

Versuch: Lichtstreuung (18.6.2002)

Inhalt:

1.	Einführung zum Versuch	Seite 1
2.	Messungen und Bearbeitung der Aufgaben	Seite 3
3.	Beantwortung der Fragen	Seite 9

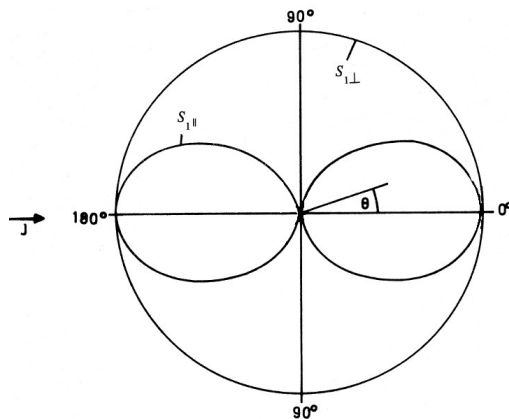
1. Einführung zum Versuch

Im vorliegenden Versuch soll die Streuung des Lichtes an Proben mit Polystyrolkugeln verschiedener Größe beobachtet und die Intensität des gestreuten Lichtes unter unterschiedlichen „Beobachtungswinkeln“ gemessen werden. Im Wesentlichen gibt es dabei zwei Fälle der Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Verhältnis der Wellenlänge des Lichts λ zum Durchmesser D der Polystyrolkugeln als Streuzentren:

- **D/λ etwa $< 0,1$: Rayleighstreuung:**

Besteht diese Relation zwischen D und λ , so kann man für die Streuung näherungsweise davon ausgehen, dass durch die einfallende Strahlung idealisiert gesehen ein einziges Dipolmoment im Streuzentrum induziert wird. Dies ist bei kleinem Teilchendurchmesser im Vergleich zur Wellenlänge deshalb möglich, weil die in Wirklichkeit induzierten mehreren Dipole alle in Phase schwingen und nahe beieinander liegen, so dass die von ihnen emittierten Streustrahlen sich einfach addieren (konstruktive Interferenz). Es ist also, als emittierte ein einziger Dipol die Streustrahlung.

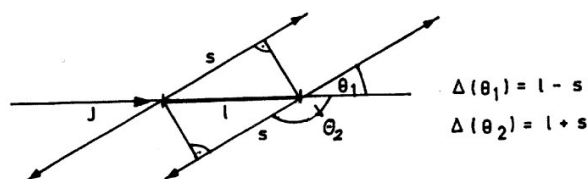
Beim Betrachten der Intensitätsverteilung der Streuung muss man nun immer zwischen der Streuung senkrecht zur Beobachtungsebene polarisierter Strahlung und der Streuung parallel zur Beobachtungsebene polarisierter Strahlung unterscheiden (Dabei ist die Polarisationsrichtung freilich immer auch noch senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle.). Will man später Intensitäten für andere Polarisationsrichtungen voraussagen, so kann man diese Richtungen als Linearkombination der senkrechten und waagrechten Richtung ansehen und hieraus die Intensitätsverteilung im gegebenen Fall bestimmen. Die zugehörigen Intensitäten für die beiden gerade genannten zu betrachtenden wichtigen Fälle nenne man $S_{\perp} / S_{\parallel}$. Es ergibt sich für Rayleighstreuung folgendes Polardiagramm der Intensitätsverteilung (höherer Radius bedeutet hierbei höhere Intensität, die eingetragene Winkelgröße ist der Winkel zwischen Einfall- und Beobachtungsrichtung):



Man sieht im Diagramm, dass bei Polarisation senkrecht zur Beobachtungsebene (aufgrund der Symmetrie der Idealvorstellung vom senkrecht schwingenden Dipol) keine Beobachtungsrichtung bevorzugt ist. Bei Polarisation waagrecht zur Beobachtungsebene hingegen beobachtet man dieselbe Abstrahlcharakteristik, wie man sie schon ungefähr in der Schule für in der Beobachtungsebene liegende Dipole besprochen hat: längs der Dipolachse wird nichts abgestrahlt, senkrecht zur Dipolachse am meisten. Dazwischen liegt ein stufenloser Übergang.

- **D/λ etwa $> 0,1$: Mie-Streuung:**

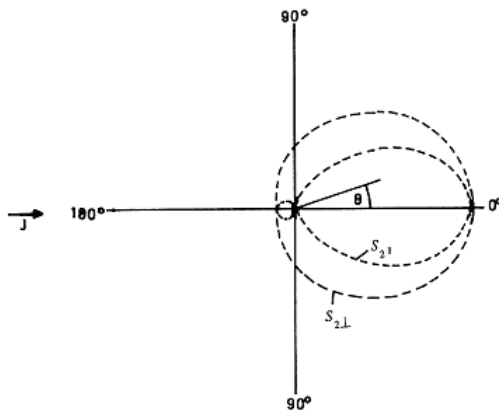
Verwendet man nun bei gleicher Lichtwellenlänge zu große Streuzentren bzw. Polystyrolkugeln, so dass die oben gegebene Bedingung für Rayleighstreuung nicht mehr gegeben ist, so muss man vom idealisierten Bild des Einzel-Streuzentrums Abstand nehmen. Zu bemerken hierbei ist, dass der Übergang vom Fall „Rayleighstreuung“ zum Fall „Mie-Streuung“ kontinuierlich ist, wie wir später bei unseren Messergebnissen für die Rayleighstreuung sehen werden. Was passiert nun bei Mie-Streuung? Nun, wir haben schon gesagt, die hier verwendeten Polystyrolkugeln sind in diesem Fall nicht als je ein mitschwingender/streuender Dipol, sondern jeweils als eine Anordnung mehrerer Dipole zu sehen. Was geschieht also, wenn ein Lichtstrahl auf eine solche Konstellation trifft? Wir wollen uns das ganze kurz an einer Zeichnung vergegenwärtigen:



$$\Delta(\theta_1) = l - s$$

$$\Delta(\theta_2) = l + s$$

Der einfallende Lichtstrahl wird hier exemplarisch an zwei Dipolen im Abstand l gestreut. Man sieht an Zeichnung und Formeln, dass der Gangunterschied zwischen den beiden reflektierten Strahlen bei einem kleinen Winkel zwischen Einfalls- und Beobachtungsrichtung (θ) relativ gering ist. Ist θ jedoch größer als 90° , so ist der Gangunterschied jeweils deutlich größer als bei Betrachtung der Streuung unter dem jeweiligen „Komplementärwinkel“ $180^\circ - \theta$, d.h. konkret um $2s$, wobei $s = |l \cdot \cos \theta|$. Bei gegebenem Verhältnis zwischen D und λ und gegebener Teilchenform (-> Anordnung der Einzeldipole) lässt sich mittels der Maxwell-Gleichungen dann eine (asymmetrische) Intensitätsverteilung für die Streuung berechnen, die für $D/\lambda=0,5$ im Polardiagramm etwa folgendermaßen aussieht:



Man sieht am Streudiagramm, dass der Unterschied zwischen den Streuereigenschaften für senkrechte und waagrechte Polarisation der einfallenden Strahlung immer noch vorhanden ist; man kann ihn mit ähnlichen Argumenten wie bei der Rayleighstreuung erklären, auch wenn der Effekt freilich von den oben besprochenen „Störeffekten“ der Mie-Streuung überlagert wird. Bestimmt man im Experiment bei gegebener Teilchenform – egal ob mit senkrecht oder waagrecht polarisierter Streuquelle (dies verändert hier das Ergebnis nicht (-> Anleitung)) – das Verhältnis $S(45^\circ)/S(135^\circ)$, so kann man bei gegebener Wellenlänge des einfallenden Lichts auf den Durchmesser der Teilchen schließen (siehe auch Teil 2.2).

Die Messung der Intensitäten in verschiedenen Abstrahlrichtungen erfolgt nun mit einem (aus dem Versuch „RAD“ schon bekannten) Photomultiplier, der mit konstantem Radius um die Streuprobe fahrbar gelagert ist. Dieser besteht im Prinzip aus einer Photokathode, aus der durch das eintreffende Licht je nach Intensität eine Anzahl Elektronen herausgeschlagen werden, und einem Beschleuniger, der diese nacheinander zu mehreren Dynoden (Metallplättchen) hin und schließlich zur Anode beschleunigt. Die Elektronen erhalten dabei sukzessive kinetische Energie und verlieren potentielle Energie im E-Feld, das durch eine Spannungsquelle mit ca. 1000V an Anode ggü. (Photo-)Kathode hergestellt wird; die Dynoden werden über eine Spannungsteilerschaltung angeschlossen, so dass von einer zur nächsten das Potential ansteigt. Da der auf einer Dynode auftreffende Elektronenstrom dort jeweils weitere Elektronen freischlägt, wächst er an der Dynode an, bevor er zur nächsten Dynode hin weiterbeschleunigt wird. Zuletzt trifft der vergrößerte Strom auf der Anode auf. Vor dem Einfließen des Stromes in den Pluspol der Beschleunigungsspannungsquelle wird dieser noch durch ein Strommessgerät geleitet, wo man insgesamt eine zur Anzahl der auftreffenden Photonen in guter Näherung proportionale Stromstärke misst.

2. Messungen und Bearbeitung der Aufgaben

2.0 Vorbereitungen; Messung des Untergrunds und anderer Störeffekte

Zunächst muss in der Anordnung der Laser justiert werden: Hierzu gehört, dass man seine Polarisationsrichtung so ausrichtet, dass bei einer Stellung von $+45^\circ$ oder wahlweise -45° am Polarisationsfilter ein Intensitätsminimum der Strahlung, die das Filter passiert, auszumachen ist. Das gewährleistet, dass das Licht, das der Laser abstrahlt, E-Feldvektoren mit gleich großer senkrechter und waagrechter Komponente hat (wenn man die Polarisationsfilterstellung $\pm 90^\circ$ als waagrecht ansieht). Es stehen bei dieser Einstellung also für die Versuche mit senkrechter und waagrechter Polarisationsrichtung später vergleichbare Intensitäten nach Polarisationsfilter zur Verfügung. Weiterhin muss nun der Laserstrahl so ausgerichtet werden, dass er sowohl den Spalt, wie auch das noch unbestückte Versuchsgefäß mit destilliertem Wasser und den schwarzen Plättchen bei der Probenhalterung (welche er bei falscher Justierung trifft) passiert.

Um die Brechung/Streuung an Glasteilen oder allgemein Stoffgrenzen, durch die das Licht dringen muss, sowie einen gewissen Beleuchtungsuntergrund (Röhrenkathoden des Hochspannungsnetzteils u.v.m.) im Versuchsergebnis nicht als Streuintensität der Rayleigh-/Mie-Streuung an den Polystyrolkugeln mit zu berücksichtigen, misst man zunächst die unter verschiedenen Winkeln beobachtete Intensitätsverteilung, wenn man dem Strahl einen Glaskolben mit destilliertem Wasser (selbe Bauart wie die Kolben, in denen die anderen Proben sind) in den Weg stellt. Diese wird dann bei allen folgenden Messungen von den Messwerten abgezogen.

Hier noch die konkreten Intensitäts¹-Messwerte bei verschiedenen Winkeln:

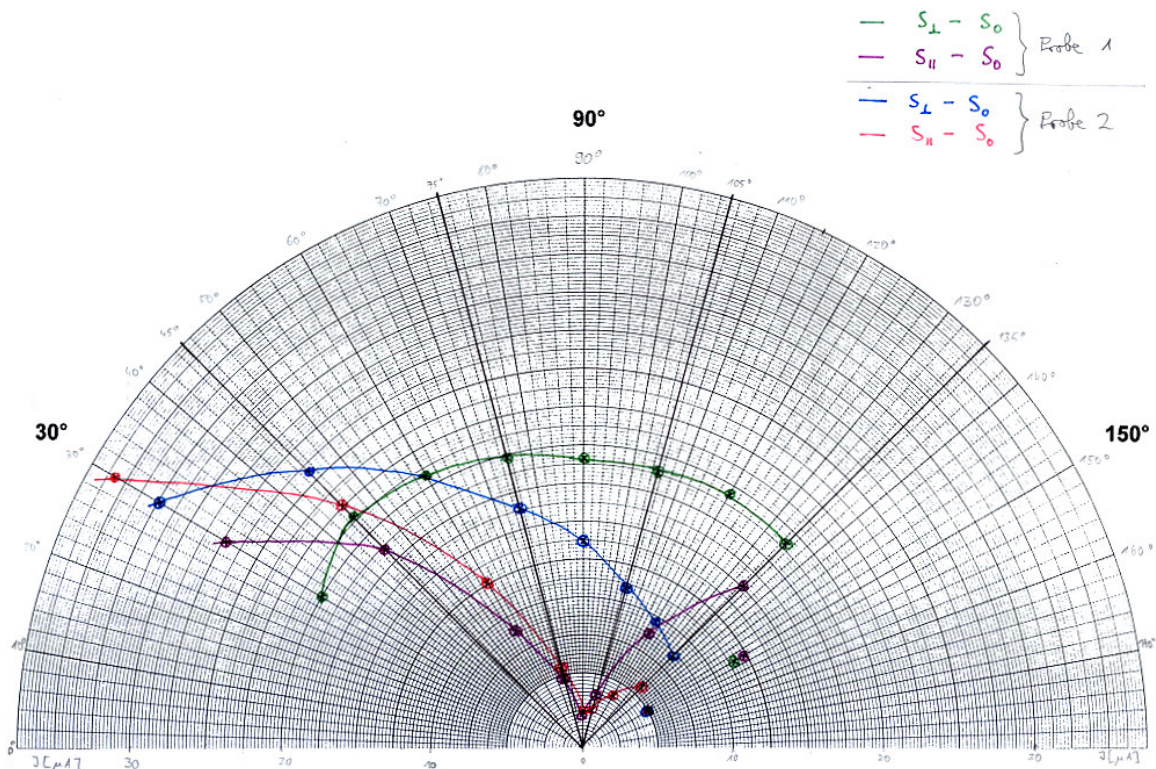
<u>Winkel θ [°]</u>	<u>Intensität für Probe 0 (dest. Wasser)</u>	
	<u>S (senkrechte Pol.) [µA]</u>	<u>S (parallele Pol.) [µA]</u>
30	10	9,15
45	3,70	2,90
60	1,525	0,910
75	0,645	0,280
90	0,420	0,130
105	0,350	0,130
120	0,405	0,215
135	0,480	0,380
150	0,580	0,610

2.1 Rayleighstreuung

In diesem Versuchsteil wurde die Rayleighstreuung untersucht. Hierfür wird eine Probe mit Teilchendurchmessern $D=0,091\mu\text{m}$ verwendet, also D/λ ca. gleich 0,19 mit ($\lambda_{in\ Wasser}=476,8\text{nm}$ nach Anleitung; dies ist also die Wellenlänge im Vakuum dividiert durch den Brechungsindex von Wasser). Nun, wenn man diesen Wert ausrechnet, dann ist man erschüttert: Dies liegt doch über dem oben angegebenen Grenzwert für den Übergang von Rayleigh- zu Mie-Streuung. Aber gut, hier erst einmal die Messwerte (abzüglich Untergrund) und das damit gezeichnete Polardiagramm:

<u>Winkel θ [°]</u>	<u>Intensität für Probe 1 (kleine Kügelchen-Suspension)</u>	
	<u>S-S₀ (senkrechte Pol.) [µA]</u>	<u>S-S₀ (parallele Pol.) [µA]</u>
30	20,0	27,4
45	21,6	18,6
60	20,7	9,1
75	19,9	4,9
90	19,1	2,2
105	18,9	3,7
120	19,3	8,7
135	19,0	15,1
150	11,7	12,4

¹ Genauer gesagt geben wir hier, wie auch im Folgenden, den Strom als Maß für die Intensität an.



Die grüne Linie ist hierbei die Intensität bei senkrechter Polarisierung ggü. Betrachtungsebene, die lila Linie die bei paralleler Polarisierung. Man sieht sofort, dass die Werte für 150° offensichtlich nach unten verfälschte „Ausreißer“ sind: Bei diesem Winkel wird nach Aussage einer anderen Gruppe der Laserstrahl bereits durch die oben schon angesprochenen schwarzen Plättchen im Versuchsgefäß abgeschattet.

Ansonsten erkennt man an der grünen Linie (senkrechte Polarisierung), dass zwar wohl geringfügige statistische Schwankungen im Messergebnis vorliegen (so sollte der Theorie nach bei 105° z.B. kein leichter Intensitätseinbruch sein), jedoch ist die deutliche Tendenz zu höheren Messwerten bei kleinen Winkeln eine Bestätigung für die am Anfang dieses Abschnittes geäußerte große Befürchtung: Da beim gegebenen D/λ -Verhältnis bereits die Mie-Streucharakteristik eine (wenn auch noch relativ geringe) Rolle spielt, streut die Probe mehr Licht in Richtungen mit kleinem Abstrahlwinkel. Würde eine reine Rayleighstreuung vorliegen, so müsste die Abstrahlcharakteristik bezüglich des 90°-Winkels symmetrisch sein (siehe Einführungsteil).

Noch deutlicher wird diese Abweichung von der Symmetrie im Idealbild der Rayleighstreuung (dies gilt ja für beide Polarisationsrichtungen) sichtbar, wenn man die lila Linie (waagrechte Polarisierung) betrachtet: Hier zeigt ein Vergleich der Intensitäten bei 45°/135° eine noch frappierendere Asymmetrie, der abgelesene Stromwert beim kleineren Winkel liegt um etwa $3,7 \mu\text{A}$ höher als der beim größeren Winkel.

2.2 Mie-Streuung, Messung des Teilchendurchmessers

Die oben beschriebene Intensitätsmessung in Abhängigkeit vom Winkel wurde anschließend ein zweites Mal mit einer Streuprobe durchgeführt, in der die Teilchen einen so großen Durchmesser haben, dass die Beobachtung von Mie-Streuung zu erwarten ist (Probe 2). Wiederum stellt man den Polarisator einmal so ein, dass die Polarisationsrichtung senkrecht zur Beobachtungsebene steht und einmal so, dass sie in der Beobachtungsebene liegt. Von den Messwerten des Multi-

pliertstroms subtrahiert man anschließend wieder die zum jeweiligen Winkel gehörigen Werte, die mit der Nullprobe eingangs bestimmt wurden. Man erhält folgendes Ergebnis (wobei statt den Intensitäten hier formal wieder etwas schlampig die jeweiligen Multiplierströme angegeben sind).

Θ [°]	$S_{2\perp}(\Theta)$ [μA]	$S_{2\parallel}(\Theta)$ [μA]	$S_{2\perp}(\Theta) - S_{0\perp}(\Theta)$ [μA]	$S_{2\parallel}(\Theta) - S_{0\parallel}(\Theta)$ [μA]
30	42,5	45,0	32,5	35,9
45	29,5	25,5	25,8	22,6
60	22,25	13,5	20,7	12,6
75	17,0	5,9	16,4	5,6
90	14,0	2,65	13,6	2,5
105	11,25	2,70	10,9	2,6
120	10,0	4,3	9,6	4,1
135	9,0	6,3	8,52	5,9
150	5,5	5,8	4,9	5,2

(Werte in den beiden letzten Spalten bereits auf eine Dezimalstelle gerundet; Ausnahme: die beiden fett gedruckten später weiterverwendeten Werte)

Die Ergebnisse wurden wieder in die grafische Darstellung eingetragen (siehe oben und Protokollheft; für diese Messung ist die Kurve für S_{\perp} blau und die für S_{\parallel} rot gezeichnet). Aus dem Diagramm erkennt man, dass die Vorwärtsstreuung wie erwartet bei beiden Polarisationsrichtungen deutlich bevorzugt wird, was auf die Interferenzeffekte bei der Streuung an den vergleichsweise großen Teilchen zurückzuführen ist. Ferner sieht man wieder gut, dass die Streuintensität bei $\Theta=90^\circ$ sehr geringe Werte annimmt, wenn die Polarisationsrichtung in der Beobachtungsebene liegt. Die Messwerte für $\Theta=150^\circ$ fallen erneut so sehr aus der Reihe, dass sie nicht mit in die Kurven aufgenommen wurden (Grund: siehe oben).

Wir wollen nun versuchen, den Durchmesser der Streuteilchen in den beiden Proben zu bestimmen. Zu diesem Zweck berechnen wir zunächst die Asymmetriefaktoren für die Fälle, in denen die Polarisationsrichtung auf der Beobachtungsebene senkrecht steht.

Für Probe 1 erhält man (vgl. obige Tabellen):

$$A_1 = \frac{S_{1\perp}(45^\circ) - S_{0\perp}(45^\circ)}{S_{1\perp}(135^\circ) - S_{0\perp}(135^\circ)} = \frac{21,55}{19,02} \approx 1,13$$

Die Messungen an Probe 2 ergeben:

$$A_2 = \frac{S_{2\perp}(45^\circ) - S_{0\perp}(45^\circ)}{S_{2\perp}(135^\circ) - S_{0\perp}(135^\circ)} = \frac{25,8}{8,52} \approx 3,03$$

Bei kugelförmigen Teilchen hängen diese Asymmetriefaktoren vom Verhältnis D/λ (D : Teilchendurchmesser, λ : Wellenlänge des Lichts) gemäß der in der Anleitung gegebenen Tabelle ab. Zwischenwerte sind hierbei durch lineare Interpolation zu ermitteln, d.h. man geht davon aus, dass $\frac{D}{\lambda}(A)$ zwischen zwei in der Tabelle enthaltenen Werten für A linear mit A anwächst.

Betrachten wir zunächst **Probe 1**. Für das oben berechnete A_1 sucht man zuerst die Tabellenwerte für A , die A_1 gerade einschließen: $1,117 < A_1 < 1,156$. Mit $\left(\frac{D}{\lambda}\right)(1,117) = 0,14$ und

$\left(\frac{D}{\lambda}\right)(1,156) = 0,16$ (siehe Tabelle) gilt bei linearer Interpolation:

$$\left(\frac{D}{\lambda}\right)_{\text{Probe 1}} = 0,14 + \frac{0,16 - 0,14}{1,156 - 1,117} \cdot (A_1 - 1,117) \approx 0,15$$

Um hieraus nun den Teilchendurchmesser D berechnen zu können, ist noch zu beachten, dass die Polystyrolkugeln ja in Wasser suspendiert sind. Dies bedeutet, dass für λ in diesem Fall nicht die Vakuumwellenlänge des Laserlichtes einzusetzen ist, sondern dessen Wellenlänge im Wasser. Diese ergibt sich mit dem Brechungsindex $n_{\text{Wasser}} = 1,33$ zu

$$\lambda_w = \frac{\lambda_0}{n_{\text{Wasser}}} = \frac{0,6328 \mu\text{m}}{1,33} \approx 0,4758 \mu\text{m}$$

Somit erhält man schließlich als Teilchendurchmesser in Probe 1:

$$D = \left(\frac{D}{\lambda}\right)_1 \cdot \lambda_w \approx 0,15 \cdot 0,4758 \mu\text{m} \approx 0,071 \mu\text{m}$$

Der Vergleich mit dem in der Anleitung gegebenen Wert von $0,091 \mu\text{m}$ zeigt, dass diese Rechnung (wie aufgrund der nicht zu berücksichtigenden Fehler nicht anders erwartet) nicht mehr als eine grobe Abschätzung sein kann (Abweichung vom richtigen Wert: ca. 22%).

Führen wir die Rechnung nun auch für die Teilchen in **Probe 2** durch. Wiederum sucht man geeignete Tabellenwerte für die lineare Interpolation: $3,021 < A_2 < 3,420$, wobei

$$\left(\frac{D}{\lambda}\right)(3,021) = 0,42 \quad \text{und} \quad \left(\frac{D}{\lambda}\right)(3,420) = 0,44.$$

Somit ergibt sich:

$$\left(\frac{D}{\lambda}\right)_{\text{Probe 2}} = 0,42 + \frac{0,44 - 0,42}{3,420 - 3,021} \cdot (A_2 - 3,021) \approx 0,42$$

Wiederum setzt man die Wellenlänge des Laserlichtes in Wasser ein und erhält als Teilchendurchmesser in Probe 2:

$$D = \left(\frac{D}{\lambda}\right)_2 \cdot \lambda_w \approx 0,42 \cdot 0,4758 \mu\text{m} \approx 0,20 \mu\text{m}$$

Probe 2 enthält also tatsächlich Streuteilchen, deren Durchmesser deutlich größer als die Lichtwellenlänge ist.

2.3 Polarisationsgrad der Strahlung für $\Theta = 90^\circ$ (für die beiden Proben mit Polystyrolkugeln): Rechnung und Diskussion (enthält Beantwortung für Frage 2)

Der sogenannte Polarisationsgrad der Streustrahlung für einen bestimmten „Beobachtungswinkel“ Θ und die Probe Nummer i ist definiert durch:

$$P_i(\Theta) = \frac{(S_{i,\perp}(\Theta) - S_{0,\perp}(\Theta)) - (S_{i,\parallel}(\Theta) - S_{0,\parallel}(\Theta))}{(S_{i,\perp}(\Theta) - S_{0,\perp}(\Theta)) + (S_{i,\parallel}(\Theta) - S_{0,\parallel}(\Theta))},$$

wo die Terme in Klammern jeweils die bei senkrechter bzw. paralleler Polarisation gemessenen Intensitäten abzüglich der Untergrundintensität (alles für den „Beobachtungswinkel“ Θ) sind.

Berechnen wir nun also die gesuchten Polarisationsgrade. Hierbei verkürzt es die Rechnung erheblich, dass wir die Intensitäten abzüglich des Untergrunds bereits aus den obigen Tabellen kennen:

$$P_1(90^\circ) = \frac{(S_{1,\perp}(90^\circ) - S_{0,\perp}(90^\circ)) - (S_{1,\parallel}(90^\circ) - S_{0,\parallel}(90^\circ))}{(S_{1,\perp}(90^\circ) - S_{0,\perp}(90^\circ)) + (S_{1,\parallel}(90^\circ) - S_{0,\parallel}(90^\circ))} \approx \frac{19,1 - 2,2}{19,1 + 2,2} \approx 0,79$$

$$P_2(90^\circ) = \frac{(S_{2,\perp}(90^\circ) - S_{0,\perp}(90^\circ)) - (S_{2,\parallel}(90^\circ) - S_{0,\parallel}(90^\circ))}{(S_{2,\perp}(90^\circ) - S_{0,\perp}(90^\circ)) + (S_{2,\parallel}(90^\circ) - S_{0,\parallel}(90^\circ))} \approx \frac{13,6 - 2,5}{13,6 + 2,5} \approx 0,69$$

Es fällt auf, dass die beiden Werte relativ weit unter dem Idealwert von 1 bei senkrecht zur Einstrahlung erfolgender Beobachtung liegen. Kann dies an einem „schlechten“ Polarisationsfilter liegen? Wir wollen, um dies herauszufinden, die Polarisationsgüte des Primärstrahles abschätzen. Betrachten wir hierzu bei einem Streuwinkel von 20° mit Probe 2 die Beziehung der registrierten Ströme für die Polfilterstellungen 45° und -45° zueinander. (Wenngleich hier nach Anleitung die Probe 1 verwendet werden soll, und wir das leider vergessen hatten, so ist das Ergebnis unserer Meinung nach doch signifikant. *Beide* Proben verhalten sich nämlich so, dass Licht mit 45° -Polarisationsrichtung ein gleiches Streubild wie Licht mit (-45°) -Polarisationsrichtung verursacht (Symmetrie der Streubilder zur Querachse im Polardiagramm). Man misst also, egal welche Probe man nimmt, immer eine Beziehung zwischen den den Polfilter passierenden Lichtintensitäten für die 2 verschiedenen Polfilterstellungen heraus). Auch für den Primärstrahl nehmen wir nun als güteanzeigende Größe den Polarisationsgrad, da er uns angibt, wie gut das herauskommende Licht polarisiert ist, wenn mit gleicher E-Feld-Intensität waagrecht und senkrecht zur erwünschten Polarisationsrichtung nach Filter eingestrahlt wird (wir haben nämlich bei (-45°) und bei 45° Polflitereinstellung jeweils mit derselben vollen Laserintensität eingestrahlt). Dieses Kriterium ist für die eigentliche Messanordnung, mit der die obigen Polarisationsgrade gemessen wurden (Filterstellung $0^\circ/90^\circ$) deshalb von Relevanz, da dort bei einer Schwingungsebene des Lasers von 45° (\rightarrow Justage, s.o.) eben –salopp gesprochen– die „waagrechte und senkrechte E-Feld-Intensität“, die in den Filter eingestrahlt wird, jeweils betragsmäßig dieselbe ist.

Lange Schreibung – kurzer Sinn: Hier ist also der Polarisationsgrad des Primärstrahls für den angegebenen Fall, bestimmt aus den gemessenen Intensitäten für die Polfilterstellung von $\pm 45^\circ$:

$$P_{\text{Laser}} = \frac{(S_{\text{Laser, Polfilter } 45^\circ}) - (S_{\text{Laser, Polfilter } (-45^\circ)})}{(S_{\text{Laser, Polfilter } 45^\circ}) + (S_{\text{Laser, Polfilter } (-45^\circ)})} \approx \frac{59,0 - 0,02}{59,0 + 0,02} \approx 1$$

Den Untergrund konnten wir bei dieser Berechnung vernachlässigen, weil die bei beiden Filterstellungen gleich vorhandenen optischen Brechungs- und unerwünschten Streueffekte nichts an den Intensitätsverhältnissen (gleicher Beobachtungswinkel/gleiche Probe!) ändern und wir die restliche Hintergrundstrahlung als irrelevant betrachten.

Man sieht, dass bei einem Polarisationsgrad von (in guter Näherung) 1 die unvollständige Polarisation des Primärstrahls keine Ursache für die oben errechneten geringen Polarisationsgrade sein

kann. Vielmehr muss man bedenken, dass die Probe aus vielen Streuzentren besteht und eine relativ große Ausdehnung hat. Wenn man also den Photomultiplier auf 90° einstellt, so sieht man in Wirklichkeit relativ viele Streuzentren unter einem Winkel von vielleicht 89° o.ä. Zudem kann es passieren, dass ein in den Detektor eintretender Lichtstrahl an mehreren Streuzentren nacheinander gestreut wurde, wobei die Winkel jeweils evtl. ungleich 90° waren und damit der Strahl nicht eliminiert wurde. Somit ist die gemessene Intensität S_{\parallel} jeweils ungleich 0, was zu den relativ geringen Polarisationsgraden führt.

3. Beantwortung der Fragen

3.1 Streuintensität bei Polarisation in Beobachtungsrichtung

Die einfallende, polarisierte Lichtwelle induziert beim Auftreffen auf ein Streuzentrum (z.B. ein Atom) ein elektrisches Dipolmoment, indem durch das elektrische Feld der elektromagnetischen Welle positive und negative Ladungen in entgegengesetzte Richtungen verschoben, also getrennt werden. Der so entstehende Dipol schwingt dann mit der Oszillationsfrequenz des induzierenden elektrischen Feldes, und zwar natürlich in Richtung von dessen Polarisation. Sind nun Polarisations- und Beobachtungsrichtung parallel, blickt man auf den Dipol also gerade in seiner Schwingungsrichtung. In dieser Richtung strahlt ein Dipol (wie man aus den Maxwell-Gleichungen ableiten kann) aber keine elektromagnetische Welle ab, die Streuintensität in dieser Richtung ist daher Null. Diesem Sachverhalt trägt auch die Rayleigh-Streuformel Rechnung:

$$S = \frac{16\pi^4 \epsilon_0^2 \alpha^2 J \sin^2 \delta}{\lambda_0^4 r^2}$$

Setzt man hier $\delta=0$ (genau dann sind Polarisations- und Beobachtungsrichtung parallel), so ergibt sich sofort für die Streuintensität $S=0$.

3.2 Polarisationsgrad: „überraschende Ergebnisse“ bei $\theta = 90^\circ$

Siehe Teil 2.3.

3.3 Abendrot / Morgenrot und Blaufärbung des Himmels



Das Licht, das von der Sonne kommt, wird nach dem Eintritt in die Atmosphäre an Luftmolekülen sowie größeren Verunreinigungen wie Wasser- und Staubteilchen gestreut. Der **Streuquerschnitt** für den **Raleighstreuungsanteil** (d.h. die **Streuung an den kleinen Luftmolekülen**), also ein Maß dafür, **welcher Teil der auftreffenden Strahlungsintensität bei solchen Vorgängen gestreut wird**, ist hierbei in Abhängigkeit von der Frequenz (Quelle: Gerthsen Physik) ungefähr proportional zu ω^4 . Daher wird das ungefähr halb so langwellige violette Licht mit einem ca. 16 mal so großen Streuquerschnitt gestreut. Es ist also nicht sehr verwunderlich, wenn der blaue Anteil des Sonnenlichtes in der Atmosphäre so gestreut wird, dass der Himmel blau scheint. Dass dieses blaue Leuchten tatsächlich Streustrahlung ist und nicht von einer Brechung herrührt, kann man sehen, wenn man mit Polarisationsfilter fotografiert (siehe links): Das Himmelsblau lässt sich je nach Filterstellung und Winkel zwischen Sonne, Betrachter und Fotografierrichtung fast völlig abdunkeln; auf dem gegebenen Foto ist es bereits unnatürlich dunkel. Das blaue Licht ist also offen-

sichtlich polarisiert, was von einem Streuvorgang herrührt. Warum wird nun aber der Himmel am Abend und am Morgen rot? Wenn die Sonne auf bzw. untergeht müssen ihre ersten bzw. letzten Strahlen eine lange Strecke durch die Atmosphäre zurücklegen, bevor sie beim Betrachter ankommen. Dabei wird ihr blauer Anteil bereits auf der noch-Tag-Seite bzw. schon-Tag-Seite weggestreut, wo Beobachter den Himmel ja auch blau erleben. Der, der den Sonnenauf-/untergang sieht, bemerkt jedoch nur die durchkommenden roten Anteile des Sonnenlichts. Daher erscheint ihm der Himmel rot.

Aber Halt! Wir haben doch noch völlig unter den Tisch gekehrt, was bei einer **Mie-Streuung** an den **größeren Wasser- oder Staubmolekülen** etc. passiert! Hier ergibt sich jedoch, dass der Streuquerschnitt weitgehend nicht von der Wellenlänge abhängt (Quelle: ebenfalls Gerthsen Physik), was dazu führt, dass die Effekte dieser Streuung die Himmelsfarbe lediglich mit einem **Weißschimmer** überlagern.

3.4 $1/\lambda^4$ -Abhängigkeit der Rayleighstreuung

Zur experimentellen Überprüfung der $1/\lambda^4$ -Abhängigkeit der Rayleighstreuung verwendet man am einfachsten mehrere geeignete Lichtquellen (siehe Frage 5) mit unterschiedlichen (bekannt) Wellenlängen. Zunächst stellt man diese so ein, dass ihre Intensitäten gleich sind. Anschließend führt man die Messung der Streuintensität bei einem festen Winkel und mit immer derselben Streuprobe sowie sonst gleichen Einstellungen des Messaufbaus (Polarisationsrichtung, Abstand Probe/Photomultiplier) mit den verschiedenen Lichtquellen durch. Gemäß der Rayleigh-Streuformel (siehe Anleitung) ist dann die Streuintensität nur noch von der Wellenlänge abhängig, womit sich der $1/\lambda^4$ -Zusammenhang durch Vergleich der gemessenen Streuintensitäten zeigen lassen sollte.

3.5 Alternative Lichtquellen

Grundsätzlich eignet sich für ein Streuexperiment der vorliegenden Form jede Lichtquelle, die monochromatisches, kohärentes Licht mit gleichmäßiger Intensität liefert. Ist dieses nicht wie beim Laser von vorneherein polarisiert, so muss dies zunächst durch ein zusätzliches Polarisationsfilter erreicht werden. Es wäre etwa denkbar, statt einem Laser das (monochromatische) Licht einer Leuchtdiode zu verwenden. Eine andere Möglichkeit bietet z.B. eine Quecksilberdampflampe, deren Spektrum nur aus diskreten Linien besteht. Man müsste hier allerdings zunächst mit einem Farbfilter eine einzelne Linie ausblenden und durch einen Kohärenzspalt die notwendige Kohärenz sicherstellen.