

Bachelorarbeit

Spektroskopische- und Gleichstrom-Transport-Untersuchungen an Topologischen Isolatoren

Ausgeführt am Institut für Festkörperphysik
der Technischen Universität Wien

unter Anleitung von Dr.rer.nat. Alexey Shuvaev
bei Univ.Prof. Dr.rer.nat. Andrei Pimenov

durch

Wenzel Kersten

Wien, 23.06.2014



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
WIEN
Vienna University of Technology

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 2 |
| 2 | Theoretische Erläuterungen zur Transmission elektromagnetischer Wellen | 2 |
| 2.1 | Transmission an einem simplen Dielektrikum | 2 |
| 2.2 | Transmission an einer dünnen metallischen Schicht | 4 |
| 2.3 | Leitfähigkeit nach dem Drude-Modell | 5 |
| 3 | Transmissionsmessungen an HgTe-Probe mit Gate | 6 |
| 3.1 | Beschreibung der Probe | 6 |
| 3.2 | Versuchsaufbau | 6 |
| 3.3 | Theoretische Modellierung und Auswertung der Daten | 7 |
| 4 | Gleichstrom-Transport Messungen an SmB₆ | 10 |
| 4.1 | Vorbereitung der Probe | 10 |
| 4.2 | Versuchsaufbau | 10 |
| 4.3 | Theoretische Modellierung und Auswertung der Daten | 10 |
| 5 | Zusammenfassung | 14 |

1 Einleitung

Im Zuge dieser Bachelorarbeit wurden Transmissions-Experimente an einer Quecksilber-Tellurid-Probe (HgTe) und Gleichstrom-Transport Messungen an Samarium-Hexaborid (SmB_6) durchgeführt und ausgewertet, mittels derer grundlegende Materialparameter für beide Materialien bestimmt wurden. HgTe ist der kürzlich entdeckten Materialklasse der Topologischen Isolatoren (TI) zuzuordnen, auch von SmB_6 wird diese Zugehörigkeit vermutet. Bei TI handelt es sich vereinfacht gesagt um Stoffe, die an ihrer Oberfläche den Strom leiten und im Inneren nicht. Dieser Effekt wird hervorgerufen durch bestimmte Bandstrukturen, die sich aus der starken Spin-Bahn-Kopplung schwerer Elemente ergeben, gemeinsam mit der erhöhten Energie von elektronischen Zuständen an der Oberfläche eines Festkörpers (aufgrund fehlender Bindungspartner). Eine Besonderheit der TI ist, dass der Elektronen-Spin der leitenden Zustände an der Oberfläche richtungsabhängig ist. Dies könnte zukünftig Anwendung im Bereich der Spintronics finden.

2 Theoretische Erläuterungen zur Transmission elektromagnetischer Wellen

2.1 Transmission an einem simplen Dielektrikum

Der hier beschriebene 4×4 -Formalismus zur Berechnung der komplexen Transmission orientiert sich stark an [1]. Jeglichen em-Phänomenen zugrundegelegt sind die wohlbekanntesten Maxwell-Gleichungen, die in Materie folgende Form annehmen (in Gauß'schen cgs-Einheiten):

$$\nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho_{frei} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = 4\pi \frac{1}{c} \vec{j}_{frei} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4)$$

In einem isotropen, nicht optisch-aktiven Dielektrikum gelten folgende Relationen:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (6)$$

Nimmt man nun eine sich in z-Richtung ausbreitende Welle $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(kz - \omega t)]$, $E_{0z} = 0$ und $\vec{B} = \vec{B}_0 \exp[i(kz - \omega t)]$, $B_{0z} = 0$ an, und betrachtet ein Dielektrikum mit gebundenen Ladungsträgern ($\vec{j}_{frei} = 0$), so liefern Gleichungen (3) mit (6) und (4) mit (5):

$$k \begin{pmatrix} H_y \\ -H_x \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{\omega}{c} \epsilon \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (7)$$

$$k \begin{pmatrix} -E_y \\ E_x \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{\omega}{c} \mu \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (8)$$

Dies lässt sich in Matrix-Form darstellen als:

$$\frac{ck}{\omega} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \mu \\ 0 & 0 & -\mu & 0 \\ 0 & -\epsilon & 0 & 0 \\ \epsilon & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (9)$$

oder kurz als $\frac{ck}{\omega} \vec{V} = \Delta \vec{V}$. Dadurch ist ein Eigenwertproblem mit den 4 Lösungen $k_{1,2} = +\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon\mu}$ und $k_{3,4} = -\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon\mu}$ gegeben. Mit der Abkürzung $Z = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}$ ergeben die Eigenvektoren dieses Problems spaltenweise aufgeschrieben die Matrix W . Die Diagonaleinträge von K sind gegeben durch die Ortsentwicklungsfaktoren $e^{ik_j d}$ ($k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon\mu}$).

$$W = \begin{pmatrix} Z & Z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Z & Z \\ 0 & 0 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad K(d) = \begin{pmatrix} e^{ikd} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-ikd} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{ikd} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-ikd} \end{pmatrix}$$

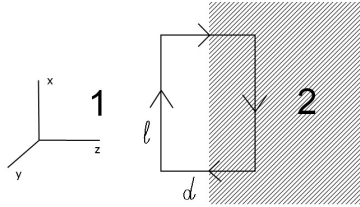
Die ersten beiden Spalten von W stellen in x-Richtung polarisierte Wellen dar, die sich vorwärts bzw. rückwärts ausbreiten. Die letzten zwei beschreiben Wellen in y-Polarisation. Man erhält den Propagator M , der einen Vektor \vec{V}_1 an der Stelle $z = 0$ mit dem Vektor \vec{V}_2 an $z = d$ in Relation setzt durch:

$$M(d) = WK(d)W^{-1} \quad (10)$$

Somit gilt:

$$\vec{V}_2 = M(d)\vec{V}_1 \quad (11)$$

Nun soll die Stetigkeit der Tangentialkomponenten an einer Grenzfläche von Vakuum-Dielektrikum gezeigt werden. Gleichungen (3) und (4) lassen sich in integraler Form wie folgt schreiben:



$$\oint_{\partial A} \vec{E} d\vec{s} = \int_A -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{A} \quad (12)$$

$$\oint_{\partial A} \vec{H} d\vec{s} = \int_A (4\pi \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) d\vec{A} \quad (13)$$

Abbildung 1: Wegintegral

Betrachtet man nun H_{\parallel} parallel zur Oberfläche und führt das Integral entlang des in Abbildung 2.1 dargestellten Weges durch, und lässt zuerst d gegen null gehen, so fällt die rechte Seite der Gleichung weg und es bleibt übrig:

$$\vec{H}_{1\parallel} = \vec{H}_{2\parallel} \quad (14)$$

Mit der Gleichung (12) lässt sich derselbe Weg gehen und man erhält das entsprechende Ergebnis:

$$\vec{E}_{1\parallel} = \vec{E}_{2\parallel} \quad (15)$$

Aus diesem Grund lässt sich die Transmission eines Dielektrikums anhand Gleichung (11) berechnen. Hierfür ist es praktisch einen Basiswechsel mit der Transformationsmatrix U durchzuführen.

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad M'(d) = U^{-1}M(d)U \quad (16)$$

In der neuen Basis beschreibt die erste Komponente unseres Vierervektors \vec{V} nun eine in x-Richtung polarisierte em-Welle, die sich in positive z-Richtung ausbreitet. Die zweite Komponente bewegt sich in umgekehrter Richtung, dritte und vierte beschreiben vor- und rückwärts Wellen in y-Polarisation.

Die komplexe Transmission, die auch Phaseninformation enthält, lässt sich dadurch ganz einfach aus folgender Gleichung ablesen:

$$\begin{pmatrix} t_c \\ 0 \\ t_p \\ 0 \end{pmatrix} = M' \begin{pmatrix} 0 \\ r_c \\ 1 \\ r_p \end{pmatrix} \quad (17)$$

Dabei sind t und r Transmission bzw. Reflexion, c und p indizieren die Messrichtungen gekreuzt (crossed) bzw. parallel zur ursprünglichen Polarisation der einfallenden Welle.

2.2 Transmission an einer dünnen metallischen Schicht

Wir betrachten wieder Abbildung 2.1, die mit 1 und 2 bezeichneten Zonen sollen jetzt Vakuum darstellen, dazwischen befindet sich jedoch eine dünne Metallschicht. Aus (13) folgt, wenn der 2 dimensionale Flächenstrom in der Grenzfläche nicht vernachlässigt werden kann ($\vec{j}_{frei} \propto \delta$ in z-Richtung):

$$H_{1\parallel x} = H_{2\parallel x} - \frac{4\pi}{c} j_y \quad (18)$$

$$H_{1\parallel y} = H_{2\parallel y} + \frac{4\pi}{c} j_x \quad (19)$$

Gleichung (15) bleibt weiterhin gültig. Für den Flächenstrom wird folgender Zusammenhang mit dem Leitfähigkeitstensor angenommen:

$$\begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (20)$$

Aufgrund dieser Tatsachen lässt sich nun eine Matrixgleichung für Feldvektoren direkt vor und hinter der metallischen Schicht aufstellen:

$$\begin{pmatrix} E_{2x} \\ E_{2y} \\ H_{2x} \\ H_{2y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ \frac{4\pi}{c} \sigma_{yx} & \frac{4\pi}{c} \sigma_{yy} & 1 & 0 \\ -\frac{4\pi}{c} \sigma_{xx} & -\frac{4\pi}{c} \sigma_{xy} & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{1x} \\ E_{1y} \\ H_{1x} \\ H_{1y} \end{pmatrix} \quad (21)$$

Kurz als $\vec{V}_2 = M_2 \vec{V}_1$. Nach wiederholter Basistransformation gemäß (16) erhalten wir das Ergebnis:

$$M'_2 = U^{-1} M_2 U, \quad \begin{pmatrix} t_c \\ 0 \\ t_p \\ 0 \end{pmatrix} = M'_2 \begin{pmatrix} 0 \\ r_c \\ 1 \\ r_p \end{pmatrix} \quad (22)$$

2.3 Leitfähigkeit nach dem Drude-Modell

Wenn wir uns die Elektronen in der dünnen Metallschicht genauer ansehen, so lässt sich eine Bewegungsgleichung ansetzen, in der Beiträge durch Reibungs-, Coulomb-, und Lorentz-Kraft vorkommen.

$$m\ddot{\vec{x}} = -\frac{m}{\tau}\dot{\vec{x}} - e\vec{E} - \frac{e}{c}(\dot{\vec{x}} \times \vec{B}) \quad (23)$$

Hierbei bezeichnet τ die Relaxationszeit der Elektronen im Reibungsterm. Sei $\vec{x} = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} e^{-i\omega t}$, $\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} e^{-i\omega t}$ und $\vec{B} = (0, 0, B_z)$, dann folgt, nach Umschreiben des Kreuzproduktes als Matrix-Multiplikation, aus Obigem:

$$\left(i\omega \frac{eB}{c} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} - (m\omega^2 + i\omega \frac{m}{\tau}) \mathbb{1} \right) \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} e^{-i\omega t} = -e \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} e^{-i\omega t} \quad (24)$$

Abgekürzt als $R\vec{x} = -e\vec{E}$. Wenn wir von links mit R^{-1} multiplizieren können wir \vec{x} isolieren und erkennen, dass es mit $(-i\omega)$ erweitert \vec{x} ergibt. Dies ist von Nutzen, da gilt:

$$\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{E} = ne\vec{x} \quad (25)$$

Mit der Ladungsträgerdichte n . Daher folgt:

$$ne(-i\omega)\vec{x} = ne^2(i\omega)R^{-1}\vec{E} = \hat{\sigma}\vec{E} \quad (26)$$

Nun können die Einträge des Leitfähigkeitstensors errechnet werden zu:

$$\sigma_{xx}(\omega) = \sigma_{yy}(\omega) = \frac{1 - i\omega\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\Omega_c\tau)^2} \sigma_0 \quad (27)$$

$$\sigma_{xy}(\omega) = -\sigma_{yx}(\omega) = \frac{\Omega_c\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\Omega_c\tau)^2} \sigma_0 \quad (28)$$

Hierbei bezeichnen $\Omega_c = \frac{eB}{mc}$ die Zyklotronfrequenz und $\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m}$ die Gleichstrom-Leitfähigkeit.

3 Transmissionsmessungen an HgTe-Probe mit Gate

3.1 Beschreibung der Probe

Bei der untersuchten Probe handelt es sich um übereinanderliegende Schichten verschiedener Materialien. Zu unterst befindet sich ein Substrat aus Cadmium-Tellurid (CdTe) mit einer Dicke von $800 \mu\text{m}$, darüber Schichten von HgTe in unterschiedlichen Zusammensetzungen (insgesamt 100 nm). Über dieser Anordnung ist als Isolator eine Schichtstruktur von SiO_2 , sowie Si_3N_4 aufgetragen. Den Abschluss bildet eine Metallschicht aus RuO_2 . Der genaue Aufbau ist der nebenstehenden Graphik zu entnehmen. Die Dicken von Isolator- und Metallschicht sind nicht genau bekannt, jedoch klein im Vergleich zum Substrat. Aufgrund der etwas abweichenden Gitterkonstanten der genannten Stoffe (HgTe: $a = 0,646 \text{ nm}$, CdTe: $a = 0,648 \text{ nm}$ [2]) ist in HgTe eine Verspannung zu erwarten. Dies soll im HgTe eine Bandlücke öffnen und dadurch das Verhalten als TI ermöglichen. Zwischen HgTe- und Metallschicht kann eine Spannung angelegt werden. Im Prinzip verhält sich die Anordnung dadurch wie ein Plattenkondensator, dies wird als Gate bezeichnet. Über die angelegte Gate-Spannung kann durch Bindung der Ladungsträger an die Kondensatoroberflächen die Ladungsträgerdichte im HgTe gesteuert werden. Bei den durchgeführten Messungen wurde auf das Anlegen einer Gate-Spannung jedoch verzichtet, Ziel war es, in einem zugrunde gelegten Drude-Modell der Leitfähigkeit, Größen wie effektive Masse, Relaxationszeit, und Dichte der Ladungsträger in HgTe zu bestimmen.

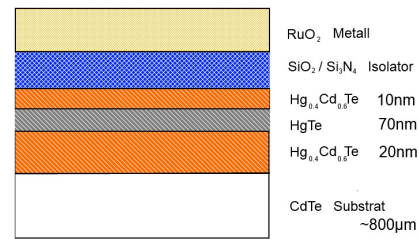


Abbildung 2: Aufbau der HgTe-Probe

3.2 Versuchsaufbau

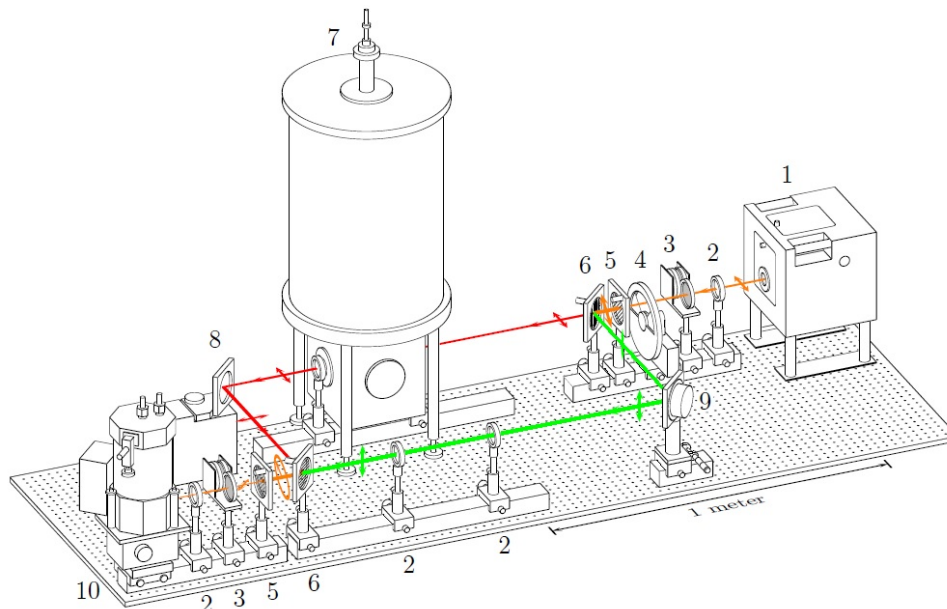


Abbildung 3: Messtisch - Linsen (2), Dämpfungsglieder (3), die übrigen nummerierten Komponenten sind im Text bezeichnet.

Das Transmissions-Experiment wurde an einem Mach-Zehnder-Interferometer durchgeführt. Als Strahlenquelle kam ein Backward-Wave-Oscillator (BWO, 1), mit einem Frequenzbereich von 0,1 bis 0,9 THz, zum Einsatz. Bei BWOs handelt es sich um kontinuierlich Frequenz-verstellbare Quellen elektromagnetischer (em) Strahlung, die durch Elektronenbewegung in einer Vakuumröhre erzeugt wird und durch die Beschleunigungsspannung geregelt werden kann. Die Probe befand sich in einem supraleitenden Split-Coil Magneten mit Mylar-Fenstern (7). Das variable Magnetfeld mit Feldstärken von bis zu 8 T war normal zur Probenoberfläche ausgerichtet. Auch die em-Strahlung traf in senkrechter Richtung auf die Probe auf. Als Strahlteiler (6) und Analysatoren (5) wurden Tungsten-Draht Polarisatoren verwendet. Die Messung der Intensität erfolgte mittels eines Bolometers (10). Wichtigstes Bauteil dieses Messgeräts ist ein absorbierender Halbleiter, der in einer bestimmten Zeitspanne der zu messenden em-Strahlung ausgesetzt ist, und sich proportional zur deren Intensität erwärmt. Diese Erwärmung führt bei dem heliumgekühlten Halbleiter zu einer starken Widerstandsänderung, die gemessen werden kann um die Intensität der Strahlung zu ermitteln. Zur zeitweisen Unterbrechung der THz-Strahlung kam ein Chopper direkt hinter der Quelle zum Einsatz (4). Die Phase wurde mithilfe eines verschiebbaren Spiegels (8) am Probenarm des Interferometers gemessen (roter Strahlengang). Durch einen akustisch vibrierenden Spiegel (9) am Referenzarm (grüner Strahlengang) wurde das Signal am Bolometer moduliert. Dies ermöglichte es, den verschiebbaren Spiegel so lange zu bewegen, bis ein Minimum der Transmission gefunden wurde. Aus der verschobenen Wegstrecke kann bei Kenntnis der Wellenlänge die Phase leicht ermittelt werden. Der untersuchte Temperaturbereich erstreckte sich von 1,8 K bis Raumtemperatur (300 K). Die Messreihen wurden automatisiert von einem Computer aufgenommen und mittels eines Computerprogramms ausgewertet. Es wurden Transmissions-Spektren bei den Temperaturen 1,8 K und 300 K aufgenommen, sowie Feld-Scans mit 150 GHz Strahlung bei 7 Temperaturen aus diesem Intervall durchgeführt.

3.3 Theoretische Modellierung und Auswertung der Daten

Das physikalische Verhalten der Probe wurde mittels dreierlei Anteile modelliert:

- ein simples Dielektrikum, stellvertretend für das Substrat
- anschließend eine dünne metallische Schicht mit veränderlicher Leitfähigkeit abhängig vom äußeren Magnetfeld, stellvertretend für die HgTe-Schicht
- sowie eine dünne metallische Schicht mit konstanter Leitfähigkeit, stellvertretend für das Gate

Die isolierenden Silizium- und $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ -Schichten haben bei kleiner Dicke im Vergleich zum untersuchten Wellenlängenbereich (Größendordnung $\nu = 10^{11}$ Hz, $\lambda = 10^{-3}$ m) eine Transmission von näherungsweise 1 und können daher vernachlässigt werden. Da es sich beim Gate um ein Metall und keinen Halbleiter handelt ist die Relaxationszeit τ sehr klein. Dies rechtfertigt die Annahme einer konstanten Leitfähigkeit σ_{xx} , es gilt $\sigma_{xy} \simeq 0$ (vgl. Gleichung (27) und (28) für $\tau \simeq 0$).

Mittels eines Computerprogramms wurden nun, gemäß der in Abschnitt 2 erwähnten Matrix-Methode, Transmissions-Spektren und Diagramme für die komplexe Transmission, sowie ihrer Phase, in paralleler und gekreuzter Analysator Anordnung in Abhängigkeit eines äußeren magnetischen Feldes berechnet. Jedem der drei oben erwähnten Anteile konnte hierbei eine Transmissions-Matrix zugeordnet werden. Die dabei in die Rechnung eingehenden, das Ergebnis bestimmenden, veränderlichen Größen (sog. Fit-Parameter) waren:

- ϵ , die relative Dielektrizitätskonstante für das Substrat
- σ_0 , τ , m^* für die HgTe-Schicht

- σ_1 für das Gate

Nun sollte durch Verändern der Fit-Parameter ein möglichst gutes Angleichen der errechneten Kurven an die tatsächlichen Messdaten erreicht werden. Dies geschah nach Augenmaß. Die Fits wurden bei den jeweiligen Temperaturen an alle vorhandenen Messdaten gleichzeitig durchgeführt, jedoch nur für Feldstärken von bis zu 3 T. Spektra standen nur bei den Temperatur-Extrema 1,8 K bzw. 300 K zum Fitten zur Verfügung. Da bei den Feld-Scans keine Kalibrierung, sprich eine Normierung der Transmission auf Werte ohne montierter Probe, durchgeführt wurde, musste zum Angleichen der theoretischen Kurven ein multiplikativer Faktor frei gewählt werden. Aus dem gleichen Grund kam bei den Phasen-Fits eine additive Konstante dazu.

Die Vorgangsweise soll mit den Diagrammen am Ende dieser Arbeit dokumentiert werden, zu sehen sind Kurven gemäß der finalen Werte der Fit-Parameter für alle gemessenen Temperaturen zusammen mit den Messwerten; die durchgezogenen Linien stellen die berechneten theoretischen Werte dar (Abbildungen 14 und 15). Beim Fitten der effektiven Masse m^* der Ladungsträger wurde darauf geachtet, denselben Wert für alle Temperaturen beizubehalten und den Anpassungsspielraum auf die anderen Parameter abzuwälzen. Die Phasen-Diagramme mit gekreuzten Analysatoren sind für positive Felder zur besseren Visualisierung um einen Sprung von π verschoben. Dieser kommt bei einem Nulldurchgang des Phasors der Transmission in der komplexen Zahlenebene zustande (z.B. beim Übergang vom I. direkt in den III. Quadranten).

Zur Abschätzung des Messfehlers wurden einzelne Fit-Parameter, bei Gleichlassen der Übrigen, solange verändert, bis sich eine deutlich sichtbare Abweichung der Kurven von den Messdaten ergab. Dies wurde nur bei den Temperatur Extrema, sowie bei einem Wert dazwischen durchgeführt. Die Ergebnisse der Data-Fits sind in Abbildung 4 für alle Temperaturen dargestellt.

Aus den gewonnen Daten konnte über $\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m}$ ein Wert für die Ladungsträgerdichte n der HgTe-Schicht berechnet werden. Das Resultat ist in Abbildung 5 zu sehen, es wurde die Gauß'sche-Fehlerfortpflanzung angewendet. Die zwei-dimensionale Ladungsträgerdichte ergibt sich aus jener in drei Dimensionen durch Multiplikation mit der Dicke d der HgTe-Schicht.

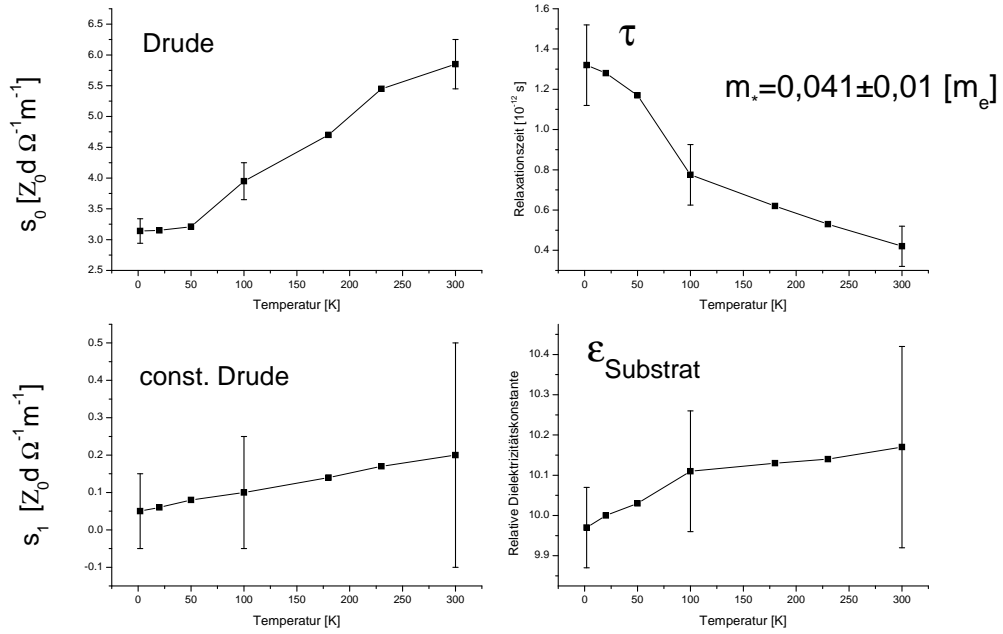


Abbildung 4: Werte der Fit-Parameter. Mit $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ wird die Vakuum-Wellenimpedanz, mit d die Dicke der HgTe-Schicht bezeichnet. Die effektive Masse ist rechts oben in Einheiten der Elektronenmasse angegeben und für alle Temperaturen gleich.

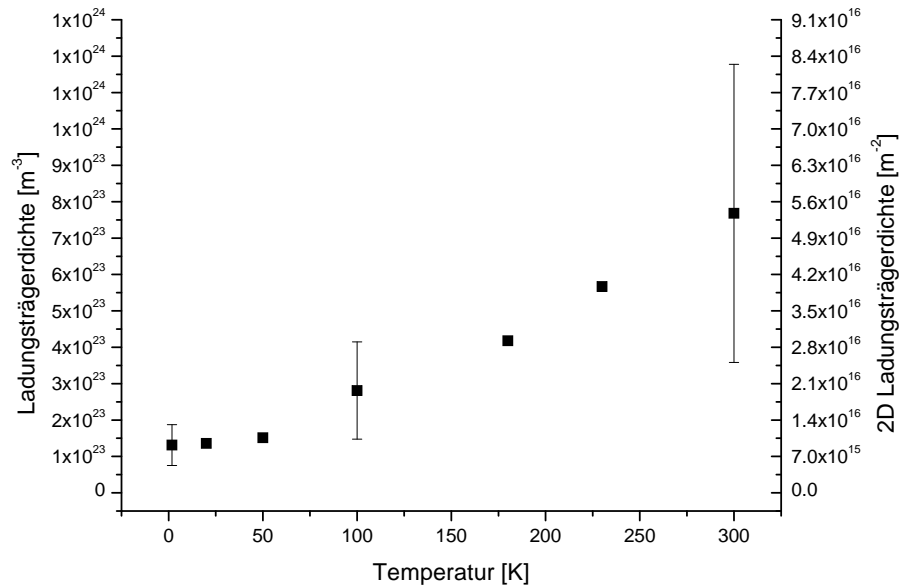


Abbildung 5: 3D und 2D Ladungsträgerdichte

4 Gleichstrom-Transport Messungen an SmB₆

4.1 Vorbereitung der Probe

Das Proben-Plättchen aus SmB₆ mit einer Fläche von ca. 4×5 mm und einer Dicke von $d = 115$ μm wurde zuerst mit einem Kunstharz-Kleber auf ein kleines rechteckiges Plastik-Stück geklebt. Dieses wurde mittels zweier Klebestreifen am Probenhalter befestigt. Im nächsten Schritt wurden Kupferdrähte an die Kontakte des Probenhalters gelötet und mittels Silber-Leitlacks auf der Probenoberfläche angebracht. Die Schaltung wurde so gewählt, dass mit zwei Kanälen der Hall-Widerstand normal zur, und mit dem dritten der Widerstand in Stromrichtung gemessen werden konnte. Die stromführenden Kontakte befinden sich auf der Fotografie links und rechts mittig auf der Schmalseite der Probe, die Kontakte zur einfachen Widerstandsmessung auf der Unterseite. Die Hall-Kontakte liegen gegenüberliegend paarweise auf der Breitseite.

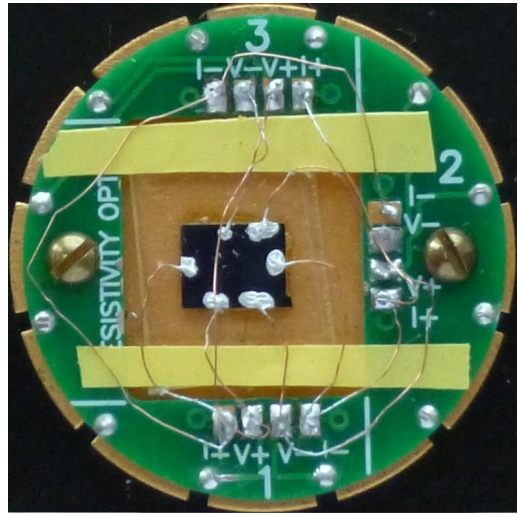


Abbildung 6: Fotografie der Probe mit Halterung

4.2 Versuchsaufbau

Das Gleichstrom-Transport Experiment wurde an dem sog. Physical Property Measurement System (PPMS) der Firma Quantum Design vorgenommen. Das PPMS gestattet präzise Messungen von Strom und Spannung bei verschiedenen Temperaturen und äußeren Magnetfeldern im Vakuum. Gemessene Größen waren der Ohm'sche- (R_{xx}) und der Hall-Widerstand (R_{xy}). Der untersuchte Temperaturbereich erstreckte sich von 2,5 K bis 300 K bei Magnetfelder normal zur Probenoberfläche mit bis zu 14 T. Für die Ströme wurde der Maximalwert von 500 μA gewählt. Es wurden jeweils über einen Zeitraum von einigen Stunden Temperatur-Scans der Widerstände ohne externem Magnetfeld und Feld-Scans bei 10 ausgewählten Temperaturen automatisiert aufgenommen.

4.3 Theoretische Modellierung und Auswertung der Daten

Für die physikalische Beschreibung wurde ein Drude-Modell herangezogen, der Strom wurde über die gesamte Probe als Konstant in Längsrichtung genähert. Ohmscher und spezifischer Widerstand stehen durch eine bekannte Formel in Relation zueinander:

$$R_{xx} = \rho_{xx} \frac{l}{A} = \rho_{xx} \frac{l}{db} \quad (29)$$

Für den Hall-Widerstand gilt:

$$R_{xy} = \frac{U_y}{I_x} = \frac{E_y b}{j_x b d} = \frac{j_x \rho_{xy}}{j_x d} = \frac{\rho_{xy}}{d} \quad (30)$$

Länge l und Breite b der Probe wurden als Pixelabstände aus der digitalen Fotografie entnommen. Dazu wurden die Abstände der zueinander nächsten Punkte auf den gegenüberliegenden Silberlack-Flächen hergenommen. Für b wurde die Summe beider Abstände gemittelt. Die Dicke $d = 115$ μm war bekannt.

Das Temperaturverhalten von ρ_{xx} ist in Abbildung 7 zu sehen, die roten Punkte stellen zusätzliche Messwerte aus den Feld-Scans dar. Das starke Ansteigen des Widerstands bei niedrigen Temperaturen ist ein Indiz für die Klassifizierung der Probe als Halbleiter.

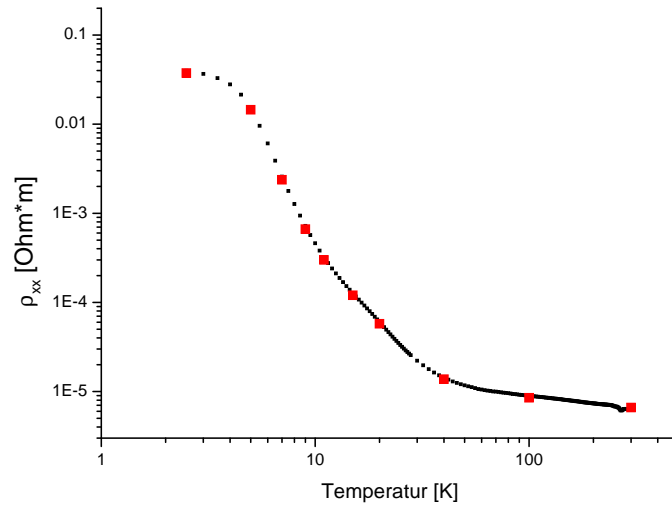


Abbildung 7: Temperatur-Scan

Die Resultate (27) und (28) aus Abschnitt 2.3 können übernommen werden, wenn wegen des Gleichstroms $\omega = 0$ gesetzt wird. Durch Invertieren des Leitfähigkeits-Tensors $\hat{\sigma}$ erhält man den Tensor des spezifischen Widerstands $\hat{\rho}$. Nach Einsetzen der Ausdrücke für Ω_c bzw. σ_0 ergibt sich:

$$\rho_{xx} = \frac{1}{\sigma_0} \quad (31)$$

$$\rho_{xy} = \frac{B}{ne} \quad (32)$$

Der Hall-Widerstand zeigt daher lineares Verhalten als Funktion des äußeren Magnetfeldes (da für die Probe $\mu = 1$ angenommen wird gilt $\vec{H} = \vec{B}$). Um diesen Zusammenhang aus den Rohdaten ersichtlich zu machen wurde R_{xx} von R_{xy} (gemittelt aus beiden Signalen) mit einem Koeffizienten subtrahiert, sodass sich eine möglichst gute Gerade ergab. Die Vorgehensweise sei in folgenden Abbildungen für die zwei niedrigsten Temperaturen illustriert.

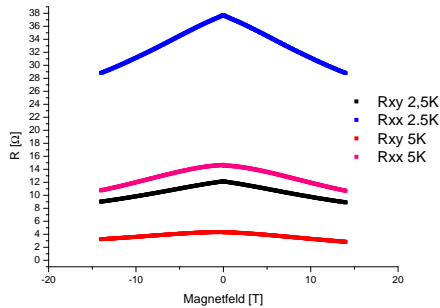


Abbildung 8: Rohdaten

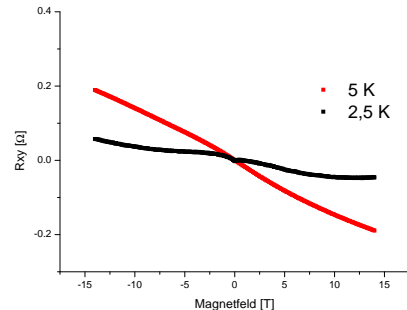


Abbildung 9: Hall-Widerstand

Die auf den ohm'schen Widerstand R_{xx} ohne Magnetfeld normierten Messwerte für alle Temperaturen sind in folgenden beiden Diagrammen zu sehen (Abbildungen 10 und 11). Bei R_{xy} sind im Vergleich zu R_{xx} keine eindeutigen Temperatur-Trends im Anstieg der Kurven auszumachen.

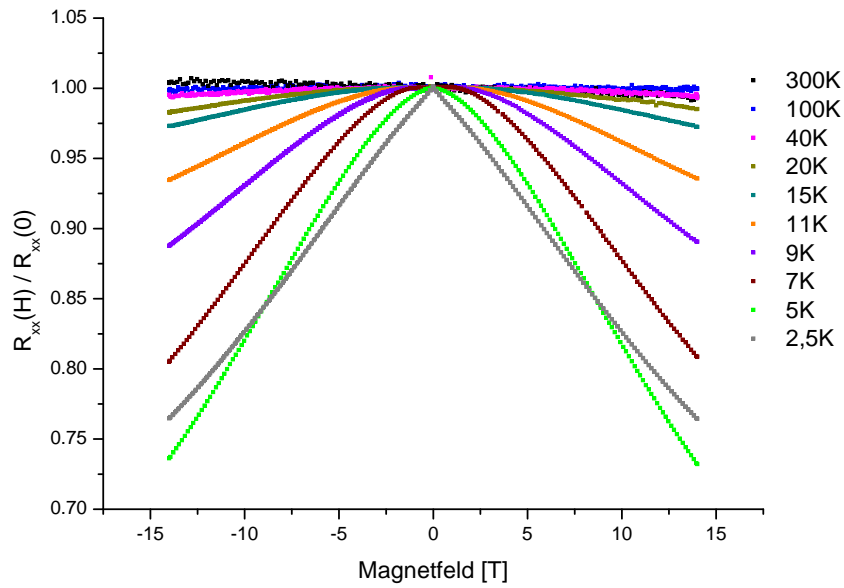


Abbildung 10: normierte Feld-Scans

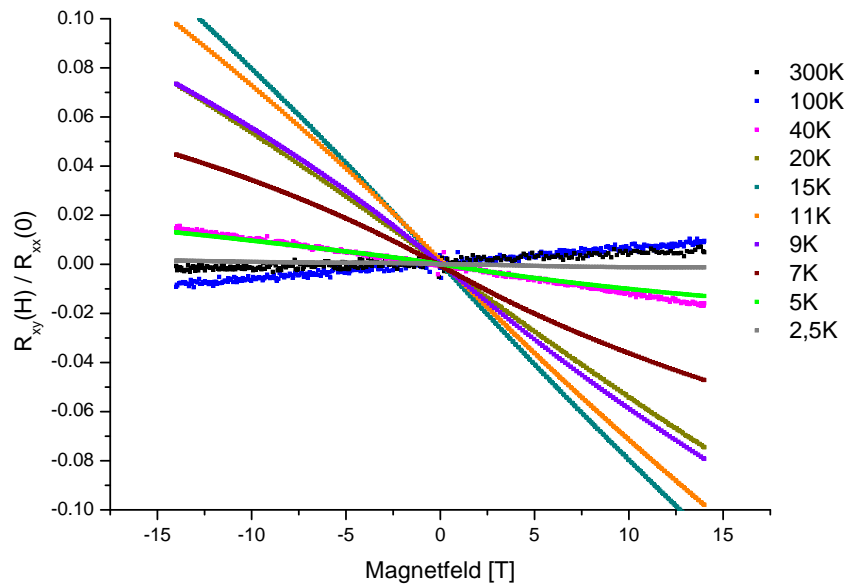


Abbildung 11: normierte Feld-Scans

Das parabolische Verhalten von R_{xx} aus Abbildung 10 steht im Widerspruch zum konstanten ρ_{xx} aus Gleichung (32). Die Abweichung besteht, weil in der physikalischen Modellierung nur Ladungsträger eines

Vorzeichens angenommen wurden, statt beide Arten zu Berücksichtigen, die noch dazu unterschiedliche effektive Massen haben können. Die Verminderung von R_{xx} als Funktion des Feldes wird als negativer Magnetowiderstand bezeichnet. Bemerkenswert ist auch dessen lineares Verhalten bei 5 K und besonders bei 2,5 K. Ein Vergleich mit der spärlichen Literatur zu diesem Thema ergab, dass ähnliche Effekte bei SmB_6 schon beobachtet wurde [3].

Aus dem Anstieg von R_{xy} lässt sich wegen (32) und (30) die Ladungsträgerdichte n berechnen. Dieser wurde mit Hilfe von linearen Fits am Computer bestimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 12 dargestellt, die Fehler der Fits betragen maximal 0,3% und sind deshalb nicht zu sehen. Die tatsächliche Genauigkeit liegt jedoch weit unter diesem Wert, sie ist durch Näherungen in der Geometrie des Problems (konstanter Strom in Längsrichtung) und die Ausdehnung der Kontakte begrenzt. Das Vorzeichen der Ladungsträgerart wurde durch Anwenden der Rechten-Hand-Regel bei Kenntnis der Polung der Hall-Kontakte durch Vergleich mit dem Vorzeichen der gemessenen Spannung, sowie der Richtung des äußeren Feldes ermittelt.

Dass bei den zwei höchsten Temperaturen positive Ladungsträger auftreten, ist jedoch mit einiger Vorsicht zu genießen, da die Messwerte von R_{xx} für 300 K und 100 K, im Widerspruch zur Theorie, kein spiegelsymmetrisches Verhalten um den Nullpunkt zeigen. Im Gegenteil, es lässt sich ein lineares Absinken ausmachen, das von einem Hall-Anteil der nicht perfekt auf gleicher Höhe platzierten Kontakte stammen könnte. Dies wirkt sich weiter auf den Anstieg von R_{xy} aus und könnte dafür verantwortlich sein, ihn ins positive zu kippen. Die geringe Genauigkeit rührt von den niedrigen Messwerten des ohm'schen Widerstands bei diesen Temperaturen her. Ein Literaturvergleich ergab, dass bei SmB_6 -Proben über 58 K ein solcher Wechsel des Vorzeichens der Ladungsträger auftrat, was sich wiederum mit den Ergebnissen deckt [4].

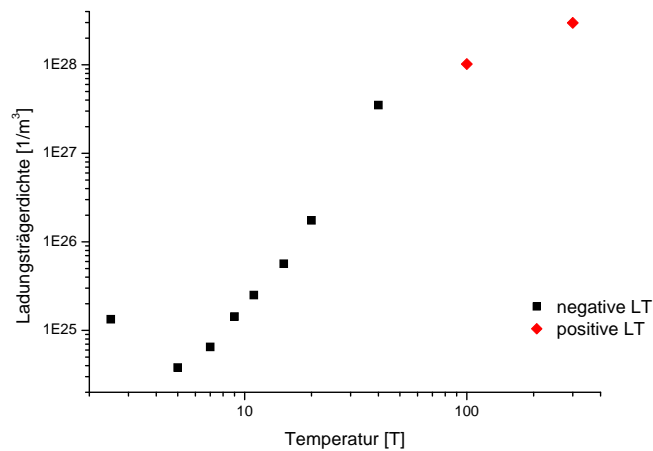


Abbildung 12: Ladungsträgerdichte

Es scheint verwunderlich, dass bei 2,5 K die Ladungsträgerdichte größer ist, als bei etwas höheren Temperaturen. Tatsächlich geht dieses Verhalten aus den Messdaten hervor, man erkennt einen betragsmäßig größeren Anstieg, demnach größeres n , für 5 K als für 2,5 K in Abbildung 9. Auch dieser Effekt wurde für SmB_6 schon beobachtet [4].

Abschließend konnte eine Abschätzung für die Relaxationszeit τ der Ladungsträger durch Umformen der Beziehung $\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{ne^2\tau}{m}$ errechnet werden, für die Masse m wurde die Elektronenmasse eingesetzt.

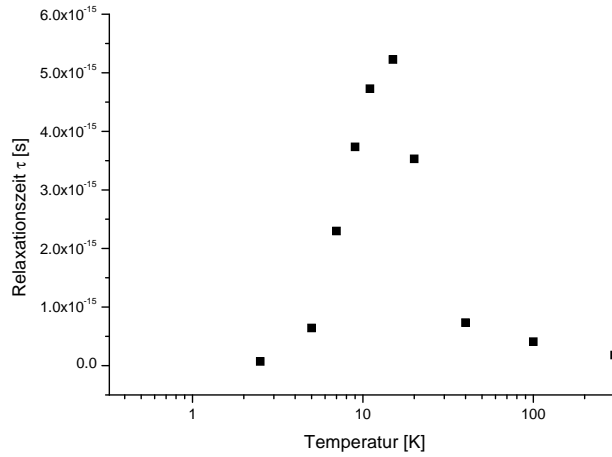


Abbildung 13: Relaxationszeit

5 Zusammenfassung

Mithilfe eines einfachen Drude-Modells konnten bei der HgTe-Probe die Ladungsträger charakterisiert werden. Es wurden Relaxationszeit, effektive Masse und daraus die Ladungsträgerdichte durch Parameter-Fits berechnet bzw. gemessen. Diese Ergebnisse stehen am Anfang weiterer Messungen, die zukünftig unter Miteinbezug des Gates der Probe durchgeführt werden können.

Bei der SmB₆-Probe wurden Größen des elektrischen Transports gemessen, aus denen die Ladungsträgerdichte und eine Abschätzung für die Relaxationszeit gewonnen werden konnten. Außergewöhnliche Effekte, wie ein negativer Magnetowiderstand und dessen lineares Verhalten bei tiefen Temperaturen, sowie ein Vorzeichenwechsel der Ladungsträger bei höheren Temperaturen, und auch das Ansteigen der Ladungsträgerdichte bei 2,5 K wurden beobachtet. Diese konnten mit ähnlichen Ergebnissen aus der Literatur in Verbindung gebracht werden.

Um zu Bestätigen, dass es sich bei den untersuchten Materialien um topologische Isolatoren handelt, reichen die gewonnen Daten nicht aus.

Literatur

- [1] D. W. Berreman. Optics in stratified and anisotropic media: 4x4-matrix formulation. *J. Opt. Soc. Am.*, 62(4), 1972.
- [2] A. M. Shuvaev, G. V. Astakhov, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, and A. Pimenov. Terahertz magneto-optical spectroscopy in HgTe thin films. *Semiconductor Science and Technology*, 27(12):124004, 2012.
- [3] V. V. Glushkov, S. V. Demishev, M. I. Ignatov, A. V. Kuznetsov, Y. B. Paderno, N. Y. Shitsevalova, D. N. Sluchanko, and N. E. Sluchanko. Magnetoresistance anomaly at the transition to coherent state in SmB₆. *Physica B Condensed Matter*, 378:612–613, May 2006.
- [4] J. W. Allen, B. Batlogg, and P. Wachter. Large low-temperature hall effect and resistivity in mixed-valent SmB₆. *Phys. Rev. B*, 20:4807–4813, Dec 1979.

Fit-Diagramme

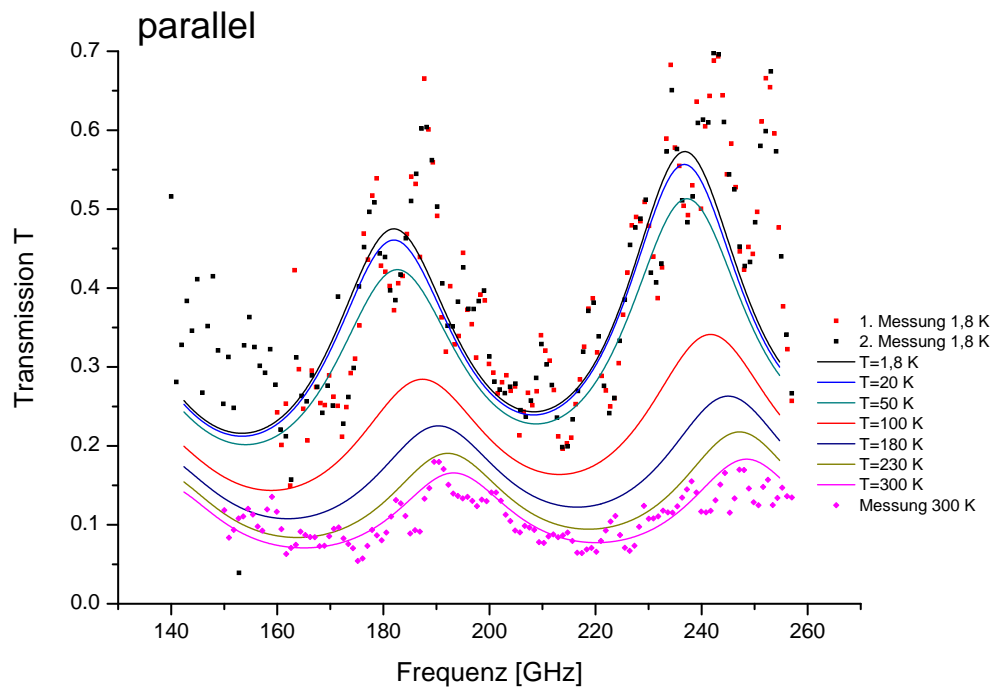


Abbildung 14: Data-Fits: Transmissions-Spektren. Berechnete Kurven sind für alle Temperaturen dargestellt.

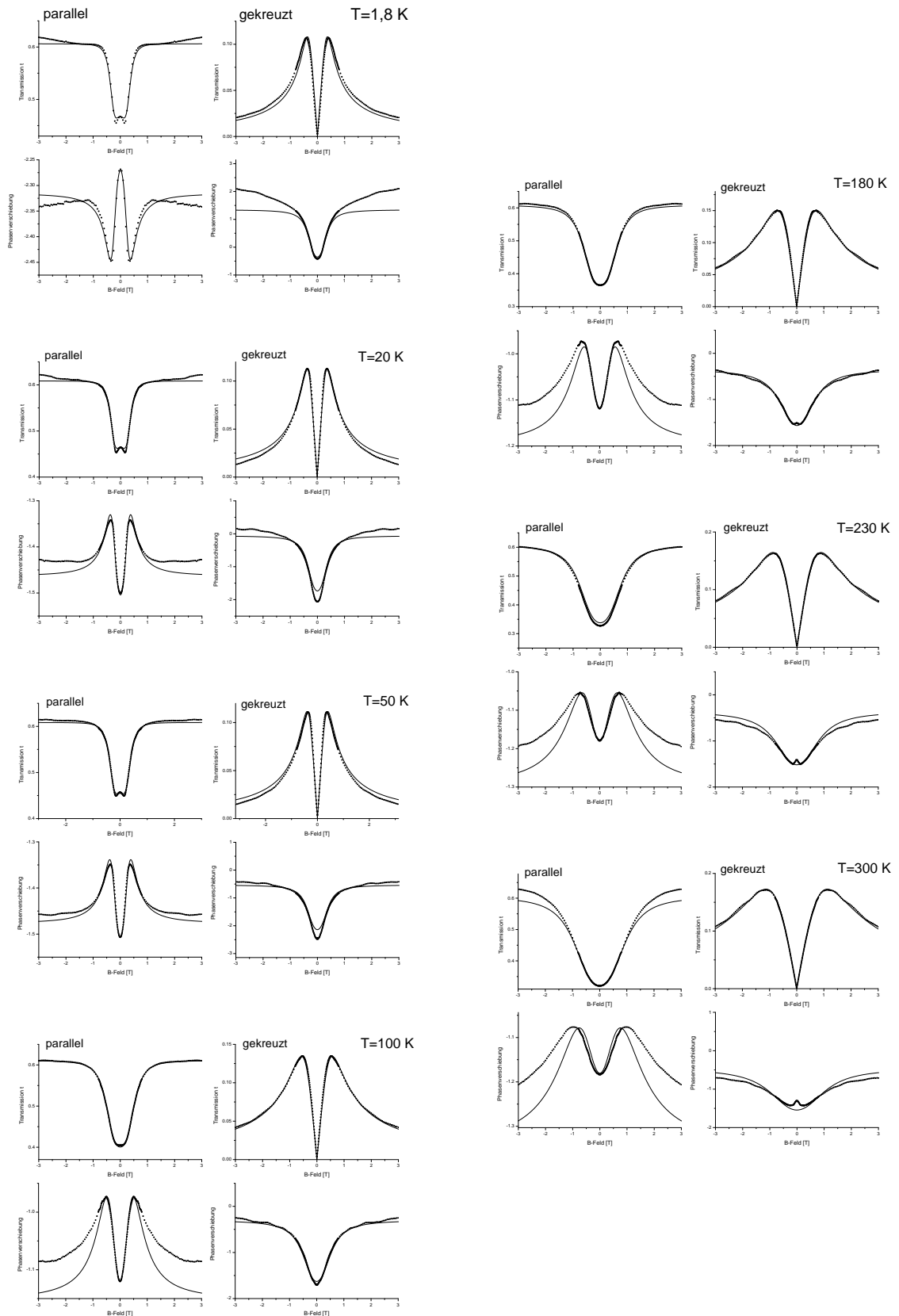


Abbildung 15: Data-Fits: Feld-Scans