

Praktikum Klassische Physik II

Versuchsauswertung:

Mikrowellenoptik

(P2-15)

Christian Buntin, Jingfan Ye

Gruppe Mo-11

Karlsruhe, 26. April 2010

Inhaltsverzeichnis

1	Bestimmung der Wellenlänge	2
2	Beobachtung des Signals	2
3	Fresnel-Beugung und Justierung	3
4	Einzelspalt, Doppelspalt, Gitter	4
5	Interferometer	5
6	Polarisation	5
7	Absorptionsvermögen	8
8	Optischer Tunneleffekt	9

1 Bestimmung der Wellenlänge

Wir haben die Intensität des Signals in Abhängigkeit der Wellenlänge bestimmt (Abbildung 1). Aus den daraus abgelesenen Abständen der Minima (Knoten) haben wir durch lineare Regression den mittleren doppelten Abstand $2x = 0,031$ m ermittelt. Damit folgt für die verwendete Wellenlänge

$$\lambda = 2x = 31 \text{ mm.}$$

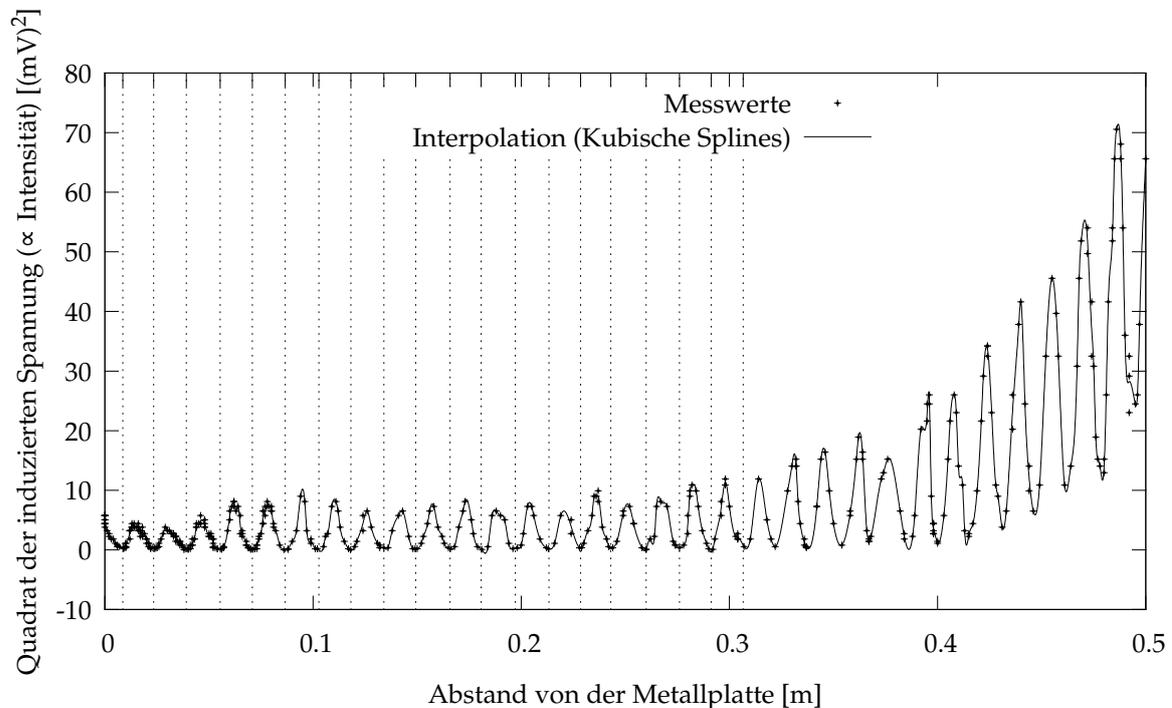


Abbildung 1: Wellenlängenbestimmung durch stehende Wellen an einer Metallplatte

Mit zunehmendem Abstand des Empfangsdipols von der Metallplatte ist dieser immer näher am Sender. Da der Empfangsdipol aus allen Richtungen empfängt, steigt daher bei größerer Entfernung von der Metallplatte das Signal stark an. Daher wurde zur Auswertung nur der Bereich herangezogen, an dem das ursprüngliche Signal des Senders nicht überhand nimmt.

Das Schaubild zeigt zwar einen Bauch direkt an der Metallplatte, aber eigentlich sollte dort ein Knoten sein. Möglicherweise haben wir aber mit dem Empfangsdipol nur die Intensität wenige Millimeter vor der Metallplatte bestimmt, da der Empfangsdipol selbst ein paar Millimeter dick war.

2 Beobachtung des Signals

Wie in der Vorbereitung gezeigt, ist die Intensität I des Signals der gemittelte Betrag des Poynting-Vektors \vec{S} , für welchen gilt:

$$I = \langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{2\mu_0} E_0 B_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 \propto U_{\text{ind}}^2$$

Aufgrund dieser Proportionalität haben wir zur Messung der Intensität immer das Quadrat der induzierten Spannung im Empfänger herangezogen.

Mit dem Hornempfänger haben wir weiterhin den Zusammenhang zwischen der Entfernung des Empfängers und der gemessenen Intensität untersucht (Abbildung 2). Dabei sieht man mit fortschreitender Entfernung deutlich den quadratischen Abfall des Signals (mit $\frac{1}{r^2}$). Die Minima und Maxima resultieren wohl aus stehenden Wellen, die am Empfangsgehäuse trotz optimaler Form auftreten. Am Anfang, wenn der Empfänger noch nah an der Quelle misst, sind diese Effekte stärker und nehmen mit zunehmendem Abstand ab.

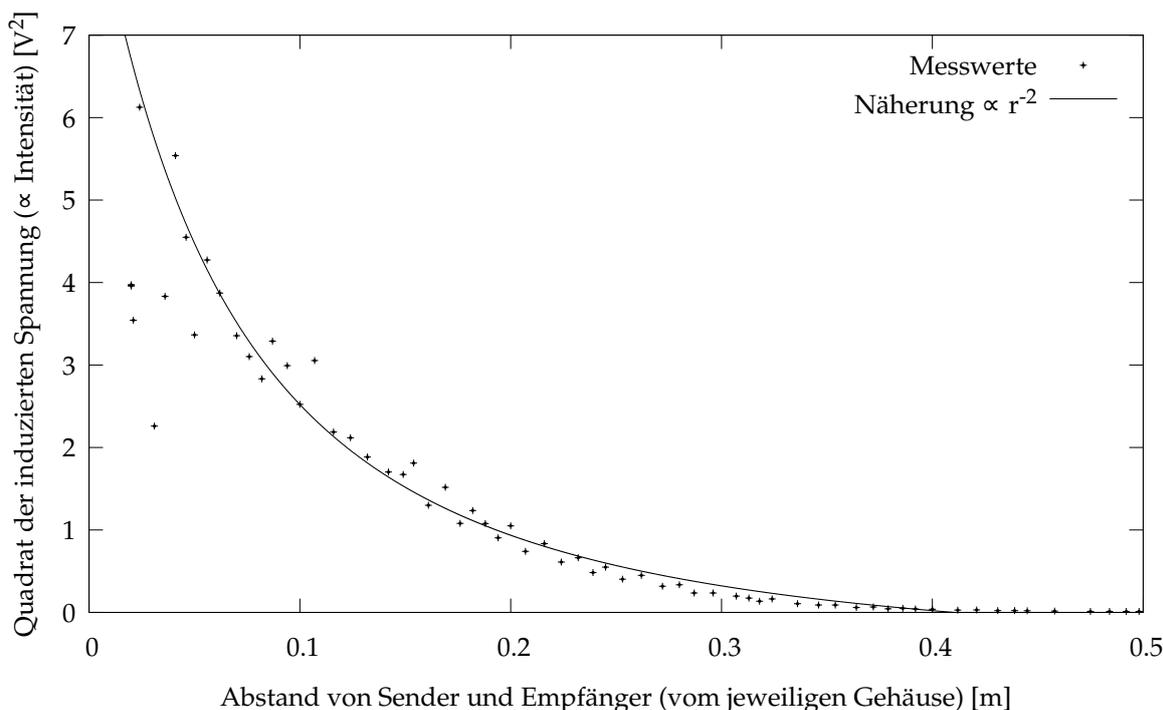


Abbildung 2: Zusammenhang Entfernung des Empfängers und der Intensität

3 Fresnel-Beugung und Justierung

Wir haben die Apparatur so gut wie möglich justiert und ein Einzelspalt-Beugungsmuster (Spaltbreite 3,8 cm) aufgenommen, als der Sender noch nicht im Brennpunkt der Paraffinlinse stand (Abbildung 3 auf der nächsten Seite). Nachdem auch die Position des Senders korrekt war, haben wir wieder ein Beugungsmuster aufgenommen (Abbildung 4 auf Seite 5). Man sieht deutlich, dass die zweite Kurve mehr der Fraunhoferbeugung entspricht als die erste. Denn bei dieser ist das Hauptmaximum viel stärker ausgeprägt und nicht von Minima durchsetzt. Auch sieht man deutlich, dass die Intensität, welche am Empfänger ankommt, in der zweiten Kurve höher ist, da eben die Senderposition korrekt auf die Linsen eingestellt wurde. Damit sind die Mikrowellen zwischen beiden Linsen parallel und werden nicht gestreut. Die Mikrowellen, die bei der ersten Linse ankommen, kommen also auch bei der zweiten Linse an.

Woher allerdings das Minimum bei 0° herrührt, ist auch uns unklar. Der Theorie zufolge sollte dort eigentlich ein Maximum vorliegen.

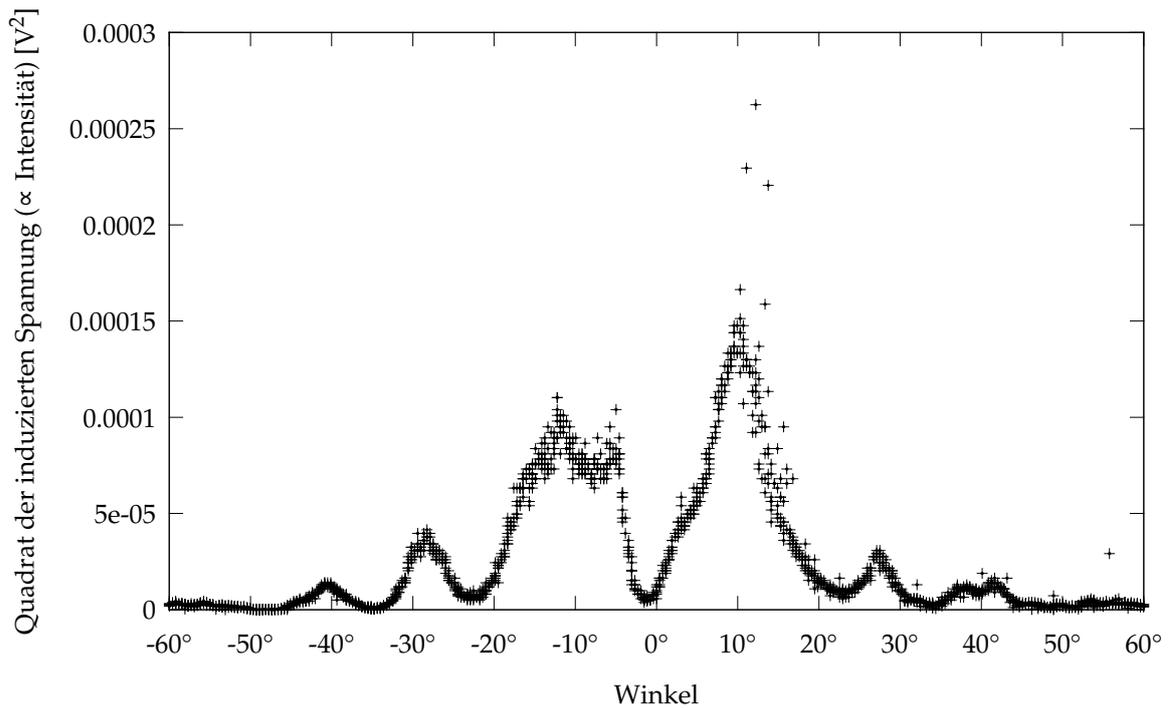


Abbildung 3: Fresnelbeugung am Einzelspalt

4 Einzelspalt, Doppelspalt, Gitter

Nach der Vorbereitung gilt für das Beugungsmuster eines Spaltsystems mit n Spalten der Breite b und dem Abständen g :

- $n = 1$:

$$\frac{I}{I_0} = b^2 \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{b\pi}{\lambda} \sin(\alpha) \right)$$

- $n = 2$:

$$\frac{I}{I_0} = 4 \cos^2 \left(\frac{g\pi}{\lambda} \sin(\alpha) \right) b^2 \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{b\pi}{\lambda} \sin(\alpha) \right)$$

- $n = 4$:

$$\frac{I}{I_0} = 4 \left[\cos \left(\frac{g\pi}{\lambda} \sin(\alpha) \right) + \cos \left(3 \frac{g\pi}{\lambda} \sin(\alpha) \right) \right]^2 b^2 \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{b\pi}{\lambda} \sin(\alpha) \right)$$

- $n = 5$:

$$\frac{I}{I_0} = \left[1 + 2 \cos \left(2 \frac{g\pi}{\lambda} \sin(\alpha) \right) + 2 \cos \left(4 \frac{g\pi}{\lambda} \sin(\alpha) \right) \right]^2 b^2 \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{b\pi}{\lambda} \sin(\alpha) \right)$$

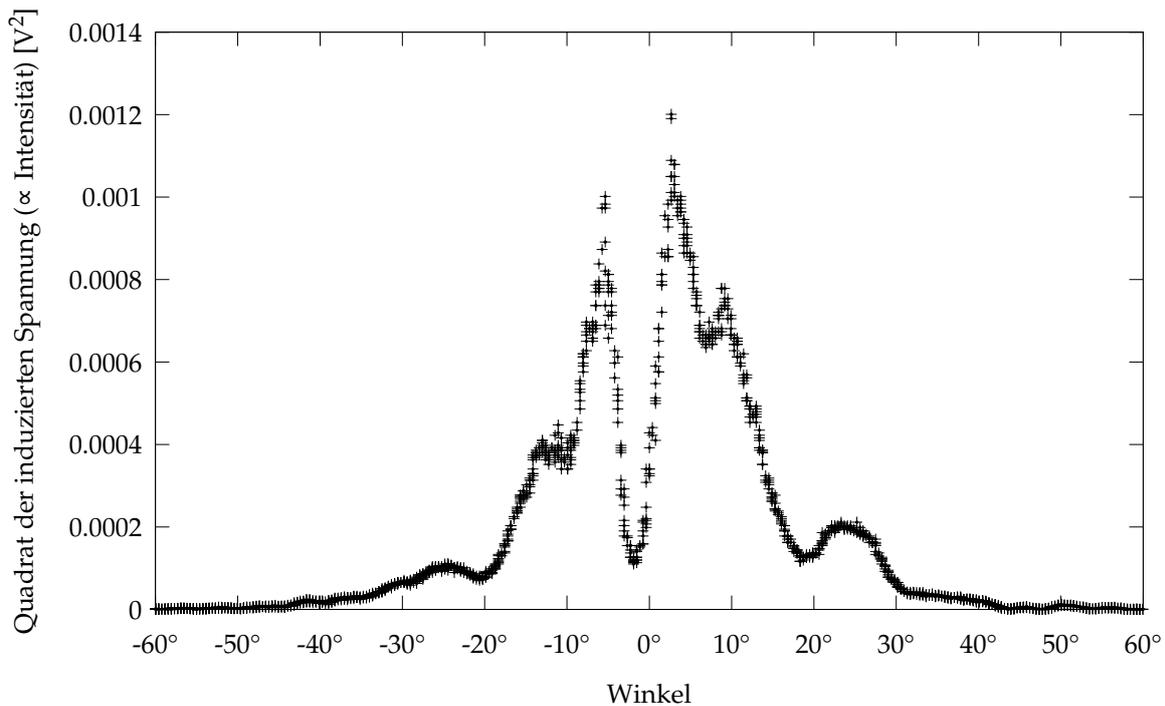


Abbildung 4: Möglichst gute Fraunhoferbeugung am Einzelspalt

mit $\text{sinc } x = \frac{\sin x}{x}$.

Wir haben die Beugungsmuster eines Doppelspalt (Abbildung 5 auf der nächsten Seite), eines Vierfachspalt (Abbildung 6 auf der nächsten Seite) und eines Fünffachspalt (Abbildung 7 auf Seite 7) aufgenommen und die theoretische Kurve angepasst. Aus dieser Anpassung bestimmten wir die Wellenlänge λ .

5 Interferometer

Aus zwei Plexiglasscheiben haben wir ein Interferometer aufgebaut und das Signal in Abhängigkeit des Plattenabstandes gemessen (Abbildung 8 auf Seite 7). Da dieser Aufbau einem Fabry-Pérot-Interferometer entspricht, für dessen Transmission T gilt:

$$\frac{I}{I_0} = T(x) = \frac{1}{1 + F \sin^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} x \right)}$$

haben wir durch annähern einer Funktion $\propto T(x)$ die Wellenlänge λ mit

$$\lambda = 31 \text{ mm}$$

bestimmt. Dies entspricht genau der in Aufgabe 1 gemessenen Wellenlänge.

6 Polarisation

Die Intensität ohne $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen soll bei einer Drehung des Empfängers um θ wie $\cos^2 \theta$ auf Null abfallen. Bei uns (Abbildung 9 auf Seite 8) fällt die Intensität allerdings schon viel

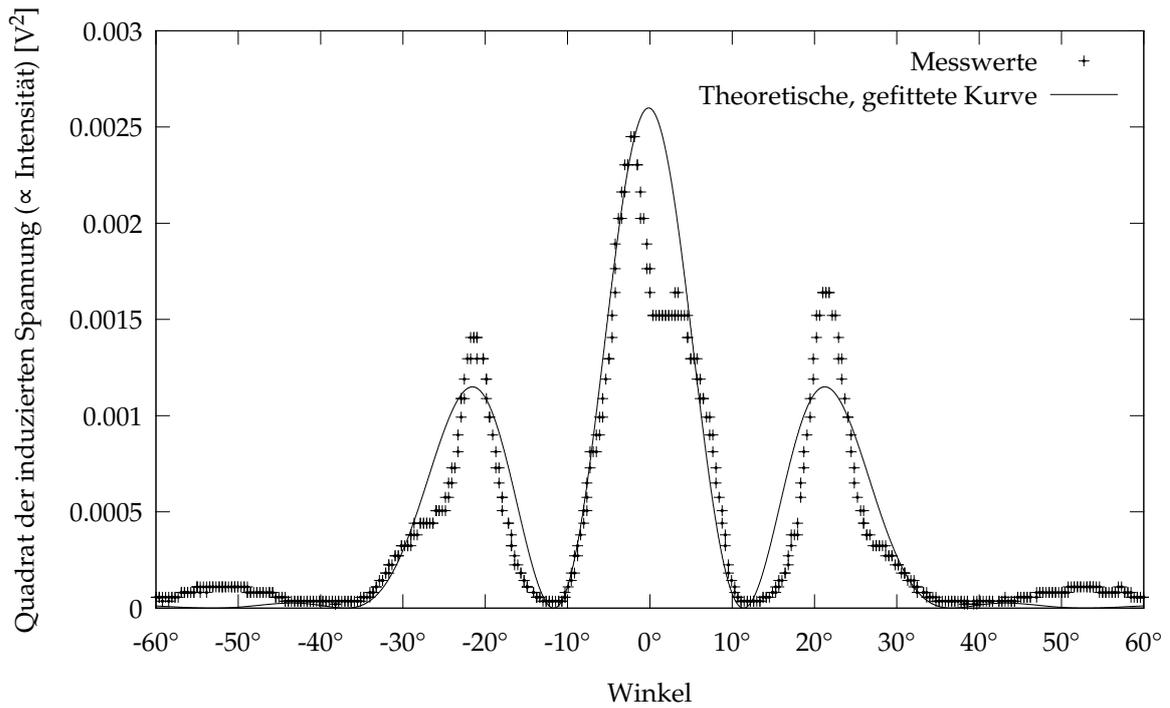


Abbildung 5: Doppelspalt mit $g = 7,6$ cm und $b = 3,8$ cm
Fit: $\lambda = 30,37$ mm

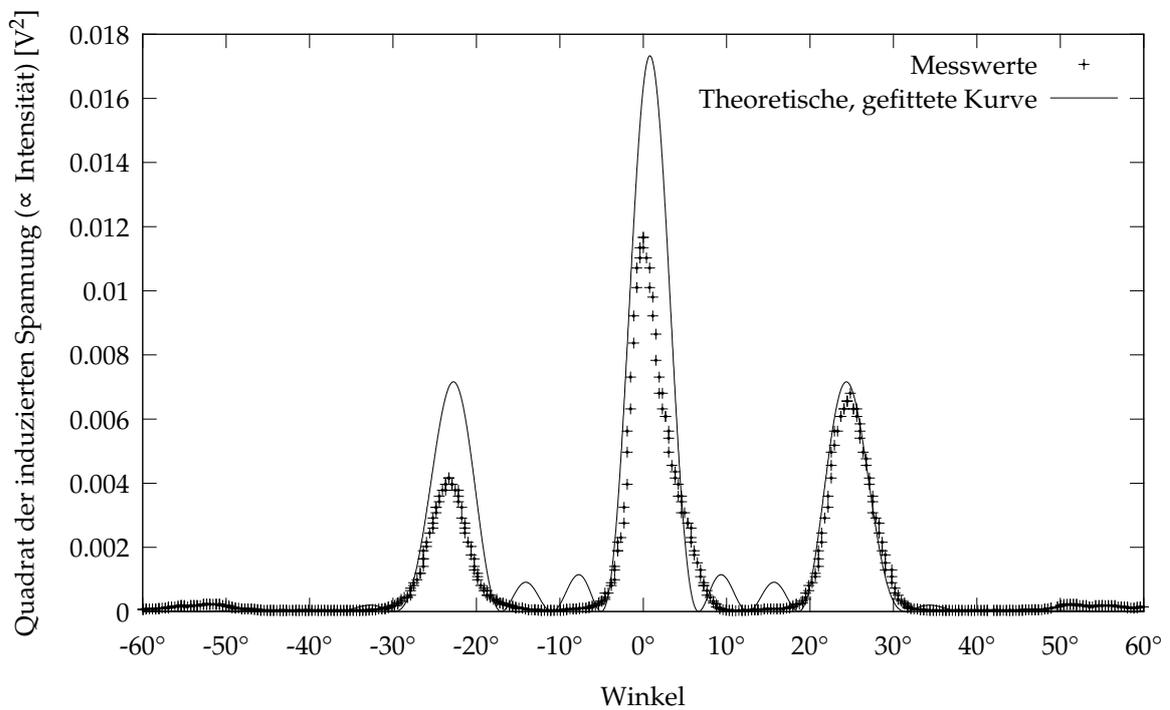


Abbildung 6: Vierfachspalt mit $g = 7,6$ cm und $b = 3,8$ cm
Fit: $\lambda = 30,98$ mm

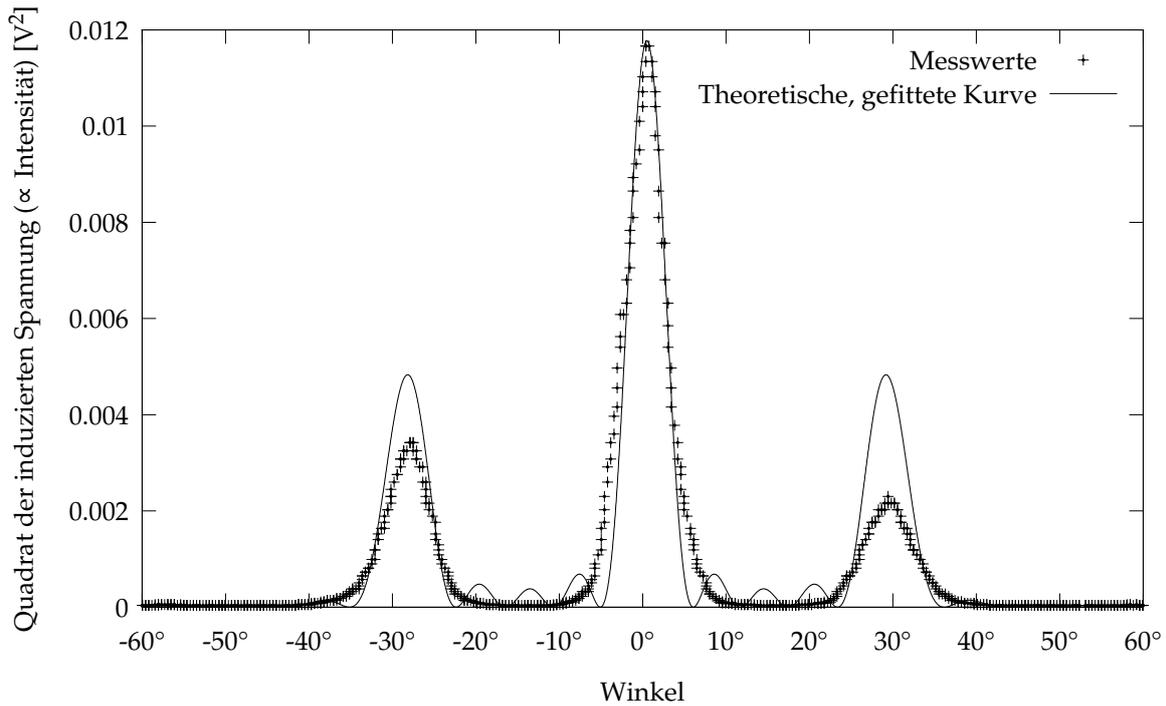


Abbildung 7: Fünffachspalt mit $g = 6,4$ cm und $b = 3,2$ cm
Fit: $\lambda = 31,09$ mm

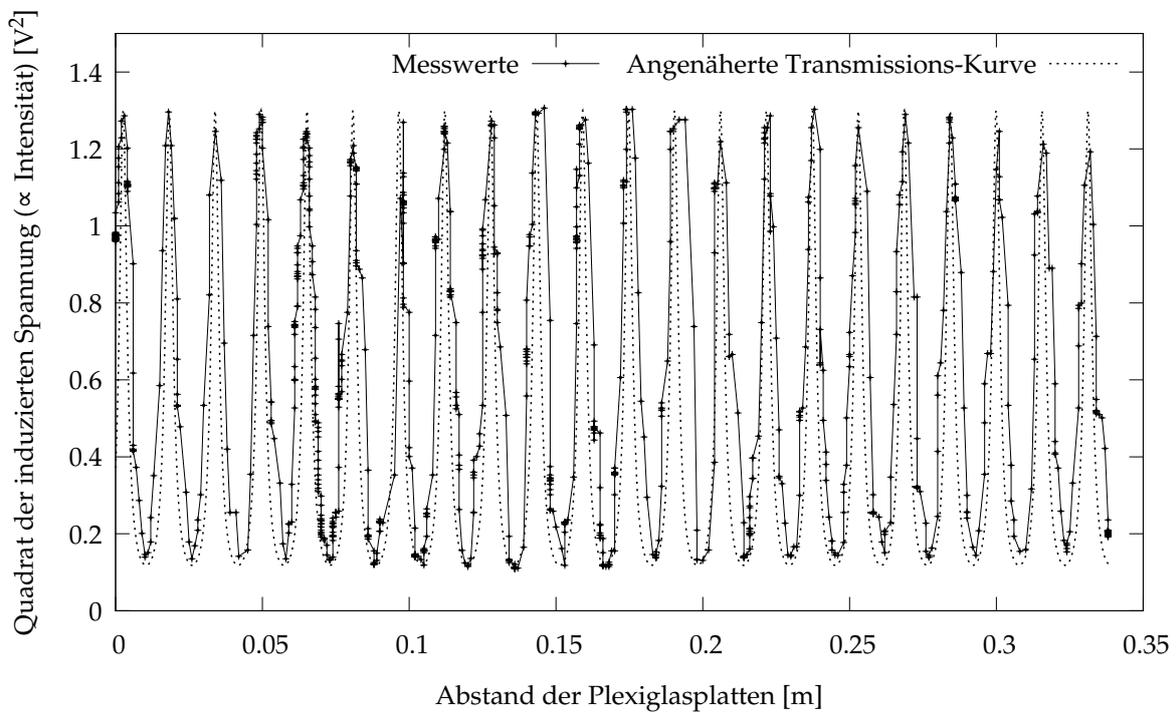


Abbildung 8: Intensität beim Interferometer

schneller ab als erwartet. Möglicherweise liegt dies an der Geometrie des Hornempfängers, dessen Breite größer als dessen Höhe ist.

Mit $\frac{1}{4}$ -Plättchen (Abbildung 10 auf der nächsten Seite) zeigt sich, dass die Intensität sogar erst einmal ansteigt, bis sie dann anfällt. Dies liegt vermutlich daran, dass wir das Wellenplättchen nicht so genau justiert haben, dass die große Halbachse der Polarisation genau bei 0° liegt. Wie erwartet fällt diese die Intensität bei 90° nicht bis auf Null, es kommt immer noch ein deutliches Signal an. Dieses Signal bildet die kleine Halbachse der Polarisation ab.

Man sieht hier auch, dass die Wellen durch das Plättchen sehr stark gedämpft werden und die elliptische Form sehr ausgeprägt ist.

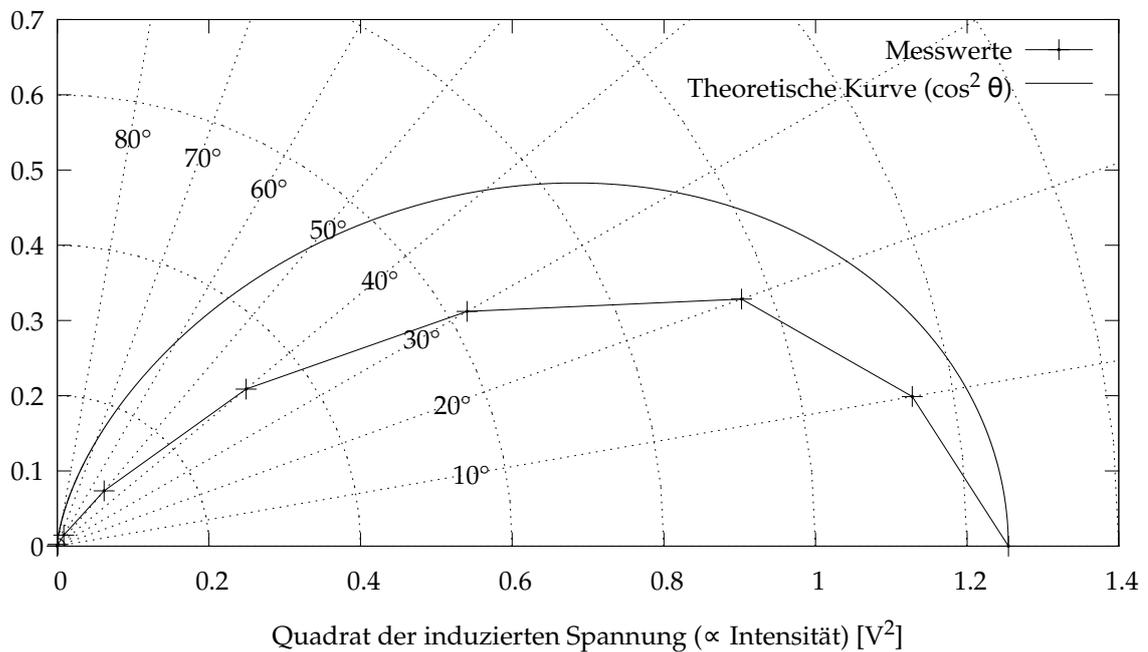


Abbildung 9: Intensität in Abhängigkeit der Polarisation des Empfängers im Polardiagramm

7 Absorptionsvermögen

Das Paraffin zeigt so gut wie keine Absorption der Mikrowellen. Beim Einbringen einer Plexiglasscheibe zwischen Sender und Empfänger ging die Intensität am Empfänger um ca. 20% zurück. Beim Einbringen einer Glasscheibe ging sie sogar um ca. 50% zurück.

Aus diesem Grund sind die Linsen zur Manipulation des Strahlenganges aus Paraffin. Da beim Plexiglas ein Teil der Wellen reflektiert werden, haben wir diese auch für das Interferometer verwendet.

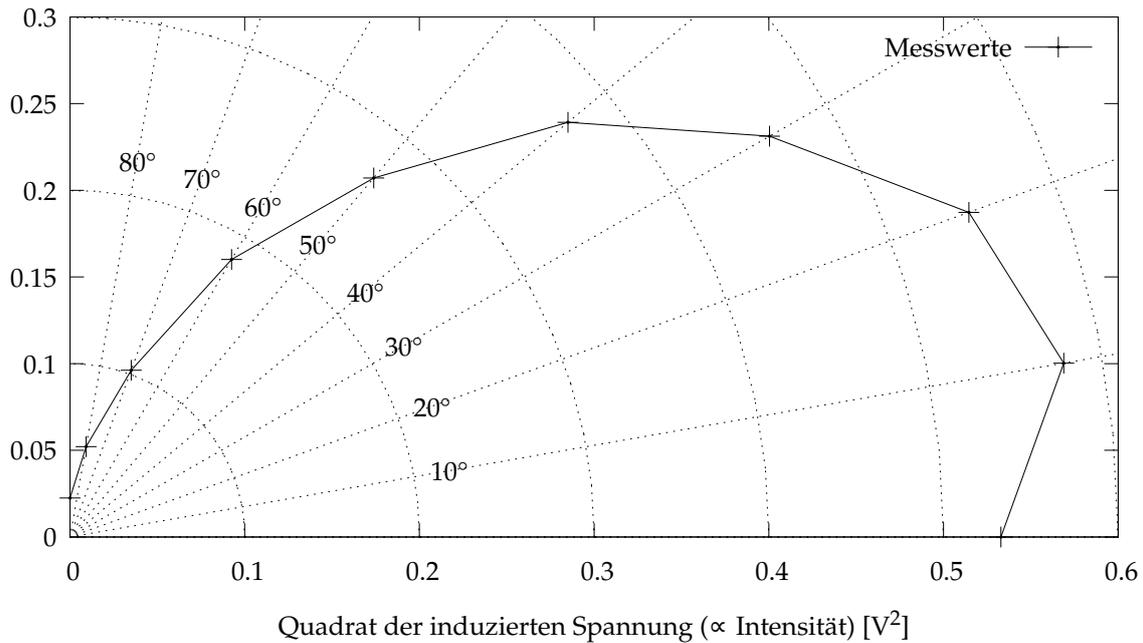


Abbildung 10: Intensität in Abhängigkeit der Polarisation des Empfängers mit $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen im Polardiagramm

8 Optischer Tunneleffekt

Mit den Zuckerprismen haben wir einen Würfel in den Strahlengang gebaut und gemessen, wie die Intensität beim Trennen der Prismen abfällt (Abbildung 11 auf der nächsten Seite). An diese Messwerte haben wir eine Kurve mit exponentiellem Abfall ($\propto e^{-bx}$) angepasst.

Für Reichweite R , nach welcher die Intensität $I(t) = I_0 e^{-bx}$ um $\frac{1}{e}$ abgenommen hat, gilt:

$$\frac{I(t)}{I_0} = e^{-bx} \stackrel{!}{=} \frac{1}{e} \Leftrightarrow -bx = -1 \Leftrightarrow x = \frac{1}{b} = \frac{1}{0,229 \frac{1}{\text{mm}}} = 4,4 \text{ mm} = R$$

Zur Auswertung ist auch eine logarithmische Auftragung möglich (Abbildung 12 auf der nächsten Seite). Die Steigung der Regression ist $m = -0,244$. Damit folgt für die Reichweite R :

$$R = \left| \frac{1}{m} \right| = 4,1 \text{ mm}$$

Da die Genauigkeit des linearen Fits höher war, nehmen wir für die Reichweite

$$R = 4,1 \text{ mm}$$

an.

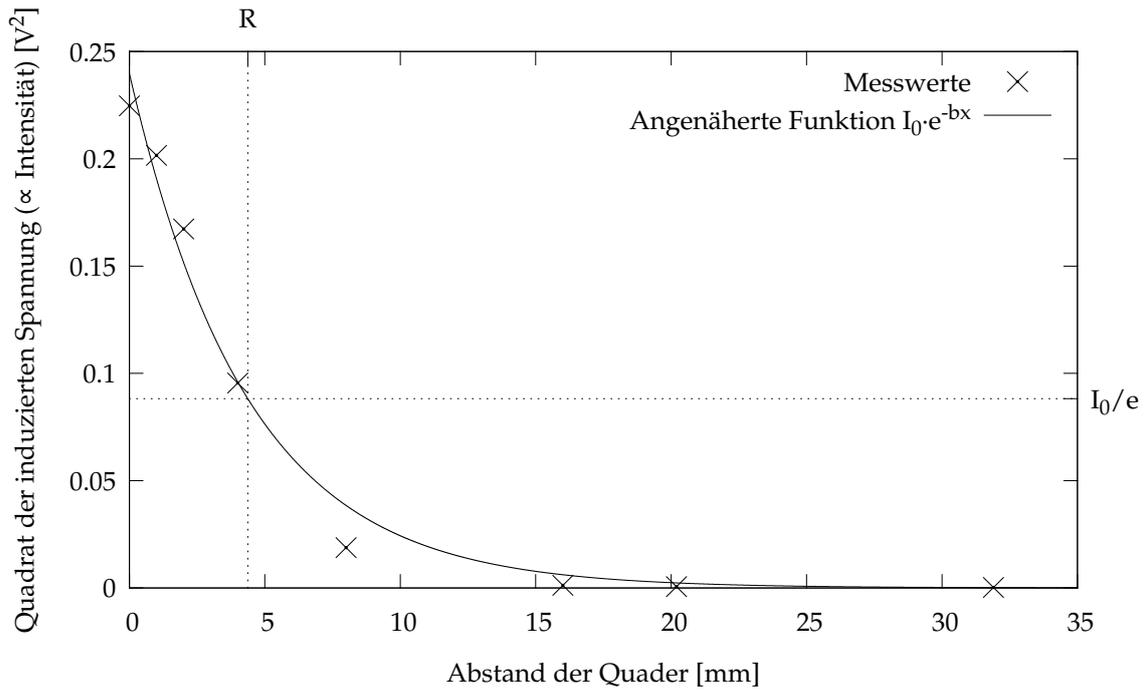


Abbildung 11: Intensität in Abhängigkeit des Prismenabstandes beim Tunneleffekt
 Werte der Regression: $I_0 = 0,240 V^2$, $b = 0,229 \frac{1}{mm}$

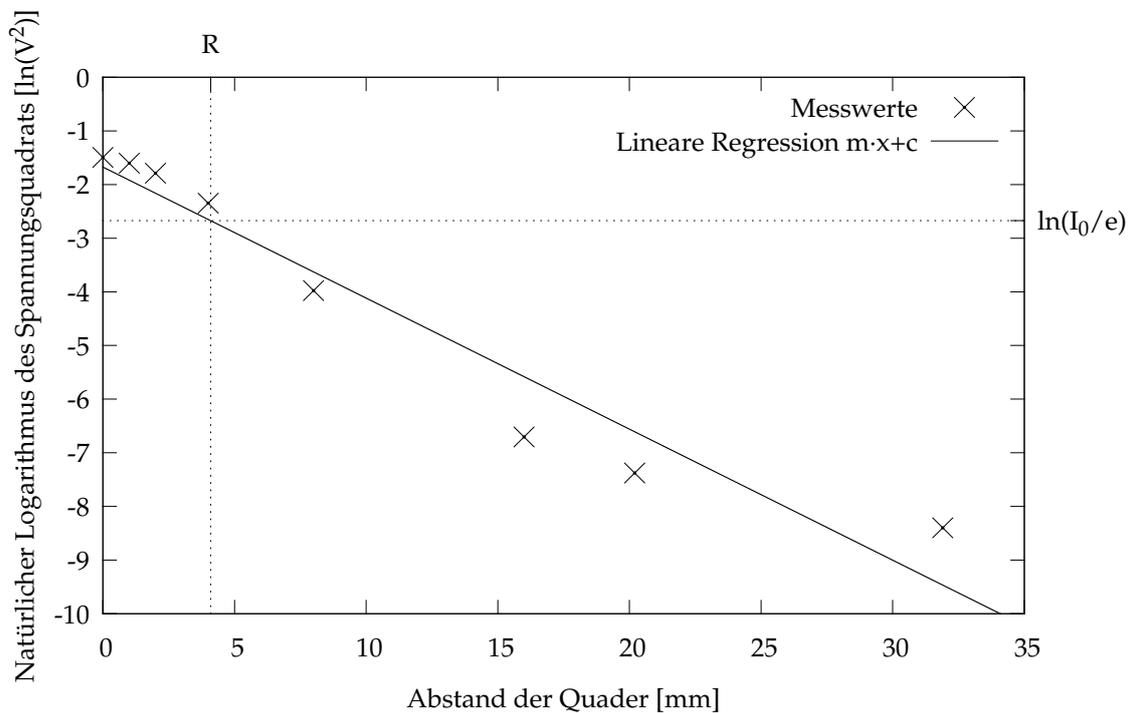


Abbildung 12: Intensität in Abhängigkeit des Prismenabstandes beim Tunneleffekt (logarithmische Auftragung)

Werte der Regression: $m = -0,244 \frac{\ln(V^2)}{mm}$, $c = -1,673 \ln(V^2)$