

Versuch 407 – Fresnelsche Formeln

Marco Lafrentz Philipp Leser

06.06.2006 – Abtestiert in der KW 26

Ziel des Versuchs ist die Verifikation der FRESNEL'schen Formeln. Diese werden benutzt, um den Brechungsindex eines Siliziumspiegels zu bestimmen.

Inhaltsverzeichnis

1. Theorie	2
1.1. Strahlungsleistung eines elektromagnetischen Feldes	2
1.2. Die FRESNEL'schen Formeln	3
2. Versuchsaufbau und Durchführung	4
3. Auswertung	5
3.1. Senkrechte Polarisation	5
3.2. Waagerechte Polarisation	9
3.3. Bestimmung des Brechungsindex über den BREWSTER-Winkel . . .	13
3.4. Grafische Darstellung für beide Polarisationsfälle und Diskussion der Ergebnisse	13
A. Anhang	16
A.1. Literatur	16
A.2. Messdaten	16

1. Theorie

Inhalt der FRESNEL'schen Formeln ist die Beschreibung des Verhaltens elektromagnetischer Wellen an Grenzflächen zweier Medien von unterschiedlichem Brechungsindex. Sie geben den Bruchteil der reflektierten bzw. gebrochenen Intensität der einfallenden Welle in Abhängigkeit vom Einfallswinkel an.

1.1. Strahlungsleistung eines elektromagnetischen Feldes

Zur Herleitung der Strahlungsleistung werden die MAXWELL-Gleichungen

$$\begin{aligned}\operatorname{rot}\vec{H} &= \epsilon\epsilon_0\dot{\vec{E}}, \\ \operatorname{rot}\vec{E} &= -\mu_0\dot{\vec{H}}\end{aligned}$$

für nicht-ferromagnetische und nicht-leitende Medien betrachtet. Hierin sind \vec{H} und \vec{E} die magnetische bzw. elektrische Feldstärke, ϵ die relative Dielektrizitätskonstante, ϵ_0 die Influenzkonstante und μ_0 die Induktionskonstante.

Nach skalarer Multiplikation mit \vec{E} bzw. \vec{H} und unter Ausnutzung der Identität $\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) = \vec{H} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{E} - \vec{E} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{H}$ erhält man

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) = -\mu_0\vec{H} \cdot \dot{\vec{H}} - \epsilon\epsilon_0\vec{E} \cdot \dot{\vec{E}}.$$

Werden jetzt noch

$$\begin{aligned}\epsilon\epsilon_0\vec{E} \cdot \dot{\vec{E}} &= \dot{W}_{\text{el}}, \\ \mu_0\vec{H} \cdot \dot{\vec{H}} &= \dot{W}_{\text{mag}}\end{aligned}$$

durch die zeitliche Änderung der Energie eines elektrischen bzw. magnetischen Feldes pro Volumeneinheit ersetzt, so folgt nach Integration über ein Volumen V und Anwendung des GAUSSschen Integralsatzes

$$\int_O (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot d\vec{O} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_V W_{\text{el}} dV + \int_V W_{\text{mag}} dV \right) = 0.$$

Es wird der POYNTING-Vektor definiert als

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H},$$

der nach obiger Gleichung die Strahlungsleistung eines elektromagnetischen Feldes pro Flächeneinheit darstellt. Geht man bei \vec{E} und \vec{H} von zwei monochromatischen ebenen Wellen mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit v aus, so errechnet sich der Betrag von \vec{S} , welcher ausschließlich von Bedeutung ist, zu

$$|\vec{S}| = v\epsilon\epsilon_0\vec{E}^2.$$

1.2. Die FRESNEL'schen Formeln

Trifft nun eine solche ebene Welle unter einem Winkel α auf eine Grenzfläche, so folgt aus der Energieerhaltung für die Strahlungsleistung (es werden nur Vorgänge ohne Absorption betrachtet)

$$S_{\text{einfallend}} \cos \alpha = S_{\text{reflektiert}} \cos \alpha + S_{\text{gebrochen}} \cos \beta.$$

Hierin ist β der Winkel zum Lot nach der Brechung. Diese Gleichung lässt sich mit dem Brechungsindex $n = \frac{c}{v} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$ (c entspricht der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum) und der MAXWELL'schen Beziehung $n^2 = \epsilon$ schreiben als

$$\left(\vec{E}_e^2 - \vec{E}_r^2\right) \cos \alpha = n \vec{E}_g^2 \cos \beta.$$

An dieser Stelle muss unterschieden werden zwischen senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisiertem Licht. Wobei die Einfallsebene die von einfallendem und reflektiertem Strahl aufgespannte Ebene ist. Zunächst die Komponente \vec{E}_\perp senkrecht zur Einfallsebene und tangential zur Grenzfläche. Aus der Elektrodynamik folgt die Stetigkeitsbedingung für die tangentielle Komponente:

$$\vec{E}_{e_\perp} + \vec{E}_{r_\perp} = \vec{E}_{g_\perp}$$

So ergibt sich nach Elimination von \vec{E}_{g_\perp}

$$\vec{E}_{r_\perp}(\alpha) = -\vec{E}_{e_\perp} \frac{\left(\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \cos \alpha\right)^2}{n^2 - 1}. \quad (\text{FRESNEL}) \quad (1.1)$$

Nun die Komponente \vec{E}_\parallel parallel zur Einfallsebene. Da nur die tangential zur Grenzfläche einfallenden Anteile stetig sind, folgt

$$\left(\vec{E}_{e_\parallel} - \vec{E}_{r_\parallel}\right) \cos \alpha = \vec{E}_{g_\parallel} \cos \beta.$$

So ergibt sich nach Elimination von \vec{E}_{g_\parallel}

$$\vec{E}_{r_\parallel}(\alpha) = -\vec{E}_{e_\parallel} \frac{n^2 \cos \alpha - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{n^2 \cos \alpha + \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}. \quad (\text{FRESNEL}) \quad (1.2)$$

Betrachtet man die letzte Gleichung in der Form $\vec{E}_{r_\parallel} = -\vec{E}_{e_\parallel} \frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)}$, so wird für $\alpha_p + \beta_p = 90^\circ$ das Feld $\vec{E}_{r_\parallel} = 0$. Hieraus folgt mit dem Brechungsgesetz $n = \sin \alpha / \sin \beta$, dass unter einem Winkel $\tan \alpha_p = n$, dem sogenannten BREWSTERSchen Winkel, eine parallel zur Einfallsebene polarisierte elektromagnetische Welle vollständig in das Medium eindringt und nicht reflektiert wird.

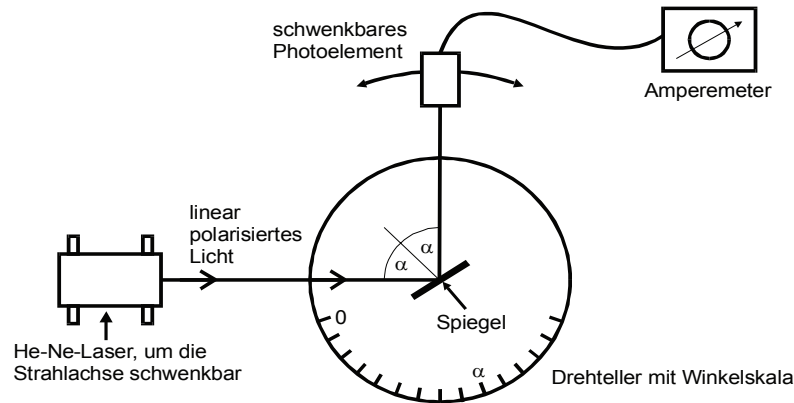


Abbildung 1: Skizze des verwendeten Aufbaus [1]

2. Versuchsaufbau und Durchführung

Eine Skizze des verwendeten Aufbaus ist in Abbildung 1 zu sehen. Der von einem He-Ne-Laser (Wellenlänge $\lambda = 633 \text{ nm}$) erzeugte monochromatische und linear polarisierte Lichtstrahl trifft auf einen Si-Spiegel. Die Intensität des reflektierten Strahls wird mit einem Photoelement, das auf einem Schwenkarm befestigt ist, gemessen. Für die Strommessung steht ein Amperemeter zur Verfügung. Um unterschiedliche Polarisierungen zu realisieren ist der Laser um seine Längsachse drehbar. Desweiteren ist der Spiegel in der Mitte eines Goniometers (Drehteller mit Winkelskala und Probenhalterung) montiert. Vor Beginn der Messung müssen alle Objekte justiert werden:

Um den Laser für eine optimale Polarisation auszurichten, verwendet man einen Polarisationsfilter. Ist dieser Filter senkrecht zur gewünschten Polarisationsrichtung befestigt, so dreht man den Laser bis minimale Lichtintensität den Filter passiert. Theoretisch sollte man einen verschwindenden Strom messen, was aber wegen der nicht vollständigen linearen Polarisierung des Lasers nicht tatsächlich auftritt. Hierbei stehen sich Laser und Photozelle so gegenüber, dass der Laser die Photozelle direkt trifft.

Nun regelt man die Höhenverstellung des Lasers so ein, dass die Photozelle sowohl bei 0° als auch bei 180° Auslenkung getroffen wird.

Anschließend setzt man vorübergehend eine Zentriernadel in die Probenhalterung des Goniometers ein und verschiebt den Laser bis er die Nadel mittig trifft.

Nun regelt man bei einem Einfallswinkel von ungefähr 0° den Spiegel so ein, dass der reflektierte Strahl auf einer Achse mit dem einfallenden Strahl liegt. Man kalibriert die 0° -Marke des Goniometers möglichst exakt.

Für spätere Korrekturen ist es sinnvoll, den Dunkelstrom zu messen.

Mit der fertig justierten Messapparatur, misst man nun in 2° Schritten die Lichtintensität für parallel und senkrecht polarisiertes Licht. Wobei beim Wechsel der Polarisationsrichtung die Justierung erneut erfolgen muss.

3. Auswertung

Es wird nun der Brechungsindex n aus den beiden Messreihen für die unterschiedliche Polarisation sowie aus der Messung des BREWSTER-Winkels bestimmt.

3.1. Senkrechte Polarisation

Zunächst wird die FRESNEL-Formel für die senkrechte Polarisation (Formel 1.1 aus der Theorie) nach dem Brechungsindex n umgestellt. Eine längere Rechnung liefert hierfür

$$n = \sqrt{1 + \frac{4\sqrt{I} \cos^2 \theta}{(1 - \sqrt{I})^2}}.$$

Das Verhältnis aus der einfallenden Intensität I_e und der reflektierten Intensität I_r wird in diesem Protokoll mit $I = (I_r - I_d) / I_e$ bezeichnet (I_d ist der Dunkelstrom). Der eingestellte Winkel heißt θ .

Für jedes Wertepaar aus Winkel und reflektierter Intensität lässt sich nun der Brechungsindex n berechnen. Zu beachten ist, dass von der reflektierten Intensität prinzipiell der zuvor gemessene Dunkelstrom I_d abgezogen werden muss, was jedoch im Rahmen der Messgenauigkeit hier keine Rolle spielt, wie auch die Tabelle 1 zeigt. Der Dunkelstrom wird erst bei der waagerechten Polarisation relevant, weil dort am BREWSTER-Winkel sehr kleine Ströme gemessen werden sollen. Grundsätzlich ist zu beachten, dass aufgrund der Funktionsweise der Versuchsanordnung der Dunkelstrom von der Position des Detektors abhängt: Dieser wird um die Goniometerachse gedreht und misst daher immer einen anderen Dunkelstrom, der sich aus dem Umgebungslicht ergibt, das gerade auf den Detektor fällt. Für den Dunkelstrom sowie für die Intensität des einfallenden Lichts werden folgende Werte gemessen:

$$I_d = 0.43 \mu\text{A}$$

$$I_e = 0.79 \text{ mA}.$$

Die gemessenen Daten sowie die daraus errechneten Größen finden sich in der auf der nächsten Seite folgenden Tabelle 1.

Die letzten beiden Messwerte sind offensichtliche Fehlmessungen und werden nicht weiter berücksichtigt. Die beobachteten Schwankungen scheinen weitestgehend statisch begründet zu sein, wobei jedoch auffällig ist, dass die Messungen ab $\theta > 70^\circ$ recht stark nach unten abweichenden Brechungsindizes führen (s. Abbildung 2). Die nicht vollständige Polarisierung des Laserlichts sowie Justierungsfehler wie ein nicht genaues Treffen der Achse des Goniometers könnten dafür verantwortlich sein. Bei größeren Winkeln können ebenfalls Störungen durch Streuverluste am Spiegel und Spiegeldefekte (kleiner Riss) eine Rolle spielen.

Als Ergebnis interessant ist der Mittelwert der einzelnen Brechungsindizes n . Für die Mittelwerte gilt in diesem Protokoll die Rechenvorschrift

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i,$$

θ [°]	I_0 [mA]	$I_0 - I_d$ [mA]	\sqrt{I}	n
2	0.260	0.260	0.5732	3.68
4	0.260	0.260	0.5732	3.68
6	0.260	0.260	0.5732	3.67
8	0.260	0.260	0.5732	3.65
10	0.270	0.270	0.5842	3.76
12	0.270	0.270	0.5842	3.73
14	0.280	0.280	0.5949	3.83
16	0.280	0.280	0.5949	3.79
18	0.280	0.280	0.5949	3.76
20	0.280	0.280	0.5949	3.72
22	0.290	0.290	0.6054	3.79
24	0.300	0.300	0.6158	3.86
26	0.300	0.300	0.6158	3.81
28	0.320	0.320	0.6360	4.00
30	0.310	0.310	0.6260	3.80
32	0.310	0.310	0.6260	3.72
34	0.320	0.320	0.6360	3.77
36	0.340	0.340	0.6556	3.93
38	0.350	0.350	0.6652	3.97
40	0.350	0.350	0.6652	3.86
42	0.360	0.360	0.6747	3.88
44	0.360	0.360	0.6747	3.77
46	0.375	0.375	0.6886	3.83
48	0.380	0.380	0.6932	3.77
50	0.390	0.390	0.7022	3.75
52	0.400	0.400	0.7112	3.73
54	0.410	0.410	0.7200	3.70
56	0.425	0.425	0.7331	3.72
58	0.440	0.440	0.7459	3.74
60	0.460	0.460	0.7627	3.81
62	0.470	0.470	0.7710	3.74
64	0.490	0.490	0.7872	3.79
66	0.500	0.500	0.7952	3.68
68	0.520	0.520	0.8110	3.71
70	0.540	0.540	0.8264	3.72
72	0.550	0.550	0.8341	3.55
74	0.570	0.570	0.8491	3.51
76	0.580	0.580	0.8565	3.28
78	0.600	0.600	0.8712	3.17
80	0.620	0.620	0.8856	3.03
82	0.620	0.620	0.8856	2.50
84	0.200	0.200	0.5026	1.04

Tabelle 1: Tabelle zur Bestimmung des Brechungsindex n bei senkrechter Polarisation. Vor dem Doppelstrich sind die tatsächlich gemessenen Größen θ (Winkel) und I_0 (Intensität) aufgeführt. Die letzten beiden Messwerte sind Fehlmessungen und werden nicht berücksichtigt.

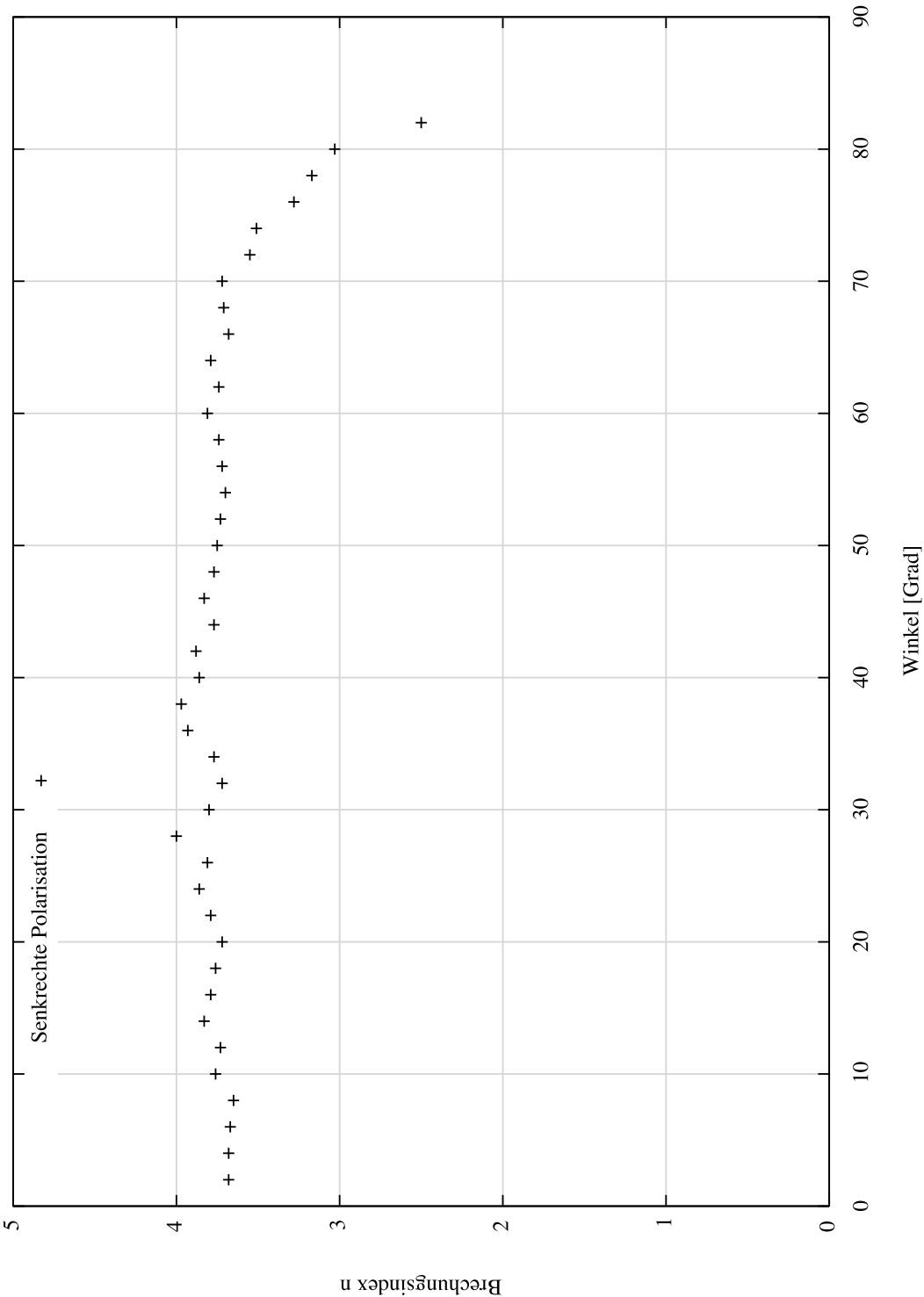


Abbildung 2: Abhängigkeit des Brechungsindex n vom Messwinkel θ bei senkrechter Polarisierung. Ab 70° sind deutliche Abweichungen zu erkennen.

wobei die x_i Messwerte einer Messreihe mit insgesamt N Messungen sind. Die Standardabweichung σ_x errechnet sich mit

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2}.$$

Die Ungenauigkeit des Mittelwerts ist dann

$$\sigma_{\langle x \rangle} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{N}}.$$

Es werden nun Mittelwerte angegeben, bei denen zum einen alle Messwerte bis auf die offensichtlich fehlgemessenen letzten beiden Messwerte berücksichtigt werden (Mittelwert $\langle n \rangle$), zum anderen nur die Messwerte bis $\theta = 70^\circ$ berücksichtigt werden (Mittelwert $\langle \tilde{n} \rangle$), da die Messwerte für größere Winkel stark abweichen:

$$\begin{aligned} \langle n \rangle &= 3.72 \pm 0.03 \\ &= 3.72 \pm 0.8 \% \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle \tilde{n} \rangle &= 3.78 \pm 0.01 \\ &= 3.78 \pm 0.3 \%. \end{aligned}$$

Für Licht der Wellenlänge $\lambda = 633 \text{ nm}$ findet sich ein Literaturwert von $n_{\text{lit}} = 3.92 \pm 1\%$ für den Brechungsindex von Silizium (Der Literaturwert stammt aus der Quelle [2] im Literaturverzeichnis im Anhang). Die Abweichung zum Literaturwert beträgt für den ersten aus dieser Messreihe gemittelten Brechungsindex $\langle n \rangle$ folglich etwa 5 %, für den um Fehler bereinigten Mittelwert $\langle \tilde{n} \rangle$ ist die Abweichung zur Theorie 3.6 %.

3.2. Waagerechte Polarisation

Für die Berechnung des Brechungsindex n aus den Messwerten ist hier die FRESNEL-Formel für die waagerechte Polarisation (Formel 1.2 aus der Theorie) nach n umzustellen:

$$n = \sqrt{\frac{E^2}{2 \cos^2 \theta} + |E| \sqrt{\frac{E^2}{4 \cos^4 \theta} - \tan^2 \theta}}$$

In dieser Formel bezeichnet θ wieder den Winkel, unter dem die Intensität gemessen wird. Die Größe E steht für

$$E = \frac{\sqrt{I} \pm 1}{\sqrt{I} \mp 1}.$$

Das obere Vorzeichen gilt für Winkel, die kleiner als der BREWSTER-Winkel sind, das untere für größere Winkel, I steht wieder für $I = I_r / I_e$.

Für die Berücksichtigung des Dunkelstroms gilt hier, dass dieser möglichst im BREWSTER-Winkel gemessen werden soll, da um diesen Winkel herum empfindliche Schwankungen gemessen werden sollen und der Dunkelstrom dabei eine Rolle spielt. Man erhält als Werte für den Dunkelstrom und die Intensität des einfallenden Lichts

$$I_b = 0.66 \mu\text{A}$$

$$I_e = 0.79 \text{ mA}.$$

Die Messwerte und errechneten Größen finden sich in der auf der nächsten Seite folgenden Tabelle 2.

Betrachtet man die errechneten Werte für den Brechungsindex, so stellt man fest, dass die statistischen Schwankungen bis etwa 70° minimal sind. Um den BREWSTER-Winkel herum, also bei etwa 74° treten jedoch große Abweichungen hin zu kleineren Brechungsindizes auf (s. auch Abbildung 3), selbst nach Berücksichtigung des Dunkelstroms. Die Erklärung für diese großen Abweichungen wird zum einen darin liegen, dass die kleinen Ströme an diesen Messpunkten nur unzulänglich ausgemessen werden können und es ist anzunehmen, dass die Polarisierung des Lasers nicht optimal ist, d.h. trotz der Justierung auf waagerechte Polarisation anders polarisierte Anteile mitgemessen werden. Ebenso spielen bei diesen höheren Winkeln Streuverluste eine große Rolle, wobei der störende Effekt des kleinen Risses im Spiegel evtl. ebenfalls zu verfälschten Ergebnissen führt. Die Formel für n reagiert recht empfindlich auf kleine Stromänderungen, was an den schwankenden Brechungsindizes bis 88° gut erkannt werden kann. Der Lichtstrahl trifft bei diesen hohen Winkeln den Spiegel nicht mehr vollständig, was man an der starken Abweichung nach oben bei 88° sieht.

Aus diesem Grund werden hier zwei Mittelwerte gebildet: Der erste $\langle n \rangle$ enthält alle Messpunkte, beim zweiten $\langle \tilde{n} \rangle$ werden die stark abweichenden Werte um den

Brewsterwinkel herum (ab 70°) ausgelassen:

$$\begin{aligned}\langle n \rangle &= 3.82 \pm 0.03 \\ &= 3.82 \pm 0.9 \%\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\langle \tilde{n} \rangle &= 3.86 \pm 0.01 \\ &= 3.86 \pm 0.3 \%\end{aligned}$$

Vergleicht man diese Werte mit dem Literaturwert von $n_{\text{lit}} = 3.92 \pm 1\%$, so erhält man eine Abweichung von 2.6 % zum ersten und 1.8 % zum zweiten Mittelwert. Die Messreihe ist also trotz der Abweichungen am BREWSTER-Winkel bereits genauer als die Messreihe mit senkrechter Polarisierung, was auch das Diagramm in Abbildung 3 zeigt.

θ [°]	I_0 [mA]	$I_0 - I_b$ [mA]	\sqrt{I}	n
2	0.275	0.274	0.5893	3.87
4	0.270	0.269	0.5839	3.82
6	0.270	0.269	0.5839	3.83
8	0.265	0.264	0.5785	3.78
10	0.265	0.264	0.5785	3.80
12	0.265	0.264	0.5785	3.82
14	0.260	0.259	0.5730	3.79
16	0.260	0.259	0.5730	3.82
18	0.255	0.254	0.5674	3.80
20	0.255	0.254	0.5674	3.84
22	0.250	0.249	0.5618	3.83
24	0.245	0.244	0.5561	3.82
26	0.240	0.239	0.5504	3.81
28	0.235	0.234	0.5446	3.81
30	0.230	0.229	0.5388	3.82
32	0.225	0.224	0.5329	3.83
34	0.220	0.219	0.5269	3.85
36	0.215	0.214	0.5209	3.88
38	0.205	0.204	0.5086	3.85
40	0.195	0.194	0.4960	3.82
42	0.190	0.189	0.4896	3.87
44	0.180	0.179	0.4765	3.86
46	0.170	0.169	0.4630	3.85
48	0.160	0.159	0.4491	3.86
50	0.150	0.149	0.4348	3.87
52	0.140	0.139	0.4200	3.89
54	0.130	0.129	0.4046	3.93
56	0.120	0.119	0.3887	3.97
58	0.100	0.099	0.3546	3.86
60	0.087	0.086	0.3306	3.87
62	0.075	0.074	0.3068	3.91
64	0.062	0.061	0.2786	3.94
66	0.048	0.047	0.2448	3.94
68	0.035	0.034	0.2085	3.96
70	0.024	0.023	0.1719	4.02
72	0.016	0.015	0.1393	4.17
74	0.008	0.007	0.0964	2.81
76	0.007	0.006	0.0896	3.30
78	0.014	0.013	0.1299	3.56
80	0.032	0.031	0.1992	3.71
82	0.068	0.067	0.2920	3.80
84	0.140	0.139	0.4200	3.77
86	0.285	0.284	0.5999	3.43
88	0.420	0.419	0.7286	4.38

Tabelle 2: Tabelle zur Bestimmung des Brechungsindex n bei waagerechter Polarisation. Vor dem Doppelstrich sind die tatsächlich gemessenen Größen θ (Winkel) und I_0 (Intensität) aufgeführt. Wegen der ungenauen Strommessung bei großen Winkeln ist der letzte Brechungsindex deutlich zu groß.

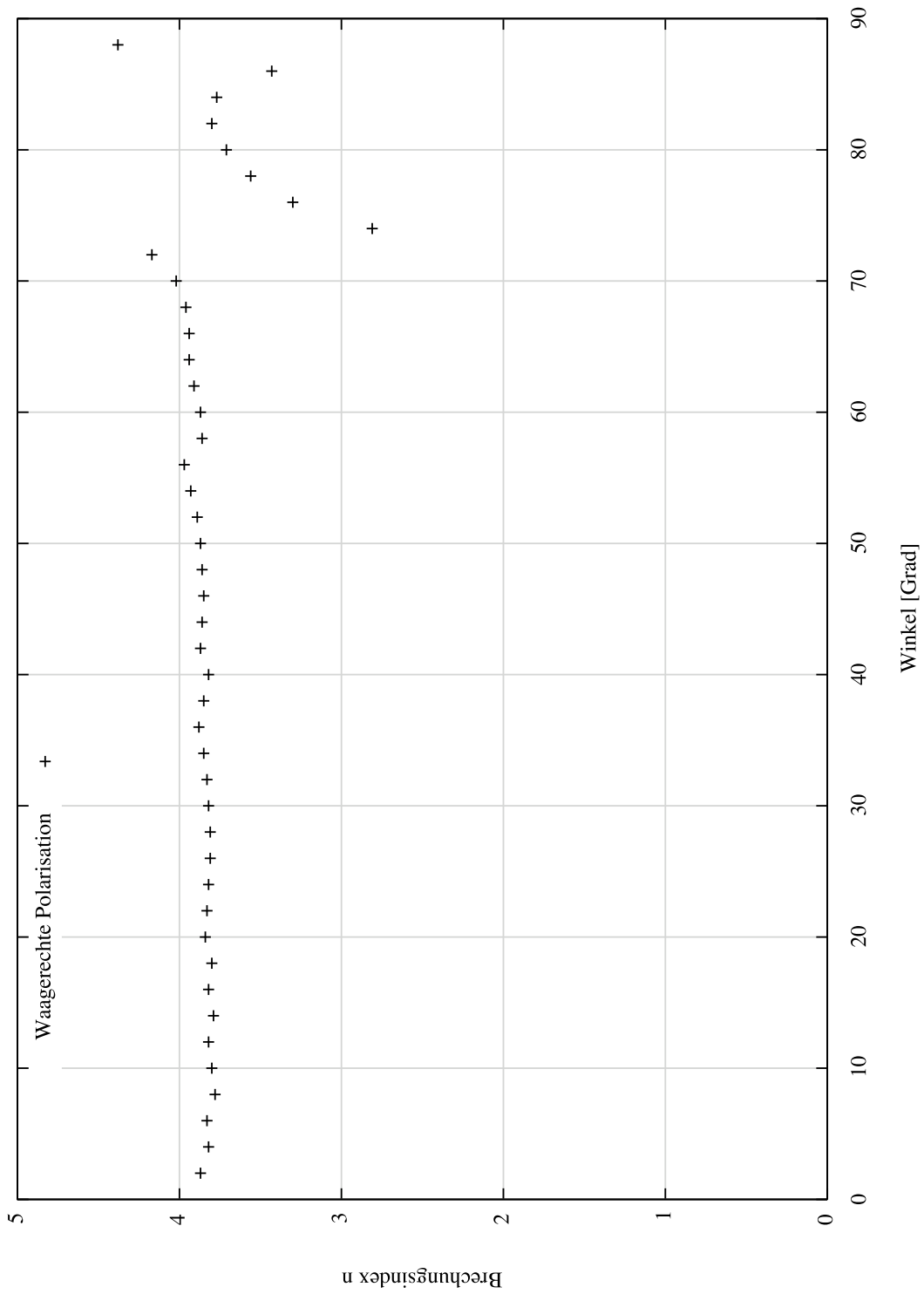


Abbildung 3: Abhängigkeit des Brechungsindex n vom Messwinkel θ bei waagerechter Polarisation. Um den BREWSTER-Winkel herum sind deutliche Abweichungen zu erkennen.

3.3. Bestimmung des Brechungsindex über den BREWSTER-Winkel

Betrachtet man die Messreihe für die waagerechte Polarisation in Tabelle 2, so vermutet man den BREWSTER-Winkel in einem Bereich um den Winkel $\theta = 74^\circ$. Eine genauere Messung liefert einen minimalen Strom bei

$$\theta_B = 75.25^\circ.$$

Es gilt nun die in der Theorie gezeigte Beziehung $\tan \theta_B = n$, womit man sofort den Brechungsindex n errechnen kann:

$$n = 3.80$$

Dieser Wert liegt zwischen den Brechungsindizes, die mit den anderen Methoden ermittelt wurden und weicht um 3.1 % vom Literaturwert ab. Zu beachten ist hierbei, dass diese Messung höchst empfindlich im Bezug auf den eingestellten Winkel ist. Schon aus statistischen Gründen sind die Messungen mit vielen Messpunkten deshalb prinzipiell vorzuziehen.

Um die Winkelabhängigkeit dieser Messmethode zu illustrieren verändert man den gemessenen Winkel von $\theta_B = 75.25^\circ$ um 0.5° nach unten bzw. oben und erhält Brechungsindizes von 3.67 bzw 3.94, was bereits Abweichungen von ungefähr 3.5 % sind.

3.4. Grafische Darstellung für beide Polarisationsfälle und Diskussion der Ergebnisse

Es ist nun noch ein Diagramm zu erstellen, in dem die um den Dunkelstrom bereinigte Größe $\sqrt{(I_r - I_d) / I_e}$ gegen den Winkel θ aufgetragen wird. Für die eingezeichneten Kurven werden die gemittelten Brechungsindizes $\langle \tilde{n} \rangle$ benutzt, d.h. die um große Abweichungen bereinigten Messwerte. Das Diagramm findet sich in Abbildung 4 auf der nächsten Seite.

Es fällt auf, dass die Messwerte insgesamt gut mit den Kurven übereinstimmen. Hierbei liegen die Messwerte für die waagerechte Polarisation deutlich regelmäßiger auf der Kurve als die Messwerte bei senkrechter Polarisation. Bei beiden Messreihen zeigen zum Teil deutliche Abweichungen ab etwa 70° . Bei der waagerechten Polarisation erkennt man, dass der Knick in der Kurve durch die tatsächlichen Messwerte nicht nachgezeichnet wird, sondern den Eindruck eines glatten Verlaufs macht. Das theoretische Minimum von 0 wird ebenfalls nicht erreicht, was insbesondere durch die nicht vollständige Polarisation des Lasers erklärt wird.

Neben diesen Polarisationsfehlern sind außerdem Fehler bei der Justierung der Apparatur kaum vermeidbar. Das Messgerät reagiert sehr empfindlich darauf, wenn das Laserlicht nicht vollständig den Detektor trifft. Dieser Fehler wird versucht zu vermeiden, indem der Detektor sehr langsam am Laserstrahl vorbei bewegt wird und das Maximum des gemessenen Stroms notiert wird. Diese Methode hat insbesondere bei der Messung der waagerechten Polarisationsrichtung und bei der Ausmessung des BREWSTER-Winkels gut funktioniert. Trotzdem ist es kaum möglich, den Strahlverlauf so gut zu justieren, dass alles Licht optimal reflektiert wird. Derartige Fehler treten als systematische Abweichungen auf; so sind alle gemessenen Brechungsindizes kleiner als der Literaturwert.

Es ist an der benutzten Apparatur ebenfalls ein kleiner Riss des Si-Spiegels zu erkennen, der zu verfälschten Ergebnissen führen kann. Vermutlich lassen sich die schlechten Messungen für Winkel $\theta > 70^\circ$ auf diesen Defekt zurückführen. Insgesamt scheint die Auswirkung des Risses jedoch nicht groß gewesen zu sein, da die Ergebnisse für kleinere Winkel gut passen.

Verbleibende Abweichungen zum Theoriewert könnten darauf beruhen, dass der Spiegel nicht aus dem im Theoriewert angenommenen hochreinem Silizium besteht und daher einen tatsächlich anderen Brechungsindex hat.

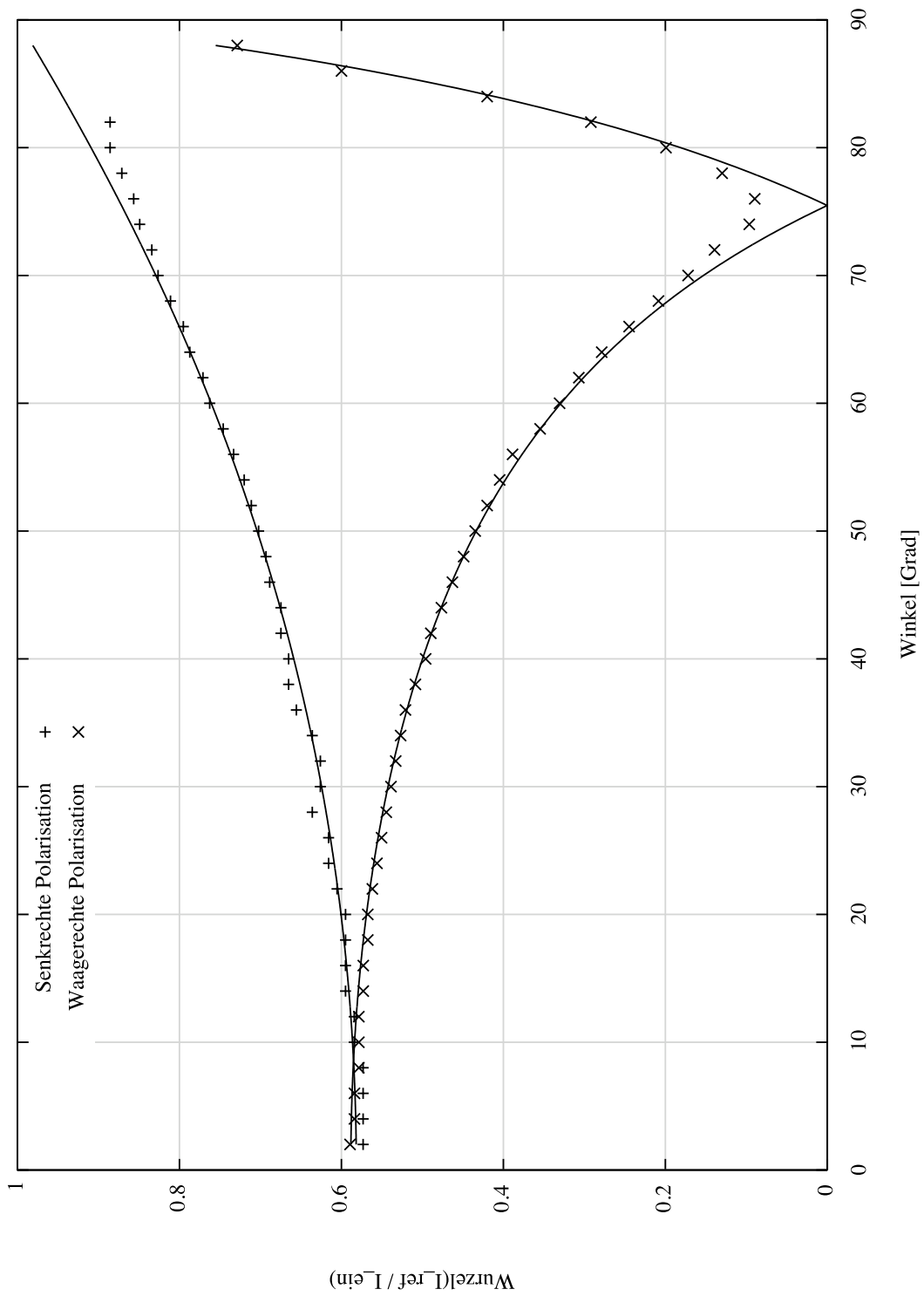


Abbildung 4: Diagramm zum Vergleich der gemessenen Werte für die Intensitätsverhältnisse mit der aus den Mittelwerten zu erwartenden Kurve.

A. Anhang

A.1. Literatur

- [1] Die Abbildungen im Theorieteil stammen aus der Versuchsanleitung (<http://berners-lee.physik.uni-dortmund.de/praktikum/AP-Anleitungen/INHALTneu.htm>).
- [2] Der Literaturwert für den Brechungsindex von Silizium stammt aus einem Datenblatt der Firma CVI Laser, LLC. (http://www.cvilaser.com/Common/PDFs/Index_of_Refraction.pdf)

A.2. Messdaten

Messdaten angefügt in Kopie.