1],kom[2]);
	fprintf(fp,"set nokey\n");
	fprintf(fp,"set tics out\n");
	fprintf(fp,"set logscale y\n");
	fprintf(fp,"set xlabel \"Depth [mm]\"\n");
	fprintf(fp,"set ylabel \"I [a.u.]\"\n\n");

	fprintf(fp,"#set title \"%s_%s.s\"\n",kom[1],kom[2]);
	fprintf(fp,"#plot \"%s_%s.s\" u 1:2 w l",kom[1],kom[2]);
	for(j=0;j<=n_streuord;j++){
		fprintf(fp,",\"%s_%s.s\" u 1:%d w l",kom[1],kom[2],j+3);
	}
	fprintf(fp,"\n\n");

	fprintf(fp,"set title \"%s_%s.p\"\n",kom[1],kom[2]);
	fprintf(fp,"plot \"%s_%s.p\" u 1:2 w l",kom[1],kom[2]);
	for(j=0;j<=n_streuord;j++){
		fprintf(fp,",\"%s_%s.p\" u 1:%d w l",kom[1],kom[2],j+3);
	}
	fprintf(fp,"\n");

	fclose(fp);

}
```

UNIX-spezifische Parameter:

```
/**********************************************************************
*  INCLUDE Datei fuer UNIX-Rechnungen                                 *
*                                                                     *
*       Compiler: gcc oder c89 mit Option "-lm"                       *
*                                                                     *
*  Oktober 94                                                         *
**********************************************************************/
#define ZERO            1.e-10
#define ZAHLTYP         double
#define N_180_MAX       20000
#define N_CALC          16383
#define N_LMAX          300
#define N_STREUORD_MAX  20
```

Datei mit Eingabe-Werten:

```
SENDER:
Radius_(in_mm)_der_Senderflaeche:                     0.0135
EMPFAENGER:
Radius_(in_mm)_der_Empfaengerflaeche:                 0.0135
Halber_Akzeptanzwinkel_(in_Grad):                     1.500
STREUER:
Streulaenge_(in_1.e-6m):                              200.00
OBJEKT_(NADEL):
Radius_(in_mm):                                       0.500
Abstand_Nadelvorderseite<--->Kuevettenwand_(in_mm): 0.473
SIGNAL:
Maximale_Photonenpfadlaenge_(in_mm):                  2.50000
Ortsaufloesung_(in_mm):                               0.01000
Photonenanzahl_fuer_Abbruch:                          100000
Maximale_Anzahl_von_Streuordnungen:                   10
```

Abbildungsverzeichnis

Literatur

[1] B.B. Das, K.M. Yoo and R.R. Alfano; **Ultrafast time-gated imaging in thick tissues: a step toward optical mammography**; *Optics Letters*, 18(13): S.1092–1094, 1993.

[2] B.C. Wilson, M.S. Patterson, S.T. Flock und J.D. Moulton; **The Optical Absorption and Scattering Properties of Tissues in the Visible and Near-Infrared Wavelength Range**; *Report Hamilton Regional Cancer Centre and McMaster University, Canada*, S. 45–52, 1989.

[3] B.C. Wilson und S.L. Jacques; **Optical Reflectance and Transmittance of Tissues: Principles and Applications**; *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26(12): S.2186–2198, 1990.

[4] C. F. Bohren and D. R. Huffman; **Absorption and Scattering of Light by Small Particles**, Kapitel 4; John Wiley & Sons, 1983.

[5] C.F. Bohren, D.R. Huffman; **Absorption and Scattering of Light by Small Particles**; John Wiley & Sons, 1983.

[6] D.E. Spence, P.N. Kean und W. Sibbet; **60-fsec pulse generation form a self.mode.locked Ti:sapphire laser**; *Optics Letters*, 16(1): S.42–44, 1993.

[7] D.S. Dilworth, E. N. Leith und J.L. Lopez; **Imaging absorbing structures within thick diffusing media**; *Applied Optics*, 29(5): S.691–698, 1990.

[8] D.S. Dilworth, E. N. Leith und J.L. Lopez; **Three-dimensional confocal imaging of objects embedded within thick diffusing media**; *Applied Optics*, 30(14): S.1796–1803, 1991.

[9] E. Hecht; **Optik**; Addison-Wesley Publishing Company, 1989.

[10] E.A. Swanson, D. Huang, J.G. Fujimoto, C.P. Lin und C.A. Puliafito; **High-speed optical coherence domain reflectometry**; *Optics Letters*, 18(2): S.151–154, 1992.

[11] F. Hochstetter; **Toldts Anatomischer Atlas**; Urban & Schwarzenberg, 1951.

[12] F. Liu, K.M. Yoo and R.R. Alfano; **Ultrafast laser-pulse transmission and imaging through biological tissues**; *Applied Optics*, 32(4): S.554–558, 1993.

[13] F. Zernike und J.E. Midwinter; **Applied Nonlinar Optics** ; John Wiles & Sons, 1973.

[14] G.M. Hale und M.R. Querry; **Optical Constants of Water in the** 200 nm **of** 200 μ**m Wavelength Region**; *Applied Optics*, 12(3): S.555–563, 1973.

[15] E. Hecht; **Optik**, Kapitel 8.5, S. 311ff; Addison-Wesley, 1989.

[16] H.W. Kogelnik, E.P. Ippen, A. Dienes und C.V. Shank; **Astigmatically Compensated Cavities for CW Dye Lasers**; *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 8(3): S.373–379, 1972.

[17] J. Wallraff; **Leitfaden der Histologie des Menschen**; Urban & Schwarzenberg, 1954.

[18] J.A. Izatt, M.R. Hee, E.A. Swanson und J.G. Fujimoto; **Femtosecond transillumination tomography in thick tissues**; *Optics Letters*, 18(13): S.1107–1109, 1993.

[19] J.A. Izatt, M.R. Hee, G.M. Owen, E.A. Swanson und J.G. Fujimoto; **Optical coherence microscopy in scattering media**; *Optics Letters*, 19(8): S.590–592, 1994.

[20] S. John; **Localization of Light**; *Physics Today*, 5: S.32–40, 1991.

[21] Isabella Jung; **Aufbau und Erprobung eines Femtosekunden-LIDARs**; Diplomarbeit, Inst. f. med. Optik, 1993.

[22] K.M. Yoo, Q. Xing and R.R. Alfano; **Imaging objects hidden in highly scattering media using femtosecond second-harmonic-generation cross-correlation time gating**; *Optics Letters*, 16(13): S.1019–1021, 1991.

[23] K.M. Yoo und R.R. Alfano; **Time Resolved Depolarization of Backscattered Light from Random Media**; *Physics Letters A*, 142(8): S.531–536, 1989.

[24] L. Wang and S.L. Jacques; **Hybrid model of Monte Carlo simulation and diffusion theory for light reflectance by turbuid media**; *J. Opt. Soc. of America*, 10(8): S.1746–1752, 1993.

[25] G. Maret; **Lokalisierung von Licht durch Vielfachstreuung?**; *Physikalische Blätter*, 48(3): S.161–167, 1992.

[26] M.B. van der Mark, M.P. Albada und A. Lagendijk; **Light scattering in strongly scattering media: Multiple scattering and weak localization**; *Physical Review B*, 37(7): S.3575–3592, 1988.

[27] Miles. V. Klein, Thomas E. Furtak; **Optik**; Springer, 1988.

[28] M.J. Stephen und G. Cwilich; **Rayleigh scattering and weak localization: Effects of Polarization**; *Physical Review B*, 34(11): S.7564–7571, 1986.

[29] M.J.C. van Gemert, H.J.C.M. Sternborg und W.M. Star; **Skin Optics**; *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, 36(12): S.1146–1154, 1989.

[30] M.P. van Albada, M.B. van der Mark und A. Lagendijk; **Localization of Light: The Quest for the White Hole**; *Europhysics Journal*, 140A: S.183–190, 1986.

[31] M.P. van Albada, M.B. van der Mark und A. Lagendijk; **Polarisation Effects in Weak Localization of Light**; *Applied Physics*, 21: S.28–31, 1988.

[32] M.P. van Albada und A. Lagendijk; **Observation of Weak Localization of Light in a Random Medium**; *Physical Review Letters*, 55(24): S.2692–2695, 1985.

[33] M.P. van Albada und A. Lagendijk; **Vector character of light in weak localization: Spatial anisotropy in coherent backscattering from a random medium**; *Physical Review B*, 36(4): S.2353–2356, 1987.

[34] M.R. Hee, D. Huang, E.A. Swanson und J.G. Fujimoto; **Polarization-sensitive low-coherence reflectometer for birefringence characterization and ranging**; *Optical Society of America B*, 9(6): S.903–908, 1992.

[35] M.S. Patterson, B. Chance und B.C. Wilson; **Time resolved reflectance and transmittance for the noninvasive measurement of tissue optical properties**; *Applied Optics*, 28(12): S.2331–2336, 1989.

[36] M.T. Asaki, C.Huang, M.M. Murnane et al.; **Generation of 11-fs pulses from a self-modelocked Ti:sapphire laser**; *Optics Letters*, 18(12): S.977–979, 1993.

[37] R. Graaff, M.H. Koelink, F.F.M. de Mul, W.G. Zijlstra und J.G. Aarnoudse; **Condensed Monte Carlo simulations for the description of light transport**; *Applied Optics*, 32(4): S.426–434, 1993.

[38] R. Vreeker, M.P. van Albada, R. Spirk und A. Lagendijk; **Depolarization of Femtosecond Pulses in Disordered Media**; *Optics Communications*, 70(5): S.365–368, 1988.

[39] R. Vreeker, M.P. van Albada, R. Sprik und A. Lagendijk; **Femtosecond Time-Resolved Measurements of Weak Localization of Light**; *Physics Letters A*, 132(1): S.51–54, 1988.

[40] F. Reif; **Fundamentals of Statistical and Thermal Physics**, Kapitel 12.5, S. 486f; McGRAW-HILL BOOK COMPANY, 1965.

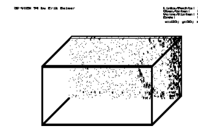
[41] S. Andersson-Engels, R. Berg and S. Svanberg, O. Jarlman; **Time-resolved transillumination for medical diagnostics**; *Optics Letters*, 15(21): S.1179–1181, 1990.

[42] J. Shah; **Ultrafast Luminiscence Spectroscopy Using Sum Frequency Generation**; *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(2): S.276–287, 1988.

[43] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky und W.T. Vetterling; **Numerical Recipes in Pascal** ; Cambridge University Press, 1989.

[44] Thomas Wilhelm; **Zeitaufgelöste Untersuchungen zur Rückstreuung an Modellsystemen**; Diplomarbeit, Inst. f. med. Optik, 1994.

[45] A. Yariv; **Quantum Electronics** ; John Wiley & Sons, 1975.



Danksagung

Herrn **Prof. Dr. Wolfgang Zinth** gilt mein Dank für die Überlassung des interessanten Themas sowie für die Möglichkeit, auch eigene Gedanken experimentell umsetzen zu können.

Herrn **Dipl. Phys. Christoph Hauger** möchte ich besonders für seine Unterstützung, die gute Zusammenarbeit und das ganz hervorragende Arbeitsklima danken.

Herrn **Dipl. Phys. Thomas Arlt** danke ich für die Gelegenheit, seine CPM-Anlage kennenlernen zu können, sowie für den zugehörigen „Crash-Kurs" betreffend des Elektronentransfers bei der Primärreaktion der Photosynthese.

Dem **Werkstatt-Team**, bestehend aus Herrn R. Schwarz, Herrn A. Stork und Herrn M. Kolmsee, sei für die stets prompte und akkurate Erledigung aller anfallenden Aufträge gedankt.

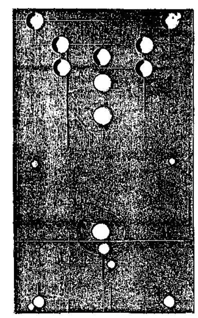
Den übrigen **Mitarbeitern des Institutes für medizinische Optik**, insbesondere den Herrn Dipl. Phys. Thomas Wilhelm und Herrn Eberhard Wildermuth sei für die freundschaftliche Atmosphäre am Institut gedankt.

Für die Assistenz in Fragen der deutschen Orthographie wird mein Dank meiner Freundin, Frau **Barbara von Stein**, sowie den Herren **Dipl. Phys. Florian Kaesen** und **Dipl. Phys. Thomas Wilhelm** auf ewig nacheilen.

Last but not least gilt mein Dank meinen Eltern, deren Unterstützung mir den Weg zu dem interessanten Studium der Physik ermöglichte.

Danksagung V2.0β

Die Arbeit mit **Christoph** machte sowohl im Büro als auch im Labor außerordentlich Spaß. Dazu trug nicht nur Christophs Offenheit gegenüber meinem Spieltrieb, sondern auch seine Spontanität, auch mal etwas ohne lange Diskussionen[87] anzupacken, bei.



Eberhard gilt mein Dank für die stets willkommene Auflockerung des Alltags durch lockere Sprüche und ansprechende (wenn auch manchmal etwas „nebulöse") Scherze...

Thomas^{THW} sei für die netten und abwechslungsreichen Gespräche über allerlei außerfachliches gedankt.

Für die Möglichkeit, einen leisen Schimmer zu bekommen, wie unpraktisch doch Farbstofflaser sind („Nachverstärkter CPM bei 1050 nm = Käfer bei 160km/h auf der Autobahn"), danke ich **Thomas**^{Arltie}.

Matthias sei für die Diskussionen in technologischen Fragen sowie über die Zukunft der deutschen Wirtschaft gedankt.

Sven, **Petra** und **Herbert** sowie allen anderen, mit denen ich zu tun hatte, gilt mein Dank für sowohl informative als auch unterhaltende Gespräche.

Den vielen Programmierern, die im Rahmen des gnu-Projektes oder auf eine andere **W**eise dazu be**I**trugen, daß diese Arbeit ga**N**z ohne die Verwen**D**ung v**O**n gewisser käuflicher Soft**W**are zustandekam, **S**ei herzlich gedankt.

Abschließend gilt mein besonderer Dank noch **Barbara** für die „korrigierenden Maßnahmen" vor allem im Bezug auf meinen anscheinend etwas zu großzügig bemessenen „Kommastreuer".

[87] Nebenstehende Abbildung zeigt ein Aluminiumwerkstück (Originalabmessungen 15 mm · 22 mm · 130 mm), in welches es galt, lediglich 4 (in Worten: „VIER") Löcher an den richtigen Stellen zu bohren. Die Bestimmung der Trefferrate sei dem Leser als einfache Übungsaufgabe überlassen...

Index