Inhaltsverzeichnis

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Einleitende Worte zum Versuch

Der Versuch *Optik 1 - Freie Ladungsträger* beschäftigt sich mit dem Einfluß freier Ladungsträger auf das Reflexionsverhalten eines Halbleiters im Infrarot-Bereich. Dabei wird das spektral aufgelöste Licht per Prismenmonochromator untersucht, der Einfluß der Umgebungsstrahlung soll dabei durch Anwendung der sog. *Lock-In-Technik* eliminiert werden. Ob dabei das erwartete, von den Metallen her bekannte Ergebnis, nämlich eine erhöhte Reflexion bei höherer Dotierung aufgrund der Abschirmung durch die freien Ladungsträger, eintritt, wird der Versuch zeigen.

1.2 Lichteinstrahlung auf Festkörper

Fällt Licht auf einen Festkörper ein, so kann dieses durch den Körper reflektiert und/oder transmittiert und/oder absorbiert werden. Beispielsweise

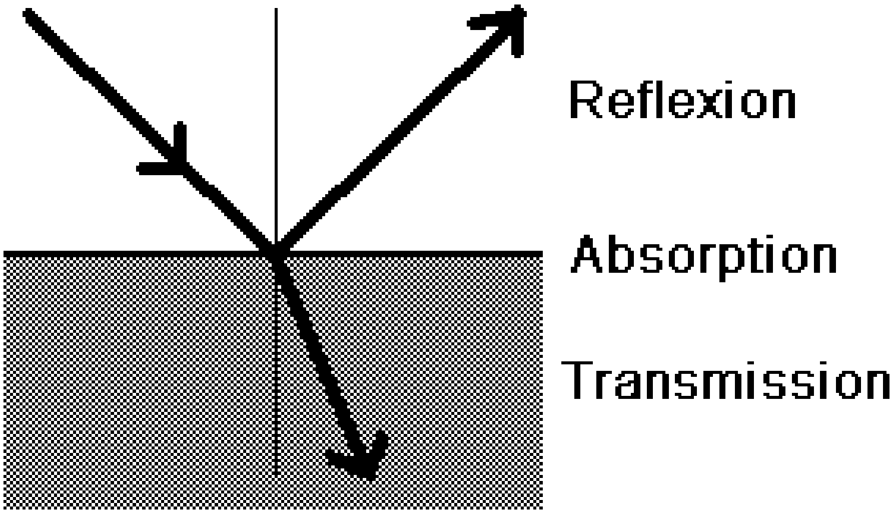

Abbildung 1: Lichteinstrahlung auf Festkörper

wird sichtbares Licht von Metallen zu fast 100 % reflektiert, Isolatoren wie Diamant oder Glas transmittieren dagegen beinahe vollständig.

Im folgenden soll nun betrachtet werden, welche Auswirkungen eine elektromagnetische Welle auf die Atome und Moleküle des Festkörpers hat:

1.2.1 Polare Anregungen

Verfügt die einfallende Welle über eine genügend hohe Energie (eV-Bereich), gegeben durch $E = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda}$, mit der Frequenz ν, der Wellenlänge λ, dem Planckschen Wirkungsquantum $h = 6,6262 \cdot 10^{-34} J \cdot s$ und der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit $c = 2,99792458 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$, so kann ein *Valenzelektron* zum Schwingen angeregt oder gar ausgelöst werden ($\rightarrow$ *Photo-Effekt*), welches dann als *Leitungselektron* zur Verfügung steht. Desweiteren können freie Ladungsträger bewegt ($\rightarrow$ *Compton-Effekt*) oder das Kristallgitter zu Schwingungen angeregt werden. Da mechanisch ausgelöste Schwingungen des Kristallgitters sich in der Übertragung von Dichtewellen äußern, also Schall, spricht man bei Letzteren von *Phononen*, wobei man Schallwellen als *akustische Phononen* (die im folgenden nicht weiter betrachtet werden), Verzerrungen der Elementarzellen der Kristalle (siehe Abb. 2) dagegen als *optische Phononen* bezeichnet. Aus der Abbildung wird ersichtlich, dass die als ent-

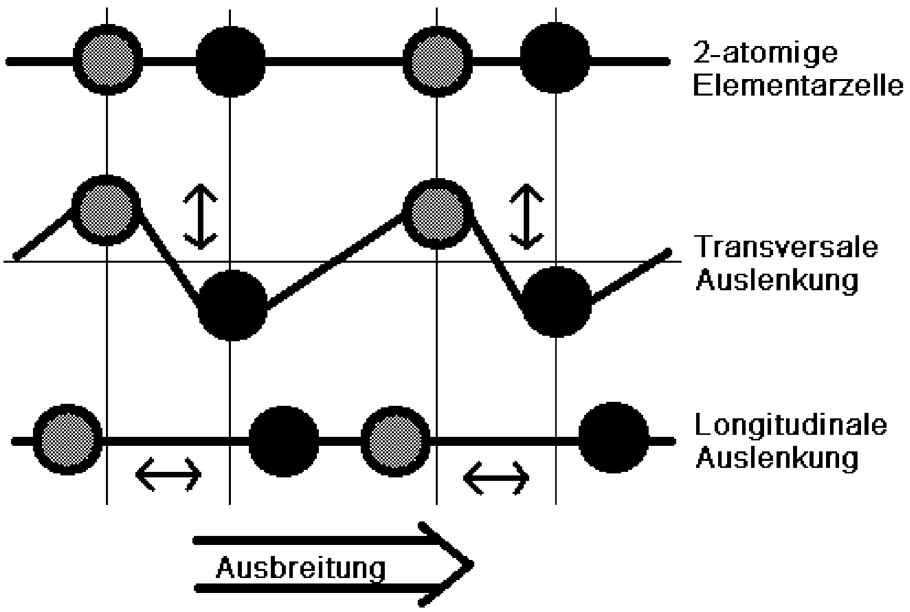

Abbildung 2: Verzerrung einer 2-atomigen Elementarzelle

gegengesetzt geladen anzunehmenden Einzelatome des Moleküls bei Auslenkung als schwingende Dipole anzusehen sind, deshalb also auch durch einfallende elektromagnetische Wellen zu Schwingungen angeregt werden können. Bei der nun folgenden Betrachtung der *Suszeptibilität* wird auf die vorhergenannten Fälle nochmals eingegangen.

1.2.2 Suszeptibilität und Dielektrische Funktion

Die Suszeptibilität $\chi(\omega)$ ist eine frequenzabhängige Funktion, die mit der

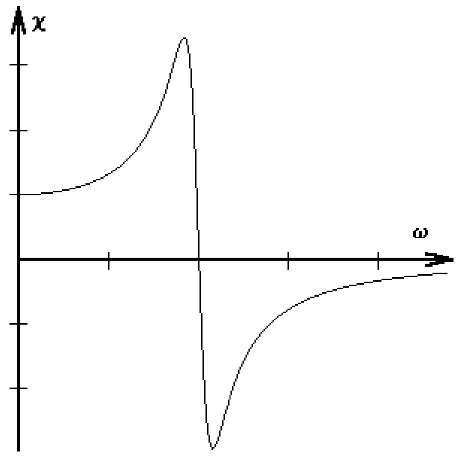

Abbildung 3: Suszeptibilität $\chi(\omega)$

dielektrischen Funktion $\epsilon(\omega)$ durch $\epsilon(\omega) = 1 + \chi(\omega)$ zusammenhängt; desweiteren ist der *Brechungsindex* $\tilde{n}$ gegeben durch $\tilde{n} = n + \mathfrak{i} \cdot \kappa$, mit dem Realteil $n(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)}$ und der Dämpfung κ im Imaginärteil. Außerhalb des Resonanzbereichs (Abb. 3: Resonanzbereich in Umgebung der Nullstelle) kann die Dämpfung vernachlässigt werden, für das *Reflexionsvermögen* / die *Reflektivität* gilt dann: $R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \quad (1)$.

Betrachten wir kurz, wie sich $\chi(\omega)$, betrachtet als *harmonischer Oszillator*, zusammensetzt: $\chi(\omega) = \frac{\Omega_p^2}{\Omega_0^2 - \omega^2 - \mathfrak{i} \cdot \Omega_\tau \cdot \omega} \quad (2)$, mit der Oszillatorstärke Ω_p, der Eigenfrequenz Ω_0 und der Dämpfung Ω_τ, bzw. getrennt nach Real- und Imaginärteil:

$$\chi(\omega) = \frac{(\Omega_0^2 - \omega^2) \cdot \Omega_p^2}{(\Omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Omega_\tau^2 \cdot \omega^2} + \mathfrak{i} \cdot \frac{\Omega_p^2 \cdot \Omega_\tau \cdot \omega}{(\Omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Omega_\tau^2 \cdot \omega^2} \quad (2.1).$$

Dabei besteht $\chi(\omega)$ aus Beiträgen der Valenzelektronen V, der Phononen P und der freien Ladungsträger F, d.h. $\epsilon = 1 + \chi_V + \chi_P + \chi_F \quad (3)$. Da Valenzelektronen, wie oben bereits angedeutet, nur von energiereichen Wellen im mindestens nahen Infrarot-, vorallem aber im sichtbaren und UV-Bereich zum resonanten Schwingen angeregt oder ausgelöst werden, kann χ_V im von uns betrachteten, fernen Infrarotbereich als konstant angesehen werden, also $\epsilon_\infty := 1 + \chi_V = const.$ und $\epsilon = \epsilon_\infty + \chi_P + \chi_F \quad (3.1)$. Phononen dagegen haben ihre Resonanzfrequenz Ω_{V_0} im fernen Infraroten, was beispielsweise verheerende Folgen beim *Treibhauseffekt* (Das CO_2 der Erdathmosphäre reflektiert

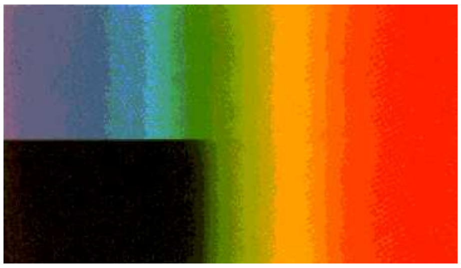

Abbildung 4: CdS - Beispiel für ein frequenzabhängiges Transmissionsspektrum

die von der Erde abgestrahlte Wärme ideal) hat. Da die Eigenfrequenz der freien Ladungsträger gleich 0 ist, gilt: $\chi_F = \frac{\omega_p^2}{-\omega^2 - \mathrm{i} \cdot \omega_\tau \cdot \omega}$ (3.2), mit der sog. *Plasmafrequenz* $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e \cdot e^2}{\epsilon_0 \cdot m^*}}$ (3.3) und der Dämpfung $\omega_\tau = \frac{1}{\tau} = \frac{e}{m^* \cdot \mu}$ ($\mu =$ Beweglichkeit, $n_e =$ Dichte der (neg.) Ladungsträger).

Damit kann nun endlich die für uns interessante Reflektivität betrachtet werden:

1.2.3 Reflektivität $R(\omega)$

In Bereichen negativer Suszeptibilität wird der Brechungsindex rein imaginär, die Reflektivität R also gleich 1, für $\epsilon(\omega) = 1$ dagegen R=0 ($\rightarrow$ (1)).

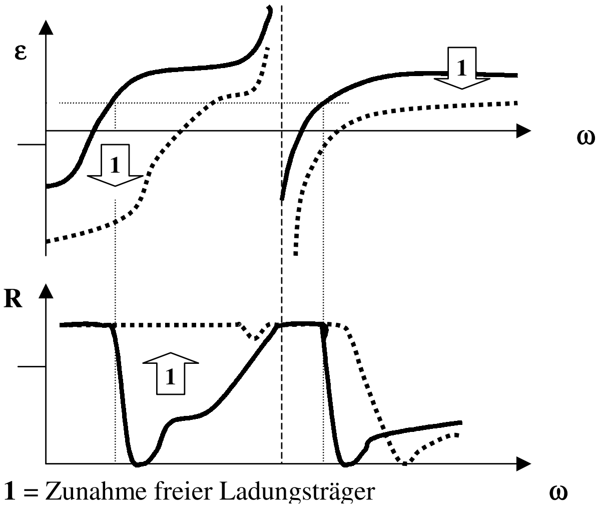

Abbildung 5: Wirkung der Zunahme freier Ladungsträger auf $R(\omega)$ und $\epsilon(\omega)$

Da eine Zunahme freier Ladungsträger eine höhere Plasmafrequenz ω_p ($\rightarrow$ (3.3)) und damit niedrigere Werte von χ_F ($\rightarrow$ (3.2), (3.1), negatives Vorzeichen) und ϵ zur Folge hat, der Brechungsindex also noch öfter rein imaginär wird, bewirkt also eine Zunahme freier Ladungsträger eine insgesamt höhere Reflektivität, d.h. stärkere Abschirmung. Damit ist es möglich, gezielt Materialien zu entwickeln, die beispielsweise im infraroten Bereich (fast) ideal reflektieren, ab dem sichtbaren Bereich dagegen größtenteils transmittieren, was beim Wärmeschutzglas seine Anwendung findet.

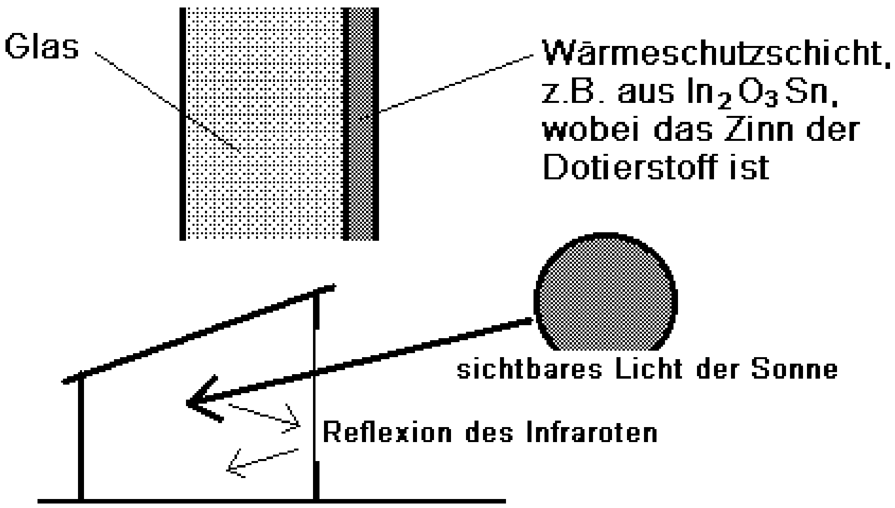

Abbildung 6: Funktionsweise von Wärmeschutzglas

1.3 Strahlungsgesetze

Im folgenden sollen nochmals kurz die wichtigsten Strahlungsgesetze aufgeführt werden:

Kirchhoff: $P_{Strahler} = \alpha \cdot P_{SchwarzerStrahler}$, $\alpha =$ Absorptionsgrad

Planck: $\rho(\nu, T) \cdot d\nu = \frac{8 \cdot \pi \cdot \nu^2}{c^3} \cdot \frac{h \cdot \nu}{\exp(\frac{h \cdot \nu}{k \cdot T}) - 1} \cdot d\nu$, $\rho =$ spektrale Energiedichte, Boltzmann-Konstante $k = 1,3807 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$

Verschiebungsgesetz nach Wien: $\nu_{max} = \frac{2{,}82 \cdot k}{h} \cdot T = 5,88 \cdot 10^{10} \frac{1}{s \cdot K} \cdot T$

Stefan-Boltzmann: $P = \sigma \cdot A \cdot T^4$, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 \cdot K^4}$

1.4 Strahlungsempfänger

Typische Strahlungsempfänger sind in der Gruppe der photoelektrischen Empfänger Photozellen und -widerstände, auch die Photographie spielt eine wichtige Rolle, für Wärmestrahlen sind jedoch vorallem thermische Empfänger von Bedeutung, Beispiele sind Bolometer, *Thermoelement* und -säule.

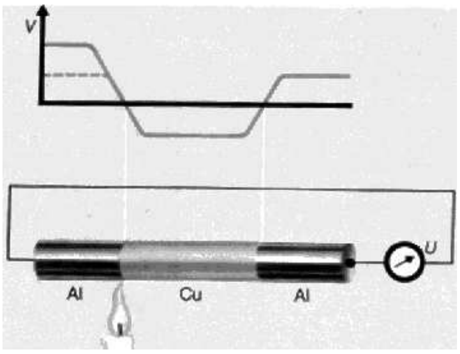

Abbildung 7: Funktionsweise eines Thermoelements

Thermoelemente sind aus unterschiedlichen Metallen zusammengesetzt, wobei eine Temperaturdifferenz der Berührstellen eine meßbare, innere Potentialdifferenz zur Folge hat (siehe Abb. 7).

1.5 Spektralzerlegung

Zur Spektralzerlegung stehen neben versch. Filtern (Absorptions-, Reflexions-, Interferenzfilter, ...) und Gitterspektrometern vorallem auch *Prismenspektrometer* zur Verfügung. Die Erzeugung des Prismenspektrums beruht auf der *Dispersion*, d.h der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge, so dass die einzelnen, im Licht vorhandenen Wellenlängen in unterschiedlichen Winkeln das Prisma verlassen und somit analysiert werden können. Weiteres dazu im Versuchsteil!

1.6 Lock-In-Verstärker

Während bei Experimenten mit sichtbarem Licht die Hintergrundstrahlung durch Abdunkeln des Raumes beliebig unterdrückt werden kann, ist dies im Infraroten nicht mehr möglich, da mindestens die Experimentatoren und Apparaturen Wärme ausstrahlen; deshalb ist es nötig, ein geeignetes Verfahren anzuwenden, mit dem die Hintergrundstrahlung zumindest später bei der Auswertung „herausgefiltert“ werden kann; dies leistet die *Lock-In-Technik*. Durch einen Rotor wird die verwendete Lichtquelle „zerhackt“, dass heißt, ähnlich wie bei der Frequenzmodulation bei der Nachrichtenübertragung wird das „erwünschte“ Licht in eine (Rotor-)Frequenz einbeschrieben, also kodiert; damit diese Kodierungsinformation nicht verloren geht, wird diese Frequenz

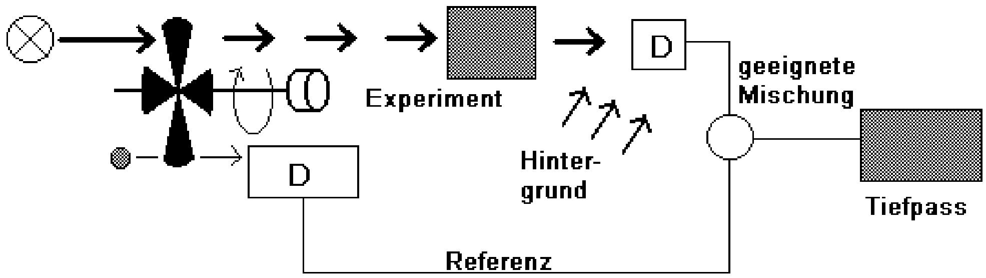

Abbildung 8: Prinzip des Lock-In-Verstärkers

über einen weiteren Detektor als *Referenz* übertragen. In den zweiten Detektor tritt dann neben dem Licht aus dem Experiment auch die unerwünschte Hintergrundstrahlung ein, die aber, im Gegensatz zur „Experimentstrahlung", die ja, da zerhackt, um einen zeitlichen Mittelwert schwankt, eine Gleichspannung ist. Diese Eigenschaft wird bei der „geeigneten Mischung" verwendet,

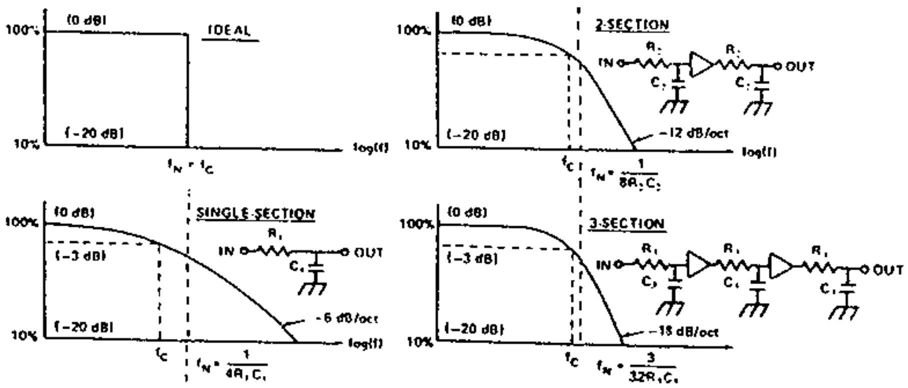

Abbildung 9: Tiefpass - Varianten

wo durch eine geeignete Schaltung aus zwei Transistoren und einem Inverter die Hintergrund-Gleichspannung in eine Wechselspannung, die Experiment-Wechselspannung in eine Gleichspannung umgewandelt wird. Um nun die Hintergrundstrahlung herauszufiltern, müsste man nur noch den Wechselspannungsanteil herausfiltern. Da man eine Gleichspannung auch als Wechselspannung der Frequenz 0 ansehen kann, bräuchte man also ein Bauteil, das nur möglichst niederfrequente Spannung durchlässt; dies macht der Tiefpass, der dabei aber so konstruiert sein sollte, dass er im geeignet niederfrequenten Bereich praktisch 100 % durchlässt, darüber möglichst nichts, mit gewissen Einschränkungen lässt sich das auch praktizieren (siehe Abb. 9).

2 Versuchsdurchführung

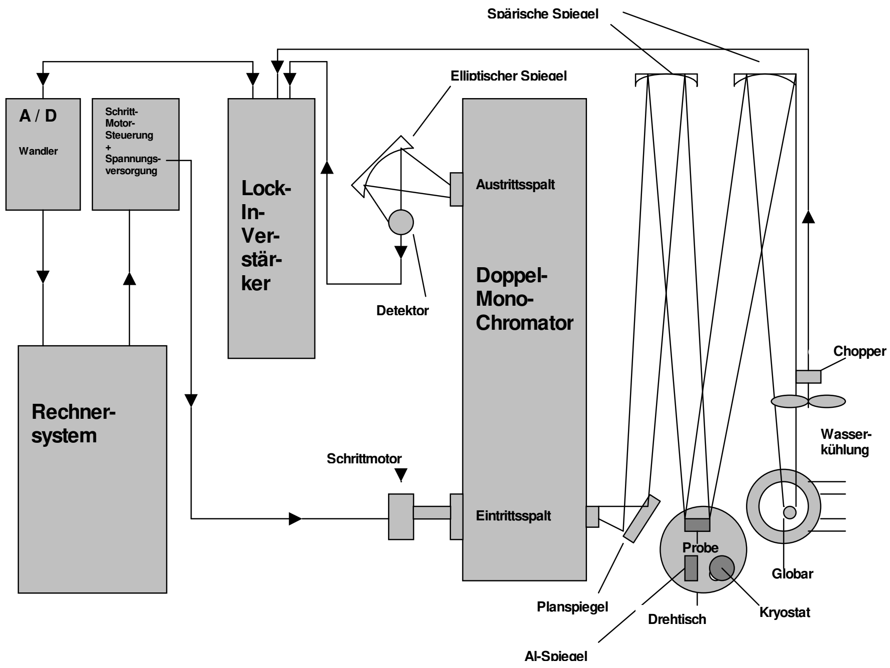

Abbildung 10: Versuchsaufbau

Der Versuch wurde durch den in der Abbildung gezeigten Aufbau realisiert, am Computer wurden sämtliche Meßdaten gespeichert und liegen dem nun folgenden Versuchsprotokoll in ausgewerteter Form als Diagramme bei.

2.1 Aufnahme des Referenzspektrums

Da man Aluminium im zu vermessenden Frequenzbereich als praktisch ideal reflektierend annehmen kann, wird das am Aluminiumspiegel aufgenommene Reflexionsspektrum als Referenz für die weiteren Versuchsteile verwendet. Wie in der Abbildung 11 sichtbar, bezieht sich die gemessene Intensitätsver-

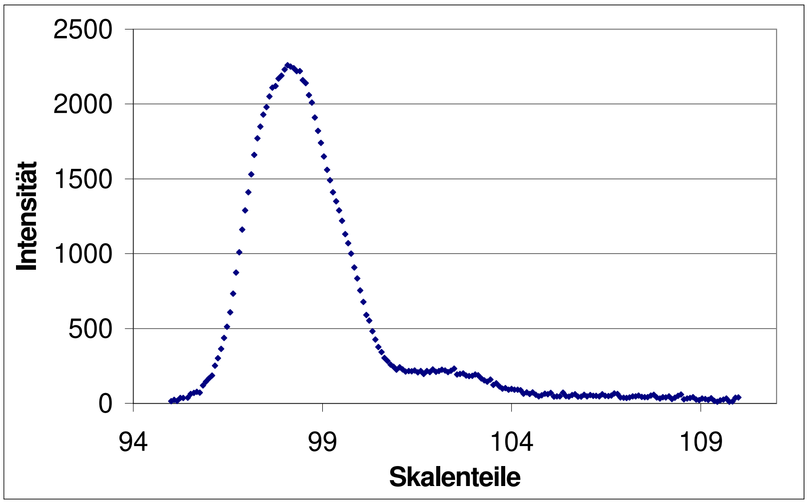

Abbildung 11: Reflexionsspektrum von Aluminium

teilung noch auf eine wenig aussagekräftige Skaleneinteilung, diese soll nun geeicht werden:

2.2 Kalibrierung der Wellenlängenskala

Zur Kalibrierung der Wellenlängenskala sollen nun Messungen an einer Polyethylen-Folie vorgenommen werden, zuvor soll aber noch kurz begründet werden, warum die Wahl ausgerechnet auf dieses Material fiel:

Genau wie beim mechanischen Analogon, berechnet sich die Phononen-Eigenfrequenz zu $\Omega_0^P = \sqrt{\frac{F}{m}}$, wobei F die materialabhängige Federkonstante, m die Masse der beteiligten Atome ist; man sieht, dass bei abnehmender Masse die Eigenfrequenz zunimmt. Während die Eigenfrequenz von CO_2 noch im mittleren Infraroten liegt, liegt die des Polyethylen, einer Kohlen-Wasserstoff-Kette, aufgrund der wesentlich leichteren Wasserstoffatome, im zu vermessenden Bereich.

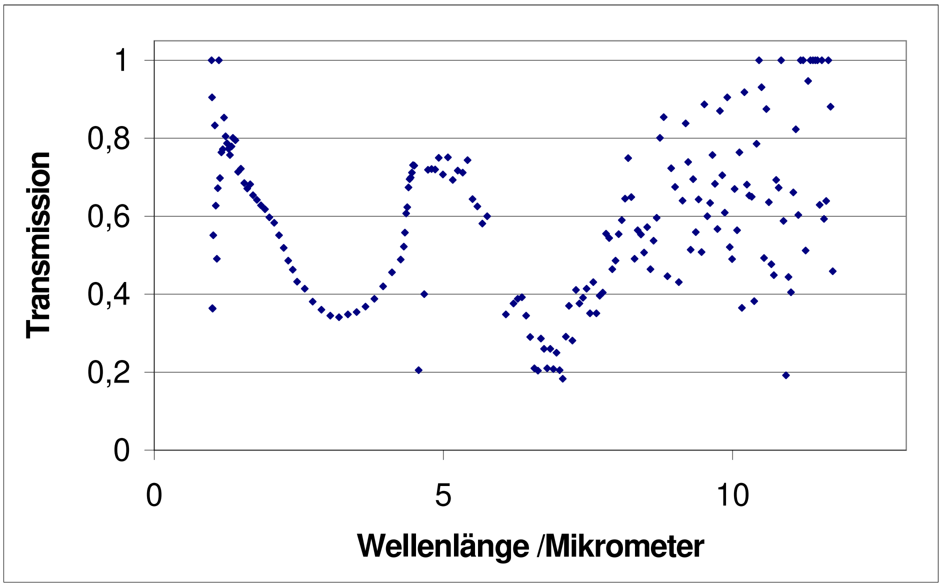

Abbildung 12: Transmissionsspektrum von Polyethylen-Folie

Am Arbeitsplatz liegen eine Eichkurve und ein ausgewertetes Polyethylen-Transmissionsspektrum vor. Ein Vergleich mit dem selbst aufgenommenen Spektrum liefert den benötigten Korrektursummanden, mit dem das Auswertungsprogramm Skalenteile in die zug. Wellenlänge umrechnet. In der Abb. 12 sieht man das bereits über der Wellenlänge aufgetragene Transmissionsspektrum von Polyethylen.

2.3 Wärmeschutzglas

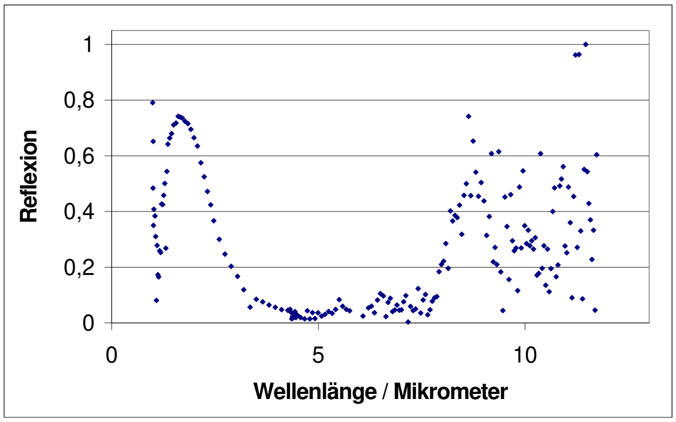

Abbildung 13: Wärmeglas, Schicht hinten

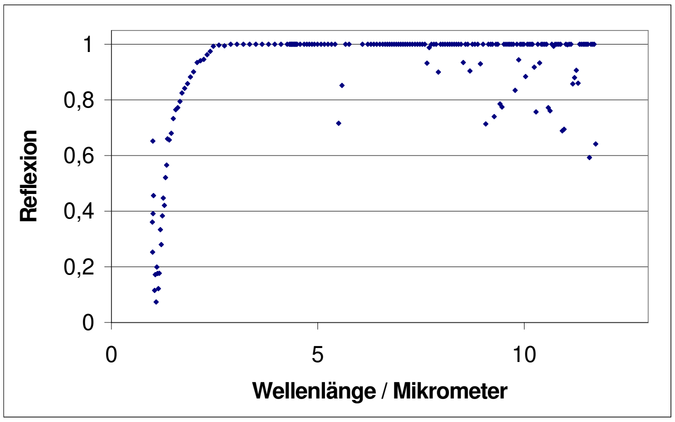

Abbildung 14: Wärmeglas, Schicht vorne

Im folgenden soll das bereits in Kap. 1.2.3 angesprochene Wärmeschutzglas (→ Abb. 6) genauer untersucht werden. Dazu wurden zwei Reflexionsspektren aufgenommen, wobei sich die Wärmeschutzschicht einmal an der vorderen, einmal an der hinteren Fläche befand. Es zeigt sich dabei deutlich (Abb. 13, 14), dass eine vorne angebrachte Schicht wesentlich effektiver reflektiert als eine hinten angebrachte, was sich dadurch erklärt, dass bei hinten angebrachter Schicht noch zahlreiche Reflexionen im und am zuvor zu durchquerenden Glas stattfinden, was zu deutlicher Absorption führt.

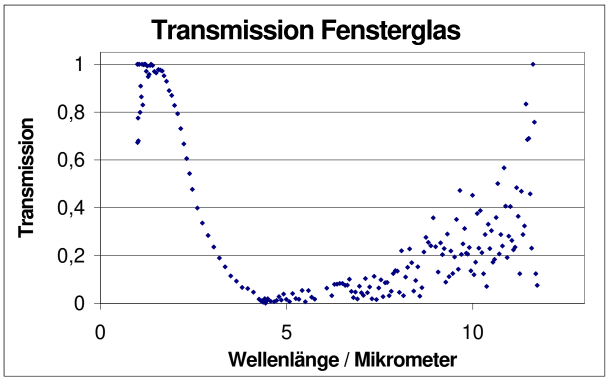

Abbildung 15: Transmissionsspektrum von unbeschichteten Fensterglas

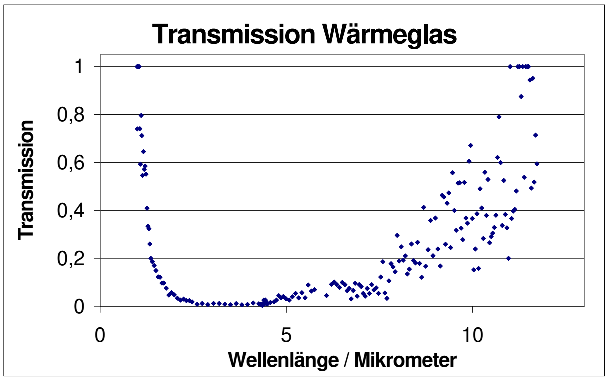

Abbildung 16: Transmissionsspektrum von Wärmeschutzglas

Desweiteren soll nun das Transmissionsverhalten von Wärmeglas mit dem von normalem Fensterglas verglichen werden (Abb. 15, 16). Dabei wird besonders aus der Grafik, die beide Transmissionsspektren per Quotientenbildung miteinander vergleicht(→ Abb. 17), deutlich, dass Wärmeglas wesentlich weniger (nahe) Infrarotstrahlung passieren lässt als herkömmliches Glas und damit seinen Anforderungen gerecht wird.

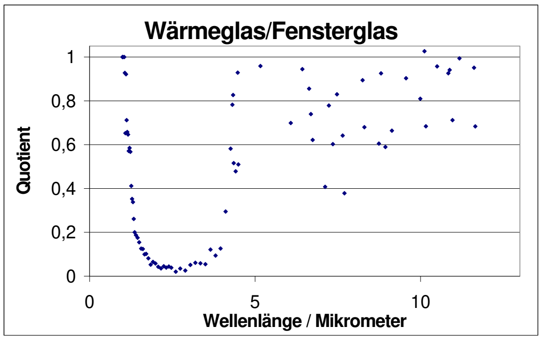

Abbildung 17: Quotient der Intensitäten von Wärmeglas durch Fensterglas

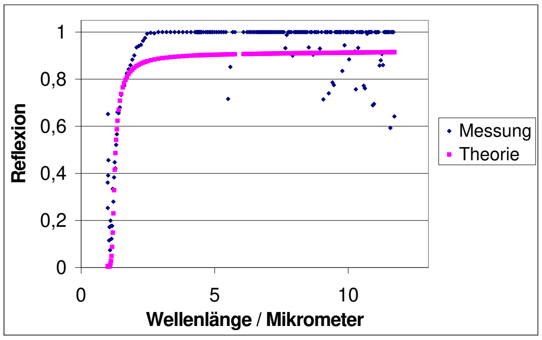

Abbildung 18: Theoretische Kurve im Vergleich zur experimentell bestimmten Reflexionsspektrum, Schicht vorne

Zum Schluß sollen noch die Dotierungsparameter *Plasmawellenlänge* λ_p und *Dämpfung* $\frac{1}{\tau}$ $(\epsilon_\infty = 4)$ der Beschichtung bestimmt werden. Idee ist dabei, durch Variation dieser Parameter eine theoretische Kurve zu finden (unter Einsatz einer Computer-Simulation, Abb. 18), die weitgehend mit der experimentell bestimmten übereinstimmt; dabei erhält man als Ergebnis:

$\lambda_p = 1,5 \cdot 10^{-7} m, \frac{1}{\tau} = 1,5 * 10^{20} Hz.$

2.4 Spektren einiger Meßproben

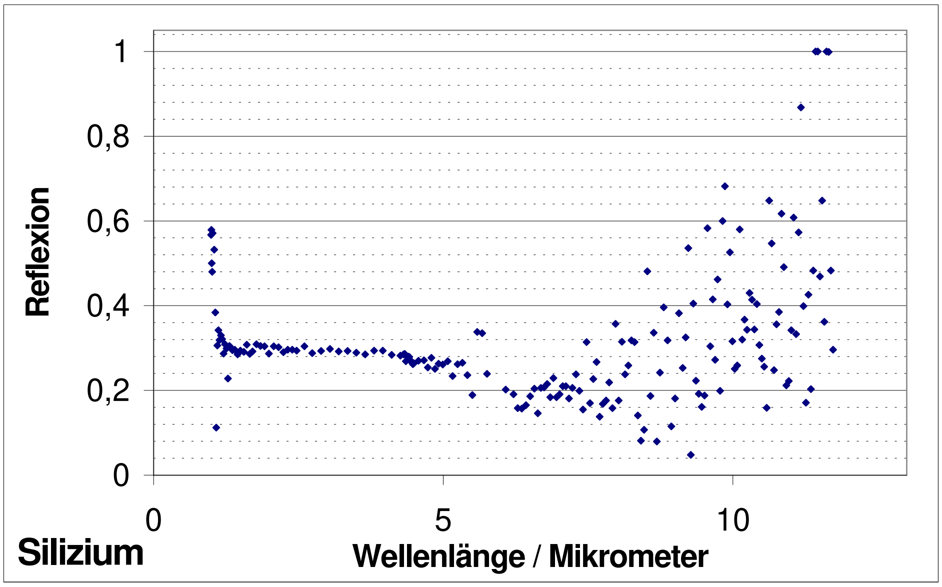

Abbildung 19: Reflexionsspektrum von Silizium

Im folgenden wurde das Reflexionsvermögen folgender Proben untersucht: Undotiertes Silizium (Abb. 19) sowie Bor-dotiertes Silizium, Zinn-Tellur $SnTe$ und Wismut-Selen Bi_2Se_3 (Abb. 20). Es zeigt sich dabei, dass sich die Reflektivität von Silizium über weite Bereiche zu 0,3 ergibt, was auch dem Literaturwert entspricht; daraus errechnet man mit Hilfe von Formel 1 den Brechungsindex n zu 3,422, die Konstante ϵ_∞ zu 11,71, was vom Literaturwert $\epsilon_\infty^{Lit} = 11,9$ nur um 1,6 % abweicht.

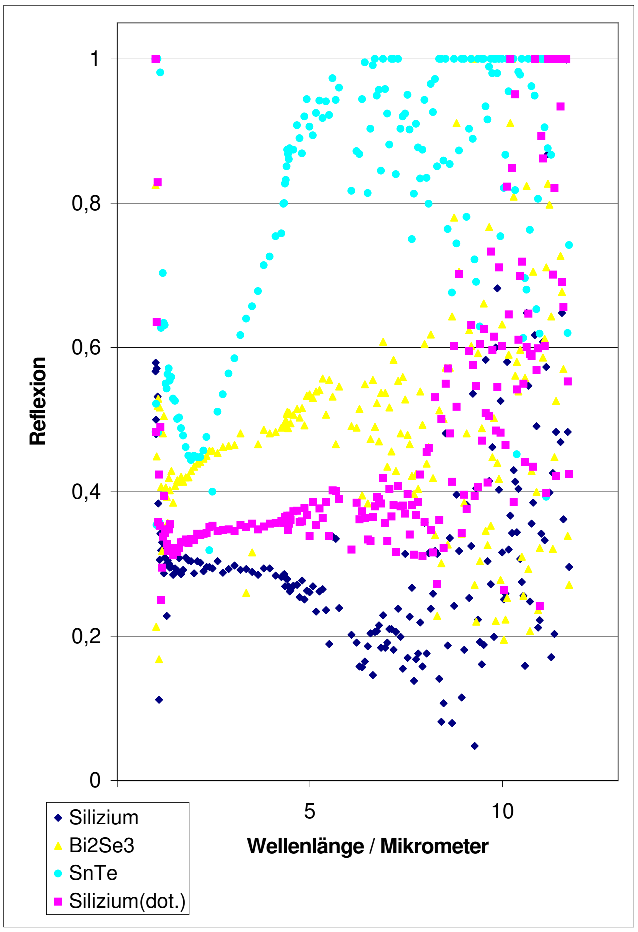

Abbildung 20: Mehrere, gemessene Reflexionsspektren

Desweiteren zeigt die Abbildung 20, dass sowohl das dotierte Silizium, als auch die beiden anderen Verbindungen eine deutlich höhere Reflektivität aufweisen, was sich auf eine erhöhte Konzentration freier Ladungsträger zurückführen lässt.

2.5 Spektren bei unterschiedlicher Heizleistung

In diesem Kapitel sollen zwei der in Kapitel 1.3 aufgeführten Strahlungsgesetze überprüft werden, das Verschiebungsgesetz von *Wien* ($\lambda_{max} \cdot T = 2,8978 \cdot 10^{-3} m \cdot K$, also konstant!), sowie eingeschränkt auch das Strahlungsgesetz nach *Stephan Boltzmann*. Dabei wurde das Aluminium-Spektrum, das

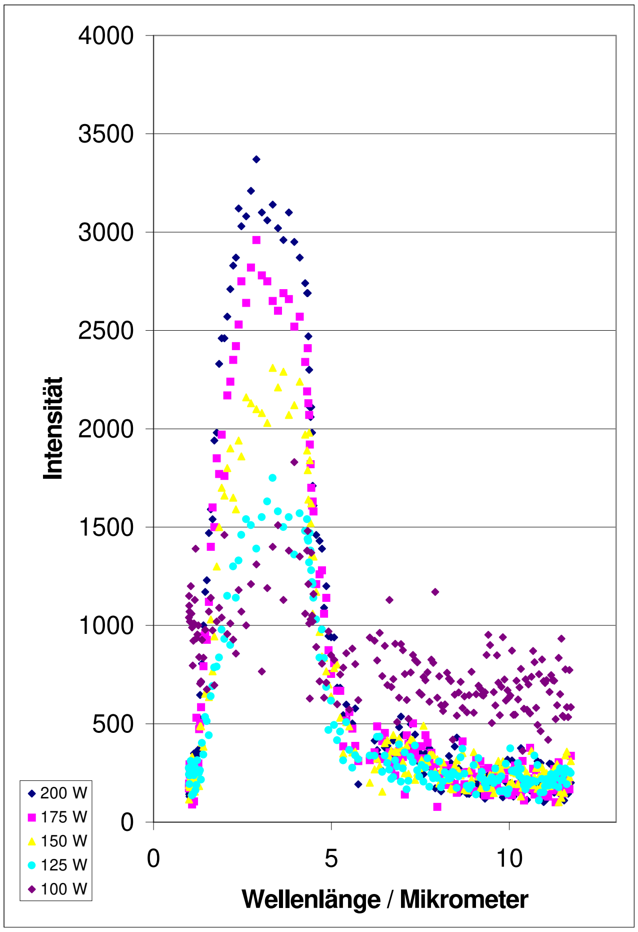

Abbildung 21: Reflexionsspektrum bei untersch. Leistungen

ja als übereinstimmend mit dem von dem Globarstab ausgesandten angenommen wurde (→ Kap. 2.1), bei verschiedenen Heizleistungen aufgenommen, wobei sich nach *Boltzmann* ein Absenken der Heizleistung in der vierten

Wurzel auf die Temperatur auswirkt, was nach Wien ein Verschieben des Maximums zu größeren Wellenlängen hin zur Folge hat (in Abb. 21 und 22 ist dies auch zu erkennen, wenn auch die Spektren mit abnehmender Leistung immer unsauberer werden). Übrigens zeigt sich die abnehmende Heizleistung auch daran, dass die Kurven immer kleinere Flächen begrenzen.

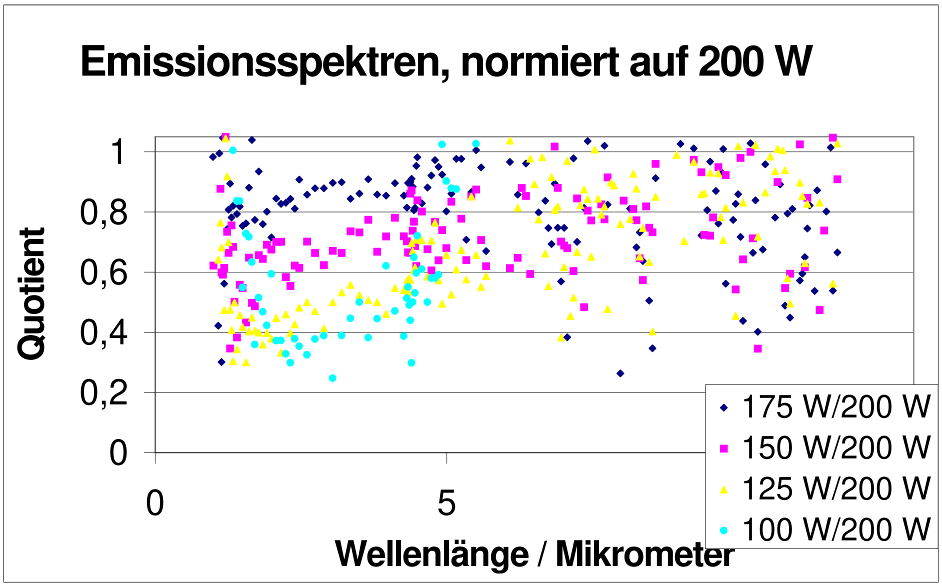

Abbildung 22: Spektren, normiert auf das 200 W-Spektrum

2.6 Spektren bei unterschiedlichen Spaltbreiten des Prismenmonchromators

Zum Abschluß soll untersucht werden, inwieweit sich eine Variation der Breite des Einfallsspaltes auf das aufgezeichnete Spektrum auswirkt. In Abb. 23

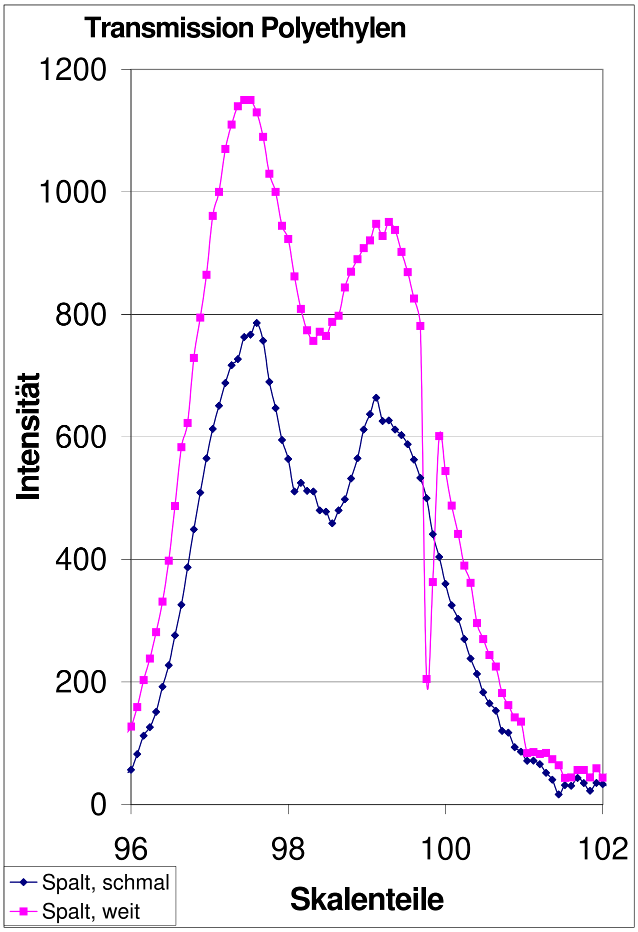

Abbildung 23: Transmissionsspektrum bei untersch. Spaltbreiten

erkennt man, dass bei schmalerem Spalt die Strukturen der Emissionskurve deutlich sauberer aufgezeichnet werden, man betrachte insbesondere die Umgebung zwischen 98 und 100 Skalenteilen. Übrigens schließt die Kurve bei schmalem Spalt erwartungsgemäß eine wesentlich kleinere Fläche ein, da ja weniger ausgestrahlte Leistung den Spalt passieren kann. Um dieses Resultat

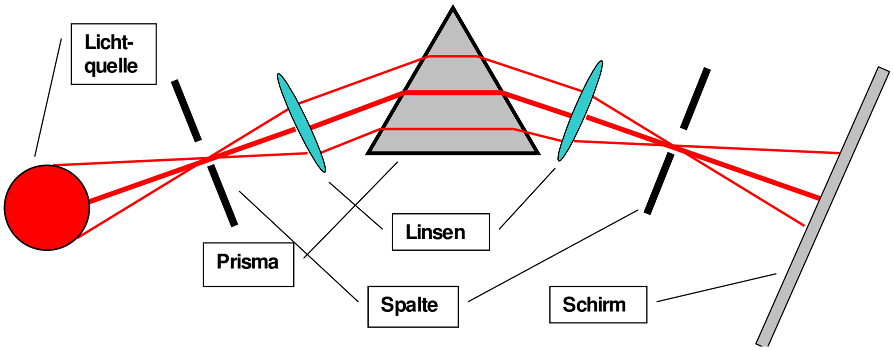

Abbildung 24: Aufbau eines Prismenmonochromators

verstehen zu können, muss man sich den Aufbau eines Prismenmonochromators vor Augen führen (→ Abb. 24). Nach den Gesetzen der Strahlenoptik verhindert ein schmaler Eintrittsspalt mehrere, verschieden gerichtete *Mittelpunktsstrahlen*, d.h. das durch die Linse aufgeweitete Strahlenbündel besteht bei schmalen Spalt (fast) nur aus parallelen Strahlen, was zu einer sauberen Trennung der unterschiedlichen Wellenlängenanteile durch den Monochromator führt. Diese beruht, wie in Kap. 1.5 bereits erwähnt, auf der Dispersion; da KCl (Kaliumchlorid) im Infraroten eine ausgeprägte Wellenlängenabhängigkeit der Suszeptibilität und damit auch des Brechungsindex aufweist, ist KCl als Prismenmaterial für diesen Versuch vorzüglich geeignet (und wurde auch verwendet).

Nun noch eine Wort zum Austrittsspalt: Auch dessen Breite hat einen Einfluß auf die Qualität des gemessenen Spektrums, da unterschiedliche Wellenlängen das Prisma unter verschiedenen Winkeln verlassen und mit einem schmalen Austrittsspalt eben speziell (möglichst) eine Wellenlänge „herausgegriffen“ werden kann. Dieser wurde aber während des Versuchs nicht variiert.

Die unten aufgeführten Abbildungen wurden weitestgehend selbst erstellt, Ausnahmen sind:

Die Abbildungen 4 und 7 wurden entnommen aus *Joachim Grehn, Metzler Physik*, Abb. 9 entstammt den zur Versuchsvorbereitung ausgeteilten Kopien, Abb. 10 wurde von Herrn Holger Weiß erstellt.

Abbildungsverzeichnis