

Festkörperoptik

Guilherme Stein & Ulrich Müller

Mit einem Fouriertransformationsinfrarotspektrometer (FTIR) wurden zwei Galliumarsenid und Siliziumproben untersucht. Deren Bandlücke wurde im undotierten Fall zu $E_{g,\text{GaAs}} = 1.384\text{ eV}$ und $E_{g,\text{Si}} = 1.108\text{ eV}$ bestimmt. Für die dotierten Proben wurden die Dotierkonzentrationen zu $N_{\text{GaAs}} = 0.9 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ und $N_{\text{Si}} = 1.1 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ berechnet. Im Falle des indirekten Interbandübergangs konnte bei Silizium die Energie der am Übergang beteiligten Phononen zu 48 meV bestimmt werden. Deutlich konnte der Einfluss der Gasabsorption von Wasser und Kohlenstoffdioxid in der Raumluft nachgewiesen werden.

Betreuer: Dr. Christoph Brüne

Experimentdurchführung: 10. October 2013

1 Einleitung

Halbleiter spielen heutzutage eine wichtige Rolle in vielen technischen Anwendungen. Die Bandlücke, ein Energiebereich in dem es keine quantenmechanischen Zustände gibt, macht diese Materialklasse interessant für viele Anwendungen in der Elektronik und der Optoelektronik. Silizium zählt dabei zu den indirekten Halbleitern und ist ein wichtiger Bestandteil vieler Metall-Oxid-Halbleiter Bauelemente. Für optisch aktive Halbleiterbauelemente werden in der Regel Halbleiter mit einem direkten Bandübergang verwendet, um eine hohe Wechselwirkung der Elektronen mit Licht zu ermöglichen. Genau diese Wechselwirkung ist für viele Bereiche der Physik von großem Interesse.

Ein etabliertes Werkzeug zur Charakterisierung von Halbleitern ist das Fourier-Transform-Infrarotspektrometers (FTIR). In diesem können Reflexions- und Transmissionsspektren einer Probe mit hoher Auflösung analysiert werden. Daraus lassen sich anschließend die Materialeigenschaften der Probe, wie komplexer Brechungsindex, Dotierkonzentrationen und Bandlücken berechnen.

2 Theorie

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Zusammenhänge die für die spätere Betrachtung nötig sind vorstellen. Dabei orientieren wir uns an ??.

2.1 Dispersionsrelation und Brechungsindex

Aus den Maxwellgleichungen lässt sich die Wellengleichung herleiten, welche für einen Ansatz ebener Wellen uns folgende Dispersionsrelation liefert:

$$q^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\omega) \quad (2.1)$$

mit dem Wellenvektor q , der Frequenz ω und c , der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. $\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega)$ beschreibt dabei die komplexe Dielektrizitätsfunktion. Diese hängt mit dem komplexen Brechungsindex zusammen:

$$\sqrt{\epsilon} = n + i\kappa \quad (2.2)$$

$$\epsilon' = n^2 - \kappa^2 \quad (2.3)$$

$$\epsilon'' = 2n\kappa \quad (2.4)$$

2.2 Reflexion und Transmission

Trifft Licht auf die Grenzfläche zwischen zwei unterschiedlichen Materialien, so wird ein gewisser Anteil der Intensität reflektiert. Ein anderer Teil des Lichtes gelangt in die Probe und kann dort absorbiert werden. Licht was nicht reflektiert oder absorbiert wird, verlässt die Probe als transmittiertes Licht wieder. Für die drei Koeffizienten diese drei Prozesse gilt deshalb

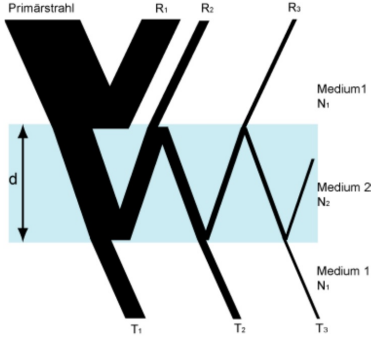


Abbildung 1: Mehrfachreflexion und -transmission an einer planparallelen Schicht

$$R + A + T = 1. \quad (2.5)$$

Dabei sind die Koeffizienten eindeutig durch den komplexen Brechungsindex der Materialien festgelegt. Luft besitzt einen Brechungsindex von annähernd 1. Die Fresnelschen Formeln, die den Übergang des Lichtes von einem Medium in ein anderes beschreiben, vereinfachen sich bei senkrechtem Einfall deutlich. Man erhält für den Reflexionskoeffizienten

$$R = \left(\frac{1 - N_2}{1 + N_2} \right)^2. \quad (2.6)$$

und für den Transmissionskoeffizienten

$$T = \left(\frac{2}{1 + N_2} \right)^2. \quad (2.7)$$

Für eine planparallele Schicht muss man die wiederholte Reflexion und Transmission berücksichtigen, wie in figure 1 illustriert und erhält dabei dabei folgenden Ausdruck:

$$T_v = \frac{(1 - \rho)^2 \exp(-d\beta\nu)}{1 - \rho^2 \exp(-2d\beta\nu)} \quad (2.8)$$

$$R_v = \rho + \frac{\rho(1 - \rho)^2 \exp(-2d\beta\nu)}{1 - \rho^2 \exp(-2d\beta\nu)} \quad (2.9)$$

$$\text{wobei } \beta = 4\pi\nu |\kappa| \text{ und } \rho = \frac{\kappa^2 + (n - 1)^2}{\kappa^2 + (n + 1)^2} \quad (2.10)$$

2.3 Lorentz Oszillator & Drude Modell

Aus dem Lorentz-Modell eines Elektrons als Oszillator erhält man eine dielektrische Funktion, die sich, obwohl durch klassische Überlegungen begründet, dem quantenmechanischem Modell sehr nahe kommt. Dieses ist gegeben durch die Übergangsfrequenzen ω_j , den Oszillatorstärken f_j sowie den Inversen der Lebensdauern der Zustände Γ_j :

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{e^2}{m\epsilon_0} \sum_j \frac{N f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\Gamma_j \omega} \quad (2.11)$$

wobei die Summe aller Oszillatorstärken sich zu eins summiert.

In der Impulsdarstellung lassen sich diese als Matrixelemente des Impulsoperators darstellen:

$$f_{ij} = \frac{2}{m\hbar\omega_{ij}} |p_{ij}|^2 \quad (2.12)$$

Das Drude Modell betrachtet nun freie Ladungsträger mit verschwindenden Resonanzfrequenzen. Mit der sog. Plasmafrequenz $\omega_p = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0}$ lässt sich equation (2.11) umformulieren zu:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} + i \frac{\omega_p \tau}{\omega + \omega^3 \tau^2} \quad (2.13)$$

3 Experimenteller Aufbau

Alle Reflexions und Transmissionsmessungen finden im einem FTIR statt, das schematisch in figure 2 dargestellt ist. Dabei wird das Licht, von einer Infrarot-Lichtquelle (Globar-Stab oder Wolfram-Lampe) durch ein Interferometer geleitet und interferiert in Abhängigkeit der Position des beweglichen Spiegels. Das Frequenzspektrum wird dadurch auf eine neue Funktion $I(L)$ abgebildet. Diese Funktion beschreibt die Abhängigkeit der detektierten Intensität von der Spiegelposition und ist mathematisch eine Fouriertransformation des Frequenzspektrums. Im optischen Strahlengang kann nun der Teil der Intensität gemessen werden, der reflektiert bzw. transmittiert wird. Nach der Messung führt das FTIR die inverse Fouriertransformation aus und man erhält wieder die Intensität in

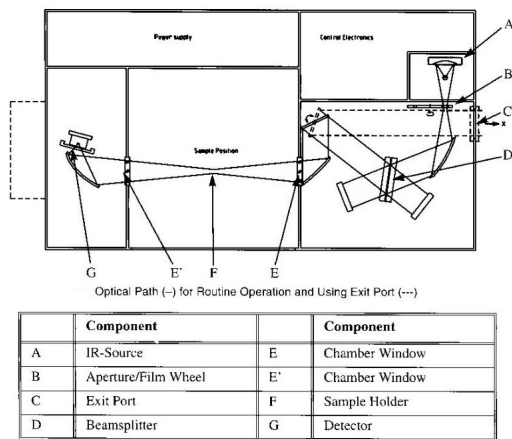


Abbildung 2: Aufbau des FTIR. Hauptbestandteile sind Lichtquelle, Interferometer, Probenhalter und Detektor.

Abhängigkeit der Frequenz. Um den Einfluss der Probenreflexion und -transmission zu isolieren, wird zu jeder Messung eine Referenzmessung durchgeführt. Dies wird im Fall der Transmissionsmessung mit leerem Probenraum und im Fall der Reflexionsmessung mit einem Goldspiegel durchgeführt, der im untersuchten Frequenzbereich nahezu perfekt reflektiert. Untersucht werden verschiedene Proben, die Gasabsorption an Luft und das Rauschen des Spektrometers.

Folgende Proben standen uns zur Verfügung:

Probe	Material	Schichtdicke
Sample ①	GaAs undotiert	470 μm
Sample ②	GaAs dotiert	440 μm
Sample ③	Si undotiert	530 μm
Sample ④	Si dotiert	530 μm

4 Auswertung

4.1 Gasabsorption in Luft

Am Anfang soll die Gasabsorption der Umgebungsluft untersucht werden. Dazu verwenden wir die Globalquelle, die ein kontinuierliches Spektrum von $500 \frac{1}{\text{cm}}$ bis zu $5000 \frac{1}{\text{cm}}$ aussendet. Dieses Spektrum wird auf dem Weg zum Detektor von der Umgebungsluft an manchen Stellen absorbiert, was uns die Spektralbereiche starker Gasabsorption identifizieren lässt. In ?? ist das gesamte aufgenommene Spektrum gezeigt. Wir können jeweils zwei Bereiche der Absorption von Wasser (??,??) und Kohlenstoffdioxid (??,??) zuordnen. Deutlich zu

erkennen sich dabei auch die im Fall von Kohlenstoffdioxid die P- und R-Zweige der Rotations-Schwingungs-Spektren.

4.2 Signal Rausch Verhältnis

Mit geringer Auflösung messen wir ohne eingebaute Probe das Spektrum der Global-Quelle und normieren es auf eine zweite Messung mit gleichen Einstellungen. Diese Messung wiederholen wir mit 10, 50 und 100 Spiegeldurchläufe (Scans) und untersuchen, wie das Rauschen mit zunehmender Anzahl an Scans abnimmt. Zur Auswertung wählen wir einen Bereich in dem die Intensität der einzelnen Spektren ausreichend hoch ist. Das heißt einen Bereich ohne Absorptionslinien in der Nähe der maximalen Intensität ($1000 \frac{1}{\text{cm}}$ bis $2200 \frac{1}{\text{cm}}$). In diesem Bereich erhalten wir vom FTIR normierte Intensitätswerte, die um die 1 schwanken. Aus diesen Intensitätswerten, bestimmen wir die Standardabweichung vom Mittelwert und interpretieren diese als Rauschen der Daten. Um zu untersuchen, ob das Rauschen einem $1/\sqrt{N}$ -Zusammenhang folgt, plotten wir in ?? das Rauschen über $1/\sqrt{N}$. Den Fehler der Standardabweichungen erhalten wir mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der einzelnen normierten Intensitätswerten, für die wir wiederum die Größe des Rauschen annehmen.

4.3 Brechzahl von GaAs und Si

Die untersuchten Proben bestehen aus mehreren hundert Nanometer dicken Schichten. Untersucht man das Reflexionsspektrum dieser Schichten, so kommt es zwischen den Grenzflächen dieser Schichten zur Interferenz, die sich als Modulation im Reflexionsspektrum bemerkbar machen. Wir bestimmen an verschiedenen Stellen im Spektrum jeweils den Abstand von 50 Interferenzmaxima. Die Ablesegenauigkeit der Peaks nehmen wir mit $\pm 1 \text{ cm}^{-1}$ an. Mit Hilfe der Probendicken lässt sich nun der Realteil des Brechungsindex der verschiedenen Materialien an verschiedenen Stellen im Spektrum bestimmen.

Wellenzahl	n GaAs undotiert	n GaAs dotiert	n Si undotiert
500	3.452(32)	-	3.343(34)
1000	3.245(28)	-	3.348(34)
1500	3.243(28)	-	3.369(34)
2000	3.224(28)	3.303(27)	3.363(34)
2500	3.243(28)	3.303(27)	3.370(34)
3000	3.263(28)	3.284(27)	3.394(35)

Die entsprechenden Dielektrizitätskonstanten ergeben sich aus dem Quadrat der komplexen Brechungsindizes, die jedoch mit dieser nicht bestimmt werden können.

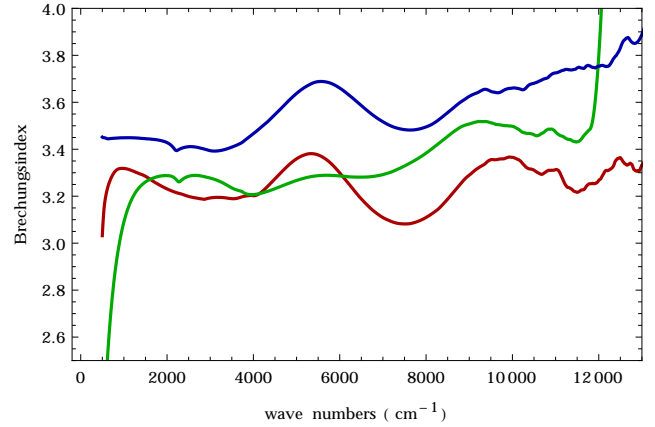
4.4 Reflexion und Transmission der Proben

4.5 Brechzahlen, Extinktions- und Absorptionskoeffizienten

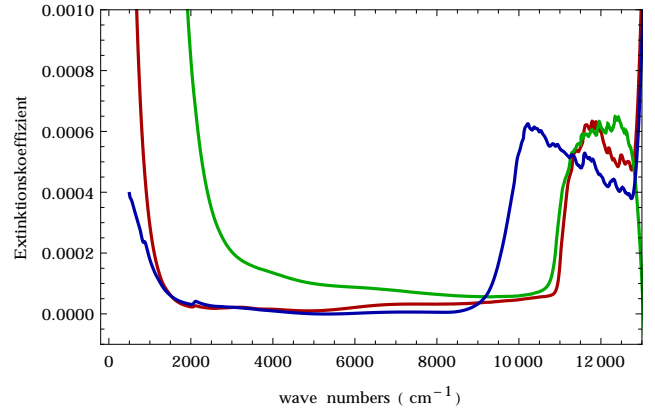
Das OPUS Programm liefert uns eine Tabelle indem für die einzelnen Messungen das Spektrum als 2-Tupel von Intensität und Wellenzahl repräsentiert wird. Um einen größeren Frequenzbereich abzudecken, wurde bei der Messung jeweils ein Spektrum mit einem Global-Stab und einer Wolfram Lampe durchgeführt. Aus den beiden Spektren der jeweiligen Probe, wird das Spektrum, welches zur weiteren Untersuchung benutzt wird, zusammengesetzt. Dabei wurden versucht, starke Oszillationen zu vermeiden. Diese treten auf, wenn die Intensität der Lampe in einem Frequenzbereich gering ist, und bei der Normierung das Rauschen einen erheblichen Beitrag zum Signal leistet. Auch wurde versucht die Stetigkeit des Spektrums zu erhalten. Um das Rauschen zu minimieren wurde eine Glättung durchgeführt und die resultierenden Punkte zu einer Funktion interpoliert. Diese wurden dann mit den theoretischen Werten aus equation (2.10) verglichen. Es wurde für die jeweilige Wellenzahl ein n und κ gefittet, welche die Differenz aus Theorie und experimentellen Daten verschwinden ließ. Somit erhält man $\kappa(\nu)$, $n(\nu)$ und $\beta(\nu)$ welche in figure 3 aufgetragen sind.

4.6 Bandlücke und Impulsmatrixelemente

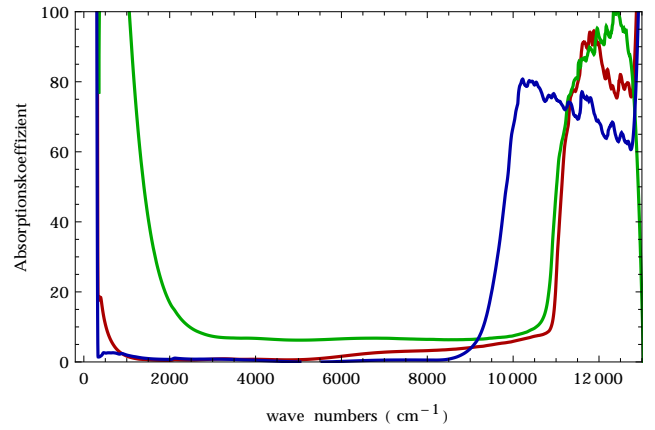
Erhöht man die Energie, ausgehend von einer Wellenzahl unterhalb der Bandlücke, über die Energie der Bandlücke, so findet man, dass der Absorptionskoeffizient stark zunimmt. Der Grund dafür liegt in der Anzahl der Zustände, die oberhalb der Bandlücke einen



(a) Realteil vom Brechungsindex n



(b) Imaginärteil vom Brechungsindex κ



(c) Absorptionskoeffizient β

Abbildung 3: Die verschiedenen Koeffizienten unserer untersuchten Proben. Sample 1 → rot, Sample 2 → grün, Sample 3 → blau

GaAs	Bandlücke/ eV	Impulsmatrixelement/ 10 ⁻²⁵ kg m/s
undotiert	1.384(1)	1.73(1)
dotiert	1.3591(5)	1.59(3)

Tabelle 1: Ermittelte Werte für die Bandlücke von Galliumarsenid und entsprechende Impulsmatrixelement.

Übergang ermöglichen. Im idealisierten Modell nimmt dabei die Zustandsdichte im dreidimensionalen System wurzelförmig zu und immer mehr Lorentzoszillatoren tragen zur Erhöhung des Absorptionskoeffizienten bei. Um die Bandlücke und das Impulsmatrixelement der Übergänge zu bestimmen berechnen wir zunächst aus ?? den Imaginärteil ϵ'' des undotierten und dotierten GaAs. Nun tragen wir $(\epsilon'' \cdot \omega^2)^2$ über die Anregungswellenzahl in Tabelle ?? auf. Der theoretische Verlauf dieser Funktion oberhalb der Bandlücke entspricht dabei

$$(\epsilon'' \cdot \omega^2)^2 = \frac{e^4 (2\mu)^3 |p_{cv}|^4}{\epsilon_0^2 m_e^4 \hbar^2} \cdot (\hbar\omega - E_g) \quad (4.1)$$

Wir plotten zu den Messpunkten eine theoretische Kurve, die unserer Meinung nach die Steigung nach dem Knick am besten wiedergibt und die Messpunkte etwa am steilsten Punkt tangiert. Zu dieser Kurve plotten wir zwei Hilfsfunktionen, die die Messdaten etwas weiter oben und unten tangieren, um eine Abschätzung der Unsicherheit von Bandlücke und Impulsmatrixelement zu erhalten. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 dargestellt.

Die von uns bestimmte Bandlücke von GaAs liegt mit 1.384 eV um 50 meV unterhalb des Literaturwertes von 1.43 eV (bei 300 K). Der Grund liegt in der Aufweichung der Bandkante, dem sogenannten Urbachtail, der die Einflüsse von Exzitonen, Phononen, Verunreinigungen und Defekte sowie die Dotierungen im Material berücksichtigt. Im Vergleich können wir erkennen, dass die Dotierung in unseren Proben zu einer Absenkung der Bandlücke führt.

Material	Bandlücke/eV	Phononenenergie/meV
Si undotiert	1.108(3)	48(2)

Tabelle 2: Ermittelte Werte für die Bandlücke von undotiertem Silizium und der Phononenenergie der bei Übergang beteiligten Phononen.

4.7 Bandlücke und charakteristische Phononenfrequenz für Silizium

Bei Silizium handelt es sich um einen indirekten Halbleiter. Daher werden die Übergänge vom Valenz- zum Leitungsband maßgeblich von den Phononen im Material beeinflusst. Wir nutzen den Zusammenhang

$$\beta_{em} = (n_{ph} + 1) \frac{(\hbar\omega - \hbar\omega_{ph} - E_g)^2}{(\hbar\omega)^2} \quad (4.2)$$

und

$$\beta_{abs} = \langle n_{ph} \rangle \frac{(\hbar\omega + \hbar\omega_{ph} - E_g)^2}{(\hbar\omega)^2} \quad (4.3)$$

der den Beitrag der Phononenabsorption und -emission beschreibt. Die theoretische Absorption wird dann zusammen mit den experimentellen Daten, als $\sqrt{\beta_{em} + \beta_{abs}} \nu$ linearisiert, über der Wellenzahl in ?? geplottet. Der theoretische Verlauf wurde dabei durch Variation der Bandlücke und der Phononenenergie möglichst gut den experimentellen Daten angepasst. Die Werte für den besten Fit sind in table 2 aufgelistet.

Um den Fehler der ermittelten Werte abzuschätzen, haben wir wie in vorherigen Abschnitt die Parameter der Bandlücke und der Phononenenergie variiert und so einen Bereich ermittelt, in dem die theoretische Absorption noch gut das Experiment beschreibt. Diese Methode wird auch in der folgenden Auswertung von Fit-Parametern benutzt. Die Ermittelte Bandlücke von Silizium stimmt gut mit dem Literaturwert von 1.11 eV [4] (bei 300 K) überein.

4.8 Beitrag der freien Ladungsträger zur Reflexion

Um den Beitrag der freien Ladungsträger zur Reflexivität nachvollziehen zu können, plotten wir in ?? die

Reflektivität im Drudemodell in Abhängigkeit der Wellenzahl für verschiedene Streuzeiten. Wir sehen für hohe Streuzeiten eine Reflektivität von nahezu 1. An der Plasmakante bei $w_p^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m^*}$ fällt dann die Reflektivität asymptotisch auf null ab. Dies kann verstanden werden wenn man die dielektrische Funktion betrachtet, die an der Plasmakante eine Nullstelle aufweist. Oberhalb und unterhalb der Plasmakante wechselwirkt die äußere elektromagnetische Welle sehr unterschiedlich mit dem Material und kann sich dadurch entweder im Material ausbreiten ($\epsilon > 0$) oder wird absorbiert ($\epsilon < 0$). Überhalb dieser Plasmakante schwingt das elektrische Feld schneller. Die Elektronen werden nur kurz durch das äußere Feld in eine Richtung beschleunigt und nehmen dadurch nur wenig Energie auf. Dadurch wechselwirkt die elektromagnetische Welle nur wenig mit dem Material und kann dieses ungehindert durchdringen. Unterhalb werden die Elektronen lange in eine Richtung beschleunigt und nehmen viel Energie. Dies ist besonders dann effektiv, wenn die Elektronen wenig streuen, also lange Streuzeiten besitzen. In diesem Fall dringt die elektromagnetische Welle nur wenig in das Material ein und ein Großteil der Welle wird reflektiert.

Im Halbleiter spielen sich grundsätzlich ähnliche Prozesse ab. Die wesentlichen Unterschiede hierbei sind jedoch, dass die Hintergrunddielektrische-Funktion größer als 1 ist, die Elektronen effektive Massen besitzen, die in unterschiedliche Raumrichtungen unterschiedlich groß sein können und dass das Gitter einen wesentlichen Beitrag zur dielektrischen Funktion spielen kann. In ?? ist zum Vergleich mit den Drudemodell eine Simulation mit $\epsilon_\infty = 3.22^2$, einer effektiven Masse von $0.067m_e$ und einem Einfluss des Atomgitters geplottet.

4.9 Drude Modell und charakteristische Parameter

In den dotierten Proben wurde die Stromrelaxationszeit τ , die Dotierkonzentration η sowie die effektive Masse m bestimmt. Die gemessenen Reflektionsspektren wurden an ein theoretisches Model mit entsprechenden freien Parametern angefitet. Der Fit berücksichtigt die Hochfrequenzzeitfähigkeit nach Drude:

$$\sigma(\omega) = \frac{e^2 \tau n_e}{1 - i\omega \tau m_L}, \quad (4.4)$$

sowie die Beiträge der verschiedenen optischen Phononfrequenzen ($\nu_{LO} = 292 \frac{1}{\text{cm}}$, $\nu_{TO} = 268 \frac{1}{\text{cm}}$) sowie die Phononendämpfung ($\Gamma = 2.5 \frac{1}{\text{cm}}$). Für die relative dielektrische Konstante wurde der Wert $\epsilon_\infty = 10.37$ verwendet.

Probe	τ in 10^{-15}s	η in $10^{18} \frac{1}{\text{cm}}$	m in m_e
②	100 ± 5	0.9 ± 0.1	0.060 ± 0.005
④	9.5 ± 1.0	1.10 ± 0.05	0.0055 ± 0.0005

4.10 Zusammenfassung

Während des Festkörperoptik-Experimentes konnten mit Hilfe eines FTIR-Spektrometer bequem verschiedene Halbleiterproben untersuchen. Zuerst konnten wir ein hochauflösendes Spektrum einer Global-Lampe aufnehmen und innerhalb dieses Spektrum deutlich die Absorptionslinien von Kohlenstoffdioxid und Wasser nachweisen und im Fall von Kohlenstoffdioxid sogar einzelne Rotations-Schwingungsübergänge auflösen. Anschließend wurde das Signal zu Rausch-Verhältnis untersucht und nachgewiesen, dass das Rauschen nicht mit $1/\sqrt{N}$ mit der Anzahl der Spiegeldurchläufe zusammenhängt.

Bei der Untersuchung von Galliumarsenid und Silizium-Proben wurden aus den Reflexions und Transmissionspektren aufgenommen. Durch Anfiten von theoretischen Daten konnte die dielektrische Funktion bestimmt und daraus der Brechungsindex berechnet werden. Eine gesonderte Betrachtung der der Interbandanregung ermöglichte es die Bandlücke des GaAs und des undotierten Si zu bestimmen. Wir erhielten für GaAs undotiert 1.384 eV und für GaAs dotiert 1.36 eV. Für Silizium, dass eine indirekte Bandlücke besitzt, musste der Einfluss der Phononen angefitet werden. Wir errechneten die Bandlücke von undotiertem Silizium in Übereinstimmung zu 1.108 eV. Die Energie der an diesem Prozess beteiligen Phononen wurde auf 48 meV bestimmt. Der Beitrag der freien Ladungsträger wurde in Metallen und in Halbleitern diskutiert und die wesentlichen Unterschiede aufgezeigt. Als letztes konnten durch Anfiten der Reflektivitäten um die Plasmakante die Leitfähigkeitsmassen, die Stromrelaxationszeiten und die Dotierkonzentrationen bestimmt werden. Für

Galliumarsenid bestimmten wir eine Dotierkonzentration von $n_e = 0.9 \times 10^{18} / \text{cm}^3$, eine Stomrelaxationszeit von $\tau = 0.1 \text{ ps}$ und einer effektiven Elektronenmasse von $0.06m_e$. Die Dotierkonzentration der Siliziumprobe unterschied sich mit $n_e = 1.1 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ nur wenig. Dagegen lagen die Stomrelaxationszeit von $\tau = 0.0095 \text{ fs}$ und die effektive Masse von $0.0055m_e$ deutlich unterhalb der Werte in Galliumarsenid. Insgesamt konnten die deutlichen Unterschiede der beiden Halbleiterarten sowie der Dotierkonzentrationen erkannt und deren Auswirkungen erklärt werden.

Literatur

- [1] <http://www.ansyco.de/CMS>
- [2] Anleitung Festkörperoptik, Homepage Universität Würzburg
- [3] <http://chriscolose.wordpress.com/2010/03/02/global-warming-mapsgraphs-2/>
- [4] Kittel, C., Introduction to Solid State Physics, 6th Ed., New York:John Wiley, 1986, p. 185.