



universität
wien

DIPLOMARBEIT

Titel der Diplomarbeit

Elektrische Transporteigenschaften von
hochorientiertem pyrolytischen Graphit (HOPG)

angestrebter akademischer Grad

Magister der Naturwissenschaften (Mag. rer.nat.)

Verfasser:	Thomas Walter Penz
Matrikel-Nummer:	0503308
Studienrichtung (lt. Studienblatt):	411 Diplomstudium Physik UniStG
Betreuer:	Prof. Dr. Wolfgang Lang

Wien, am 26.11.2010

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die elektrischen und galvanomagnetischen Eigenschaften von hoch orientiertem pyrolytischen Graphit (HOPG) untersucht. Nach der Offenbarung von ungewöhnlichen Phänomenen im 2004 neu entdeckten alleinstehenden Graphen, stieg auch das Interesse an verwandten Kohlenstoffstrukturen. Trotz zahlreicher Untersuchungen bestehen nach wie vor Unklarheiten über so manche Transporteigenschaften von Graphit.

Ziel dieser Arbeit ist es anhand von (Magneto)widerstands- und Hallmessungen die Ladungsträgerkonzentrationen und -beweglichkeiten von Elektronen und Löchern in Graphit unter zur Hilfenahme des Zweibandmodells zu ermitteln. Ferner werden in Abhängigkeit von Temperatur und Magnetfeld die Änderungen der Transporteigenschaften durch Gitterdefekte, Verunreinigungen und der Kristallitausrichtungen des Graphits an den Messresultaten von HOPG und im Vergleich zu anderen Graphitproben erläutert. Durch das Auftreten von Anomalien im Halleffekt und in der Magnetfeldabhängigkeit des Magnetowiderstandes wird die Beteiligung von Effekten durch die dreieckige Fermi-Oberflächen-Verzerrung und von Dirac-Fermionen genauer thematisiert.

Dazu werden im Temperaturbereich von 10 bis 300K Messungen des Widerstandes, sowohl in den Graphitebenen, als auch senkrecht dazu vorgenommen. Ebenso unter Einwirkung eines Magnetfeldes senkrecht, als auch parallel zu den Graphitebenen. Genauso erfolgen Hallmessungen bei konstantem Magnetfeld bei beiden Magnetfeldrichtungen.

Der Widerstand der Graphitebenen zeigt metallisches Verhalten über den gesamten Temperaturbereich. Der c-Achsen-Widerstand zeigt selbiges nur bis zu 36K - für Temperaturen darüber weist dieser Halbleiter-Verhalten auf. Bei 11K und 1T (senkrecht zu den Ebenen) konnte ein magnetoresistiver Effekt von über 11000% gemessen werden - für parallel orientierte Magnetfelder tritt keiner auf. Ein Halleffekt kann ebenfalls nur bei senkrechten B-Felder gemessen werden – bei einem Magnetfeld von 1T weist dieser stets negative Werte auf.

Abstract

The aim of this thesis was the investigation of the electrical and galvanomagnetic properties of highly oriented pyrolytic graphite.

There has been a huge interest in graphite and related carbon-structures, after the revelation of unusual and unexpected phenomena on separated graphene in 2004. Plenty of examinations have been done on graphite, unclarities still remain in many transport properties.

In this work (magneto)resistance- and Hall-measurements were performed, to examine the concentrations and mobilities of electrons and holes by using a two-band-model. The changes in the transport properties due to lattice-defects, contaminations and orientation of crystallites in terms of magnetic field and temperature will be discussed, also in comparison to other samples.

Due to the appearance of anomalies in the Hall-effect and the magnetic-field-dependence of the magnetoresistance we will discuss a possible involvement of the effects of trigonal warping and Dirac-fermions.

Measurements of the resistance along the graphite planes and perpendicular to them in the temperature range of 10 to 300K are presented. In addition, a magnetic field is applied parallel and perpendicular to the planes for magnetoresistance measurements. The Hall-effect is evaluated at constant field in the conventional in-plane arrangements, as well as for out-of-plane Hall fields.

The resistance in the graphite planes shows metallic behaviour over the entire temperature range. The c-axis-resistance exhibits the same behaviour to 36K. For higher temperatures a semi-conductor-like dependence is seen. A magnetoresistive effect of 11000% has been measured at 11K and 1T (applied perpendicular to the graphite planes) – for parallel fields no effect could be detected. Hall-effect measurements are successful only at perpendicular fields – resulting in a negative Hall coefficient for 1T.

Inhaltsverzeichnis:

1.	Motivation und Einleitung	7
1.1.	Mit Graphit „back to the basics“	9
1.2.	Weitere wichtige und interessante Phänomene in Graphit	10
2.	HOPG – eine besondere Form des Kohlenstoffs	11
2.1.	Aufbau	11
2.2.	Eigenschaften	13
2.3.	Physikalische Daten von ZYA-HOPG	15
2.4.	Anwendungsgebiete	16
2.5.	Die Herstellung von HOPG	16
2.6.	Bandstruktur	18
3.	Elektrische Transporteigenschaften	23
3.1.	Der spezifische Widerstand	24
3.1.1.	Leitfähigkeit in der ab-Ebene	26
3.1.2.	Leitfähigkeit in der c-Achse	32
3.2.	Galvanomagnetische Effekte	37
3.3.	Der Hall-Effekt	39
3.3.1.	Quanten-Hall-Effekt (QHE)	45
3.3.2.	Fraktionaler Quanten-Hall-Effekt (FQHE)	47
3.4.	Der magnetoresistive Widerstand	48
3.4.1.	Lorentz-Magneto-Widerstand	48
3.4.2.	Auswirkungen der Probengröße	53
3.5.	Magnetfeld-induzierter Metall-Isolator-Übergang (MIT)	55
3.6.	Shubnikov-de-Haas-(SdH)-Oszillationen	61
3.7.	Möglicher Supraleitung-Isolator-Übergang	63
3.8.	Mögliche Raumtemperatur-Supraleitung	64
4.	Die Messapparatur	65
4.1.	Der Closed Cycle	66
4.2.	Die Temperaturregelung	67
4.3.	Der Elektromagnet	67
4.4.	Die Messprogramme	67
4.4.1.	Programm zur Widerstandsmessung ohne Magnetfeld	68
4.4.2.	Programm zur Widerstandsmessung im Magnetfeld	69
4.4.3.	Programm zur Halleffekt-Messung	70
4.5.	Geräteliste	72
4.6.	Messungenauigkeiten, Fehleranalyse	72
5.	Das Wesen des Messverfahrens	75
5.1.	Grundlegende Messmethodik	75
5.2.	Methodik der Widerstandsmessungen	76
5.3.	Durchführung der normalen Widerstandsmessung	77
5.3.1.	Schichtwiderstand (ab-Ebene)	77
5.3.2.	c-Achsen-Widerstand	77
5.4.	Durchführung der Magnetowiderstandsmessung	78
5.4.1.	ab-Ebene - Transversale Geometrie ($B \perp I, I // \text{Ebene}$)	79
5.4.2.	ab-Ebene - Longitudinale Geometrie ($B // I, I // \text{Ebene}$)	79
5.4.3.	c-Achse - Transversale Geometrie ($B \perp I, I \perp \text{Ebene}$)	80
5.4.4.	c-Achse - Longitudinale Geometrie ($B // I, I \perp \text{Ebene}$)	80

5.5.	Methodik der Hall-Messung	81
5.6.	Durchführung der Halleffektmessung	81
5.6.1.	Magnetfeld Out-of-plane.....	82
5.6.2.	Magnetfeld In-plane.....	82
6.	PROBEN.....	85
6.1.	Herstellung	85
6.2.	Charakteristika.....	86
6.2.1.	Probe zu den Widerstandsmessungen in der ab-Ebene	86
6.2.2.	Probe zu den Widerstandsmessungen in der c-Achse	87
6.2.3.	Proben zur Hall-Messung	88
7.	Resultate und Auswertung.....	89
7.1.	Widerstandsmessungen in der ab-Ebene.....	90
7.1.1.	Spezifischer Widerstand ohne Magnetfeld	90
7.1.2.	Magnetowiderstand in transversaler Geometrie	96
7.1.3.	Magnetowiderstand in longitudinaler Geometrie	99
7.2.	Widerstandsmessungen in der c-Achse	101
7.2.1.	Spezifischer Widerstand ohne Magnetfeld	101
7.2.2.	Magnetowiderstand in transversaler Geometrie	103
7.2.3.	Magnetowiderstand in longitudinaler Geometrie	104
7.3.	Magnetfeld-induzierte Übergänge in der ab-Ebene	106
7.3.1.	MIT in transversaler Geometrie	106
7.3.2.	MIT in longitudinaler Geometrie.....	107
7.4.	Magnetfeld-induzierte Übergänge in der c-Achse.....	107
7.4.1.	MIT in transversaler Geometrie	107
7.4.2.	MIT in longitudinaler Geometrie.....	108
7.5.	Anisotropie.....	109
7.6.	Hall-Effekt-Messungen	110
7.6.1.	B-Out-of-plane-Hall-Effekt	110
7.6.2.	B-In-plane-Hall-Effekt	114
8.	Schlussfolgerungen	117
	Literaturverzeichnis:.....	119
	Danksagung:.....	127
	Lebenslauf	129

KAPITEL 1

1. Motivation und Einleitung

Graphit erlangte bereits 1564 große Bekannt- und Aufmerksamkeit mit der Erfindung des Bleistiftes und der vorteilhaften Gegebenheit, dass sich die einzelnen schwach van-der-Waals-gebundenen Graphenschichten beim Schreiben ablösen.

1946 war es P. R. Wallace, der als erstes über die Bandstruktur von Graphen und deren halbmetallisches Verhalten geschrieben hat und damit den Beginn seiner Untersuchungen von Graphit eingeleitet hat.

Graphit ist eines der am häufigsten und besten untersuchtesten Materialien in der Physik [[Sou58](#), [Slo58](#), [Coo70](#), [Kaw77](#), [Dil78](#), ...]. Doch gibt es zahlreiche auftretende Phänomene und Eigenschaften in Graphit und verwandten Kohlenstoffstrukturen, von denen trotz vielfachen Experimenten noch keine vollständige Kenntnis über deren Art von Leitungsmechanismus oder beteiligte Ladungsträger bzw. es keine probenübergreifenden Erklärungen für das Aussehen der Messergebnisse gibt, die alle relevanten und auftreten könnenden Parameter inkludiert.

Im Laufe der Zeit wurde eine ganze Schar an theoretischen Untersuchungen unternommen und diverseste Vermutungen gemacht, von denen einige durch neuartige und verbesserte Messungen, entweder widerlegt werden konnten, mit der Erkenntnis, dass nach neuen Erklärungen gesucht werden musste, oder aber auch Theorien in derer Korrektheit bestärkt wurden.

Den Anstoß zu einem wahren Hype brachte das Team um Andre Geim und Kostya Novoselov in 2004. Sie waren die ersten, die es durch die Technik der sogenannten mikromechanischen Spaltung [[Nov04](#), [Nov05](#)] schafften von Graphit eine einzige Monolage, eine Graphenschicht zu extrahieren. Bis dahin wurde angenommen, dass Graphen als freistehendes Konstrukt nicht existieren kann, und falls doch, es nicht nachgewiesen werden könne.

Durch die Arbeit von Novoselov et. al. und der damit verbundenen Reduzierung der Dimensionalität von Graphit von 3D auf 2D, offenbarten sich interessante und ungewöhnliche Phänomene, deren Entdeckung zur Verleihung des Nobelpreises für Physik 2010 an Geim und Novoselov führte.

Dass der Stromtransport in Graphit durch die freien vierten Valenzelektronen ermöglicht wurde und dies auch bei Graphen der Fall ist verwunderte wenig. Jedoch erstaunlich war, dass diese Elektronen selbst bei niedrigsten Temperaturen nicht langsamer wurden. Diese bewegen sich mit einer Geschwindigkeit von 10^6 m/s und werden aufgrund dieses Verhaltens, als hätten sie keine träge Masse, als „massless Dirac fermions“ bezeichnet [[Nov04](#), [Nov05](#), [Zha05](#)].

Diese Ergebnisse führten noch einen Schritt weiter, als Transportmessungen in Graphit im Quanten-Limit durchgeführt wurden und entdeckt wurde, dass der normale Hall-Effekt durch die hohe Anisotropie zu einem ganzzahligen (Integer-(IQHE))-ähnlichen [[Kem06](#)], und die starke WW der Ladungsträger

zum gebrochenzahligen (Fractional-(FQHE)) Quanten-Hall-Effekt führt [Kop09, Luk06]. Durch die Untersuchung des zweidimensionalen Ladungsträgertransportes erwartete man viel über den quantenmechanischen Aufbau der Proben herauszufinden.

Bei konventionellen Halbleiter-Transistoren aus Silizium ist mit abnehmender Größe ein Sinken der Qualität und Leistungsfähigkeit durch Stromlecks zu verzeichnen. Bei Graphen tritt der genau gegensätzliche Effekt auf - die elektrischen Eigenschaften werden bei der Miniaturisierung besser.

Durch die außergewöhnlichen Eigenschaften von Graphen erwartet man sich in der Zukunft neue leistungsfähigere, hochqualitative elektronische Bauteile vorwiegend aber ultra-schnelle (ballistische) Transistoren, vor allem zum Einsatz in Computern und in der Nachrichtentechnik.

1.1. Mit Graphit „back to the basics“

Graphit dient als Modell für alle andere Systeme aus Kohlenstoff. Es ist daher sehr nützlich dieses vollständig in Sachen Magnetfeldabhängigkeit der magnetischen und elektrischen Eigenschaften zu verstehen und beschreiben zu können.

Da die Kopplung der Elektronen zwischen den Schichten alle Eigenschaften des Elektronengases von Graphit verändert, wäre es wichtig und interessant herauszufinden, wie groß diese Kopplung tatsächlich ist, sofern sie nicht Null ist.

Das Problem ist, dass es kein Defekt-freies Graphit gibt. Daher sind keine Eigenschaften von idealem Graphit bestimmbar. Es gibt zwar seit den ersten Messungen viele Berichte von Ladungsträgerdichten, von denen allerdings nicht bekannt ist, in welcher Weise dies rein intrinsische Werte oder durch Defekte und Verunreinigungen beeinflusste gemessene Werte sind. Bei einer mathematischen Berechnung der Ladungsträgerdichten anhand der Kopplungsparameter, erhält man jedoch für eine zweidimensionale Struktur für $n(T \rightarrow 0)$ Werte gegen Null gehend [Arn09]. Werte, die für Graphen noch nie gemessen wurden.

Eine Untersuchung von Graphen als solches wäre zweifelsohne ebenso wie Graphit ein interessantes und ergiebiges Thema, jedoch ist allein die Herstellung und Handhabung von Graphen-Proben kompliziert. Durch die fast völlige Transparenz dieser, und der einzigen Nachweismöglichkeit im AFM ist ein Arbeiten damit hochtechnologisierten Laboratorien vorbehalten.

Wichtig ist nun Kenntnis über

- auftretende Gitterdefekte und Stapelfehler im Graphit und die einhergehende Änderung der Transporteigenschaften
- den Effekt von Phononen und Defekten am elektrischen Transport
- die Herkunft und Wirkungsweite von Ladungsträger-Wechselwirkungen
- die jeweils beim Transport beteiligten Ladungsträger
- und die Auswirkungen und Zusammenhänge der Fermiflächenverzerrung, der Ladungsträgerdispersion in der Brillouin-Zone und der Minoritätsladungsträger

zu erlangen.

Erst dann ist es möglich die elektrischen Transporteigenschaften gezielt zu verändern, die auftretenden Phänomene anzuwenden und auszunutzen, und elektrische Bauteile zu entwickeln.

1.2. Weitere wichtige und interessante Phänomene in Graphit

Von den in HOPG gefundenen riesigen Magnetowiderstand MR, der weitaus größer als der GIANTMAGNETORESISTANCE in antiferromagnetischen oder der TUNNELMAGNETORESISTANCE in magnetischen Tunnelkontakten ist, erwartet man sich weitere neue Anwendungen im Bereich von magnetoelektronischen Geräten, wie magnetische Speicher und Sensoren, bei denen ein großer MR bei Raumtemperatur notwendig ist.

Bei dünnen Graphitfilmen konnte gezeigt werden, dass über den elektrischen Feldeffekt Ladungsträger in das Material eingebracht werden können [Nov04]. Bei ausreichend großen Gate-Spannungen können in Graphen aufgrund des Dirac-Spektrums, sogar bei Raumtemperatur Quanten-Oszillationen gesehen werden [Nov05b]. Dadurch könnte sich Graphit auch für Quantengeräte für den Einsatz unter Normalbedingungen eignen.

Durch die geringe Ladungsträgerdichte, die niedrigen effektiven Massen der Ladungsträger selber und die quasi-2-Dimensionalität von Graphit [Abr01, Kop03, Suz02] wird eine gute und deutliche Sichtbarmachung von Quanten-Effekten erwartet.

Durch neu entdeckte Phänomene und die gewonnenen Erkenntnisse über die Steuerbarkeit dieser, erwartet und erhofft man sich für diese Materialien eine große Zukunft.

Konstanten und Abkürzungen:

Elementarladung e :	$1,60217733 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Planck'sches Wirkungsquantum \hbar :	$1,05457266 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c :	$2,99792458 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$
Elektronenmasse m_E :	$9,10938215 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Boltzmannkonstante k_B :	$1,3806504 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$
effektive Masse m^*	
Fermi-Geschwindigkeit v_F	

alle Formeln in SI-Einheiten, sofern nicht anders beschrieben

KAPITEL 2

2. HOPG – eine besondere Form des Kohlenstoffs

2.1. Aufbau

Bei Highly Oriented Pyrolytic Graphite (auch Highly Oriented Pyrolytic Graphite genannt) handelt es sich um durch einen Pyrolyseprozess hergestelltes hochreines und hochorientiertes Graphit.

Die Kohlenstoffatome kristallisieren dabei in einer hexagonalen Struktur aus, die eine Einzelschicht, eine sogenannte Monolage Graphen mit einer Dicke von einem Kohlenstoffatom ausbilden. In der kristallografischen c-Achse ist das HOPG aus zahlreichen dieser parallel übereinanderliegenden Schichten aufgebaut, die idealerweise eine ABAB-Netzebenenfolge ausbilden. Gleichartige Ebenen sind nur im vollen Ebenenabstand C zu finden, dazwischenliegend befinden sich verschobene Ebenen.

Die Abstände zwischen 2 aufeinanderfolgende, aber zueinander verschobene Ebenen, wird mit dem halben Ebenenabstand $C/2$ bezeichnet und beträgt 0,34nm [Pau60, Hol92].

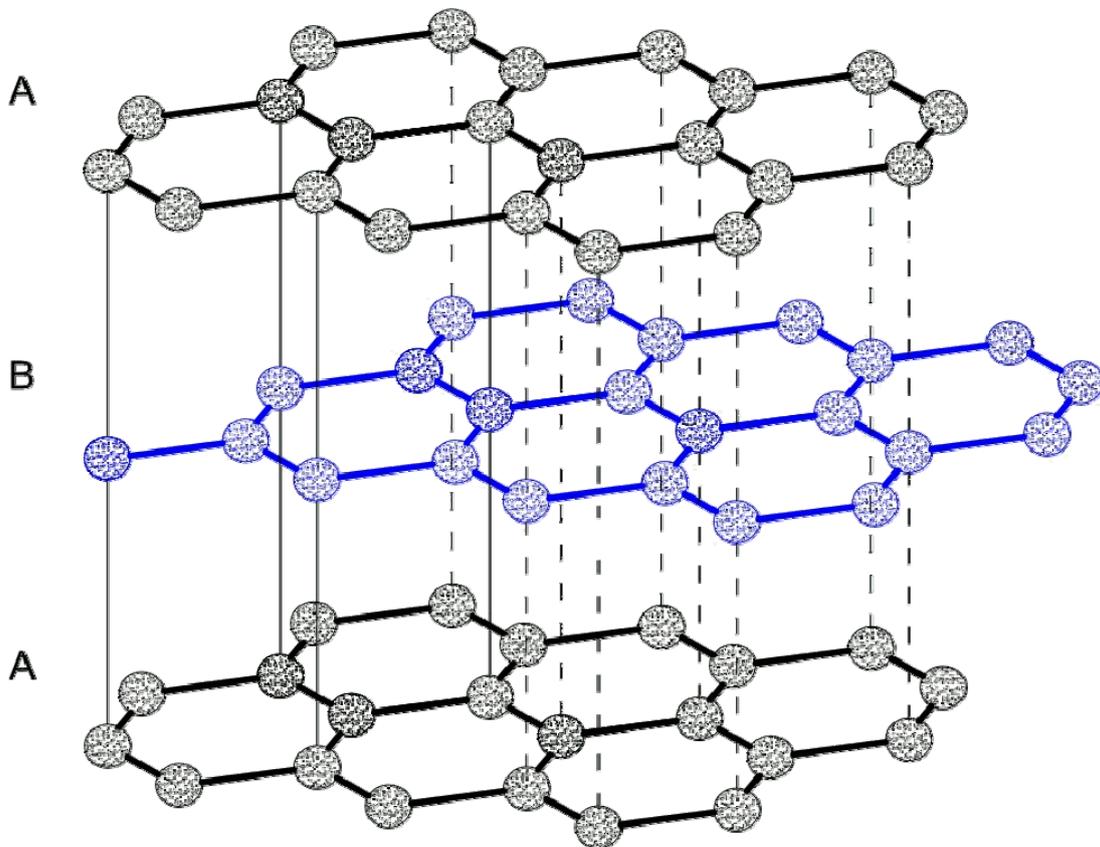


Abbildung 2.1: Gitterstruktur von Graphit mit ABAB-Schichtfolge; schwarz dargestellt sind A-Ebenen, blau die zu A verschobenen B-Ebenen

Neben dem hexagonalen Graphit, mit ABAB-Schichtfolge ist auch das Auftreten eines rhomboedrischen Graphits mit ABCABC-Schichtfolge möglich. Diese ist allerdings metastabil, und wird bei der HOPG-Herstellung bei der thermischen Nachbehandlung bei weit über 1300°C weitestgehend in die hexagonale Version übergeführt. Trotzdem kann es in c-Achsenrichtung an den Kristallitgrenzen zu einer abweichenden Schichtung, sogenannten Stapelfehlern kommen, die für den Widerstandsverlauf der c-Achse (siehe Kapitel 3.1.2 und 7.2) maßgebend sein kann [Ono76].

Neben den elektrischen Eigenschaften können auch die thermische Leitfähigkeit und die Elastizität dadurch beeinflusst werden [Rey68].

Eine Schicht Graphen ist aus zwei Untergittern (K und K') aufgebaut, die im folgenden noch wichtige Auswirkungen auf die elektronische Bandstruktur haben.

Die einfachste Einheitszelle (EZ) des Graphits besteht aus 2 Schichten mit je 2 Kohlenstoffatomen (Abb. 2.2 blau), und damit doppelt so vielen wie die EZ einer einzelnen Graphenschicht.

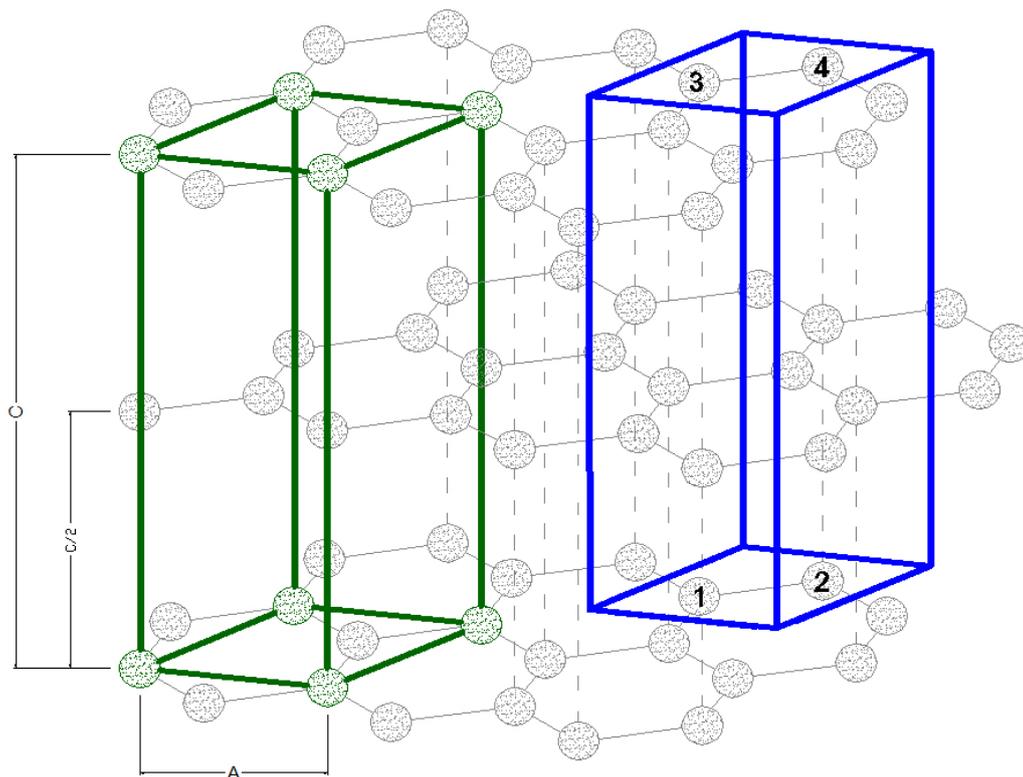


Abbildung 2.2: Abbildung von möglichen Einheitszellen des Graphits. Rechts in blau dargestellt ist die maximal reduzierte EZ. Der Abstand zwischen zwei Atomen beträgt $L=0,1415$ nm, der zwischen zwei identischen Lagen beträgt $C=0,67079$ nm. Die Einheitsvektoren weisen eine Länge $A=0,24612$ nm auf, wodurch das Volumen der EZ $2 \cdot C \cdot L \cdot \cos(30^\circ) = C \cdot A$ ist [Hol92]. Aufgrund der AB-Schichtung ergibt sich, dass es Atome gibt, die innerhalb der EZ senkrecht gesehen einen (Atome 2 und 4) oder keinen (Atome 1 und 3) nächsten Nachbarn haben

Der Kohlenstoff, aus der 4. Hauptgruppe des Periodensystems stammend, besitzt vier Valenzelektronen, von denen 2 im 2s- und je eines im $2p_x$ und $2p_y$ -Niveau sitzen, die im Falle des Graphits sp^2 -hybridisiert sind.

Dabei tragen 3 Valenzelektronen mit ihren symmetrisch in einer Ebene ausgerichteten sp^2 -Orbitalen dazu bei, kovalente Bindungen mit einer Bindungslänge von $L=0,1415$ nm [Hol92], mit den Nachbaratomen einzugehen. Diese bilden die sogenannten σ -Bindungen im Graphit. Aus trigonometrischen Gründen ergibt sich somit für die Länge A der Einheitsvektoren $0,24612$ nm [Pau60, Hol92].

Die jeweils vierten Valenzelektronen, die als p-Orbitale senkrecht zur Ebene verbleiben, bilden untereinander π -Bindungen mit geringerer Bindungsenergie als jene der σ -Bindungen. Es wird ein System von delokalisierten Molekülorbitalen gebildet, die die Stromleitung in den einzelnen Schichten ermöglichen.

Eine große Überlappung der π -Orbitalsysteme benachbarter Moleküle ermöglicht hohe Ladungsträgerbeweglichkeiten.

Die Leitfähigkeit senkrecht zu diesen Ebenen erfolgt lediglich durch den geringen Überlapp der π -Orbitale zwischen den Schichten.

Die kovalenten Bindungen in den Schichten haben eine Bindungsenergie von 524 kJ/Mol, wohingegen die übereinander liegenden Schichten selber nur schwach van-der-Waals-gebunden sind und nur eine Bindungsenergie von 7 kJ/Mol aufweisen [Pie93].

Die geringe Kopplung zwischen den einzelnen Graphen-Schichten ist für das quasi-2-dim. Verhalten des Graphits verantwortlich.

2.2. Eigenschaften

Graphit zählt zu den Halbmetallen [Pie93] und siedelt sich damit bei der Klassifizierung der Materialien zwischen den Metallen und den Halbleitern an. Historisch gibt es die Zuordnung zu den Halbmetallen schon lange [Che71], allerdings stammten früher die Kriterien dafür aus der Chemie und waren ziemlich willkürlich. So wurden Halbleiter als solche ausgewiesen, die Eigenschaften von Metallen als auch von Nichtleitern aufweisen.

Mit Kenntnis der Existenz von Energiebändern und Energielücken konnte jedoch diese Einteilung genauer spezifiziert werden. Somit befinden sich Halbmetalle, die eine Bandlücke bzw. Bandüberlappung von Null im Bereich \pm der thermischen Energie $k_B T$ besitzen zwischen den Metallen, bei denen sich Valenz- und Leitungsband stark überlappen und Halbleitern die eine kleine Bandlücke von 0,1 bis 4eV aufweisen. Außerdem liegt bei Halbmetallen die Ladungsträgerkonzentration viele Größenordnungen unter jener von einigen 10^{22} pro cm^3 bei Metallen.

Bei Graphit befindet sich die Unterkante des Leitungsbandes 36meV [Pie93] unterhalb der Oberkante des Valenzbandes. Dadurch befindet sich eine geringe Konzentration Elektronen im Leitungsband und Löcher im Valenzband.

Aus dem Aufbau der Kristallstruktur und den Bindungsverhältnissen von Graphit lässt sich einfach erkennen, dass viele physikalische Eigenschaften stark richtungsabhängig sein müssen.

Diese hohe Anisotropie spiegelt sich besonders in der elektrischen Leitfähigkeit σ , in der thermischen Leitfähigkeit ν aber auch in den mechanischen Eigenschaften wieder. In den Schichten besteht eine gute elektrische Leitfähigkeit, senkrecht dazu nur schlechte. Es ergeben sich Anisotropiefaktoren von $\sigma_{ab}/\sigma_c \sim 1000$ bis 5000 und $\nu_{ab}/\nu_c \sim 10$ bis 100 . Stapelfehler, Versetzungen und Fehlstellen sind für die oft unterschiedlichen Werte verantwortlich. Nach dem Slonczewski-Weiss-Modell [Slo58] sollte es aufgrund der Anisotropie in den effektiven Massen der Ladungsträger normal und parallel zu den Schichten von einem Faktor 100, eine Anisotropie des elektrischen Widerstandes von $\sigma_{ab}/\sigma_c \sim 100$ geben.

Aufgrund der schwachen Bindungen zwischen den einzelnen Schichten sind diese sehr leicht voneinander spaltbar.

Der Vorteil des Spaltens von HOPG liegt darin, dass extrem glatte Oberflächen ohne ungewollte störende Oxidschichten entstehen. Die Basalebenen selber besitzen eine hohe Härte, ähnlich der von Diamant.

Des Weiteren ist HOPG diamagnetisch und besitzt die bei Festkörpern dem Betrag nach größte bekannte diamagnetische Suszeptibilität von $-21,5 \cdot 10^{-6}$ emu/g parallel zu den Schichten und $-0,5 \cdot 10^{-6}$ emu/g senkrecht dazu, welche der Suszeptibilität von freien Atomen entspricht (Werte für Graphit aus [Cas09]). Der größte Anteil dieses Diamagnetismus resultiert aus dem sogenannten Landau Diamagnetismus aus freien Elektronen und Löchern, der kleinere Anteil kommt von mit Elektronen besetzten Bändern [Mro52].

Weiters sei noch die chemische Trägheit und die damit verbundene große Resistenz des Graphits gegen Korrosion, wie Oxidation oder andere chemische Reaktionen erwähnt. Für die Kohlenstoffatome an den Rändern gilt dies allerdings nicht. Dort existieren freie Bindungen, die chemisch leicht reagieren können, und in den meisten Fällen durch z.B. umgebenden Sauerstoff oder Wasserstoff abgesättigt, vorgefunden werden können.

HOPG wird in verschiedenen „Qualitäten“ hergestellt. Die Klassifizierung erfolgt hierbei nicht nach dem Grad der Verunreinigungen, sondern nach dem Grad der Parallelität der Basalebenen. Je geringer die Größe des „mosaic spread“ ausfällt, welche die Abweichung der Parallelität der Gitterebenen angibt, von so größerer Güte ist das Material und umso teurer ist dieses. Genauer gesagt wird die Halbwertsbreite der Winkelverteilungen der c-Achsen untersucht.

Das am meisten perfekte Graphit trägt die Bezeichnung ZYA und besitzt ein mosaic spread von schlechtesten Falls $0.4^\circ \pm 0.1^\circ$ [Adv09]. Die hohe Qualität wird oft auch als „calibration-grade“ bezeichnet und ist das am besten spaltbare Graphit.

Ein geringer Mosaic-Spread-Wert bedeutet zwar, dass die Kristalle in c-Achsen-Richtung nahezu parallel ausgerichtet sind, die Ausrichtung der Kristallite in a- und b-Richtung (bzw. x-y-Richtung) ist jedoch rein statistisch. Dessen Grad der Ordnung ist alleine von der bei der Herstellung höchsten Temperatur abhängig [Pan06].

Die Verunreinigungen werden vom Hersteller nicht angegeben, sollten aber aufgrund des Herstellungsprozesses sehr gering sein und werden oft mit 20ppm [Arn09], 10ppm [Spi09] oder besser beziffert.

Die Größe der Kristallite wird mit einigen μm [Ohl97, Kab96] bis zu $100\mu\text{m}$ [Woo71] bzw. $165\mu\text{m}$ [Yos92] und oft auch in Abhängigkeit der Residual Resistivity Ratio r_R angegeben.

2.3. Physikalische Daten von ZYA-HOPG

bei 300K:

Ebenenabstand:	3,355 bis 3,359 Å
Mosaic spread:	$0.4^\circ \pm 0.1^\circ$
Dichte:	2,255 bis 2,265 g/m ³
Spezifischer elektrischer Widerstand	(ab-Ebene): $3,5$ bis $4,5 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}$ (c-Achse): $0,15$ bis $0,25 \Omega\text{cm}$
Thermische Leitfähigkeit	(ab-Ebene): 16 bis 20 W/cm K (c-Achse): 0.8 W/cm K
Thermische Ausdehnung	(ab-Ebene): geringfügig negativ (c-Achse): $20 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Mohs-Härte:	1 bis 2

[Spi09, Adv09] (beides Herstellerfirmen)

effektive Elektronenmasse in der ab-Ebene: $m_E^* \sim 0.06 m_E$

effektive Löchermasse in der ab-Ebene $m_H^* \sim 0.04 m_E$

[Dre81, Kel81, Wil65, Sha74]

effektive Elektronenmasse in der c-Achse: $m_E^* \sim 10 m_E$

[Kon08]

Verunreinigungen gemessen an HOPG von Advanced Ceramics mit einem Mosaic Spread von $0,45^\circ$ [Pan06]:

Fe : $<0,3\mu\text{g/g}$

Ni : $<0,4\mu\text{g/g}$

Mn : $<0,3\mu\text{g/g}$

Cu : $<0,5\mu\text{g/g}$

Ca : $7 \pm 1\mu\text{g/g}$

Ti : $7\mu\text{g/g}$

2.4. Anwendungsgebiete

- Graphit Monochromatoren zur Röntgenbeugung und Neutronenstreuung; HOPG bricht Röntgenstrahlen und Neutronen mit größerer Effizienz als jedes andere Material
- Kalibration von STM
- Forschungsexperimente
- optische Untersuchungen aufgrund der glatten Graphit-Oberfläche

2.5. Die Herstellung von HOPG

Der Name Highly Oriented Pyrolytic Graphite deutet schon auf das Herstellungsverfahren des Materials durch Pyrolyse hin.

Bei der Produktion von HOPG werden bei der pyrolytischen Zersetzung, die Bindungen der großen Moleküle von kohlenstoffhaltigen Gasen, wie beispielsweise Methan oder Benzol bei einer Temperatur über 2000°C gebrochen. Der dabei freiwerdende elementare Kohlenstoff lagert sich an einem Substrat an [Ler67, Kin88].

Der gesamte Prozess findet allein in der Kohlenwasserstoff-Atmosphäre unter Ausschluss von Sauerstoff statt – eine Verbrennung des Gases wird somit vermieden.

Für den thermischen Zersetzungsprozess selber kommen zwei Methoden in Betracht – die Kaltgas- und die Heißgas-Pyrolyse:

Da es vom ehemaligen Produzenten „Union Carbide“ keine genaueren Angaben zu deren Herstellungstechnik gibt, seien hier beide Verfahren, die sich in der Temperatur des Substrats gegenüber jener des Gases unterscheiden kurz beschrieben:

Bei der Kaltgas-Pyrolyse ist die Temperatur des Substrats höher als die des Gases – dadurch kommt es zu 2 Möglichkeiten der Realisierung:

Beim cold-wall-Verfahren (Abb. 2.1) werden die Kammerwände, in der der Pyrolyse-Prozess vor sich geht gekühlt. Das Substrat selber wird geheizt, wodurch sich daran der Kohlenstoff abscheidet.

Im hot-wall-Verfahren werden die Wände des Systems geheizt und dienen somit selber als Substrat [Die63].

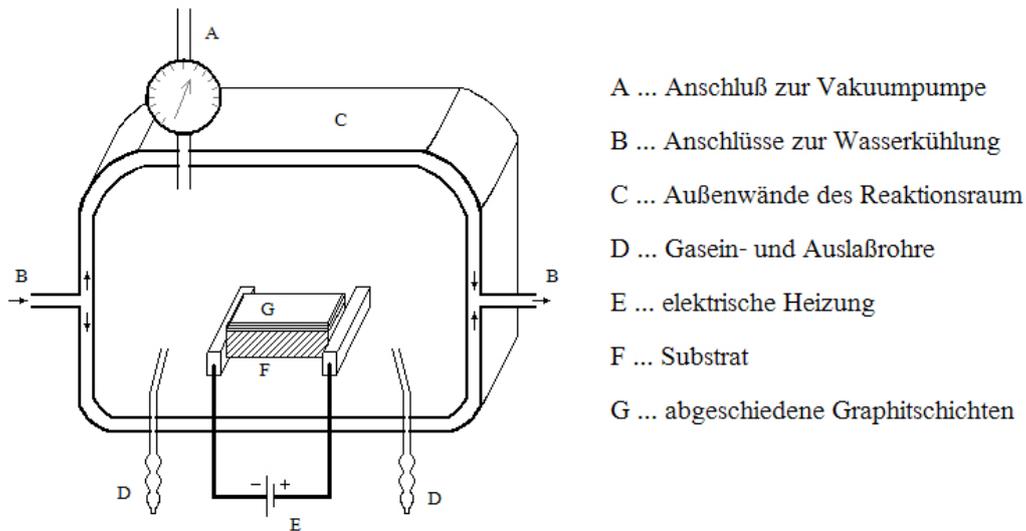


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau des cold-wall-Verfahrens

Bei der Heißgas-Pyrolyse wird das Pyrolysegas durch Wärmeleitung über die geheizten Ofenwände erhitzt. Das Substrat besitzt eine etwas niedrigere Temperatur als das umgebende Gas. Vorteil der Methode ist das Erreichen von größeren Probendicken. Im Gegensatz zu rund 3mm bei der Kaltgas-Pyrolyse können hier an die 8mm erreicht werden. Allerdings sind nur sehr geringe Abscheidraten von 3µm pro Stunde möglich.

Nur in einem kleinen Bereich passenden Drucks und Temperatur werden gute brauchbare Ergebnisse erzielt – außerhalb dieses Fensters kann es zu Russbildung, Keimbildung auf dem Substrat und zu Proben geringer Vorzugsrichtung oder polykristalliner Beschaffenheit kommen.

Die bei der Pyrolyse entstehenden Kristallite haben schon eine hohe Orientierung, werden aber durch thermische und mechanische Nachbehandlungen, wie der Graphitierung bei über 3000°C weiter verbessert, um sich den Eigenschaften von Einkristallen anzunähern [Kin88, Moo63, Moo64].

2.6. Bandstruktur

Die Brillouin-Zone (BZ) von Graphit hat die Form eines in der c-Achse ausgerichteten Prismas. Die Fermi-Oberflächen (FO) der Elektronen und Löcher sind gestreckte Ellipsoide, die an allen senkrechten Kanten HKH bzw. H'K'H' der Brillouin-Zone ausgerichtet sind. Zur Untersuchung der FO und Unterscheidung der verschiedenen Ladungsträger werden bevorzugt die de-Haas-van-Alphen- und Shubnikov-de-Haas-Oszillationen verwendet. Die (Majoritäts)-Elektronen befinden sich im Zentrum der Zonenkante, dem K- bzw. K'-Punkt, abseits davon angeordnet befinden sich die (Majoritäts)-

Löcher. Beide zeigen Dispersionen von konventionellen Teilchen ($E_K = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$) und kompensieren sich beinahe zur Gänze.

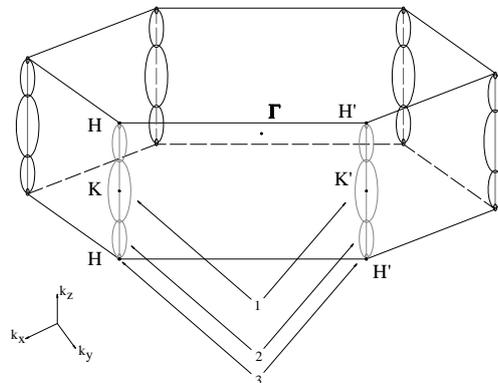


Abbildung 2.4: Brillouin-Zone für Graphit mit Darstellung der Fermi-Oberflächen für Majoritäts-Elektronen `1`, Majoritäts-Löcher `2` und den Dirac-Fermionen `3`; Γ stellt das Zentrum der BZ, H und H' die Eckpunkte, K und K' die Mittelpunkte der Zonenkanten dar

In diversen Experimenten zeigen sich Transporteigenschaften, die rein anhand der Majoritätsladungsträger nicht erklärbar sind, wodurch noch weitere Ladungsträger vorhanden sein müssen. Diese befinden sich an den äußersten Spitzen der FO der Löcher, in der unmittelbaren Umgebung der Punkte H bzw. H'. Dies sind kleine separate Taschen von scheinbar masselosen (2+1)-dimensionalen Dirac-Fermionen, die in vermeintlich vernachlässigbarer Konzentration als (Minoritäts)-Löcher (Mi-LT) vorliegen und ein zweidimensionales Dirac-ähnliches Spektrum $E_K = \pm v_F |\vec{k}|$ (mit v_F der Dirac-Fermi Geschwindigkeit) aufweisen [Luk09, Luk04, Gal56, Woo71]. Die Dirac-Fermionen scheinen für die außergewöhnlichen stark-korrelierten Effekte in Graphit verantwortlich zu sein.

Die schon bei Graphen verwendete Tight-Binding-Beschreibung wird weiterführend auch für Systeme mit mehreren oder vielen Schichten, wie Graphit verwendet. Durch die Kopplung zwischen diesen Schichten kommt es zu Hopping-Termen zwischen deren π -Orbitalen. Im meistens zur Anwendung kommenden Slonzewski-Weiss-McClure-(SWM)-Modell [Slo58, McC57] kann hiermit die Bandstruktur entlang der HKH-Achse und die Fermi-Oberflächen von Graphit mit AB-Stapelfolge unter Verwendung der sieben Parameter γ_0 , γ_1 , γ_2 , γ_3 , γ_4 , γ_5 und Δ sehr gut beschrieben werden. Anhand dieser Parameter können auch viele elektronische Eigenschaften und experimentelle Resultate wiedergegeben werden. Allerdings ist es damit nicht möglich die van-der-Waals-ähnlichen Wechselwirkungen zwischen den Graphit-Schichten zu beschreiben, da hier Viel-Körper-Effekte miteinbezogen werden müssen.

Der Bandparameter γ_0 beschreibt die Kopplung zwischen den 2 Atomen A und B innerhalb einer Graphit-Schicht. γ_1 bzw. γ_3 sind für die Kopplung der Atomorbitale der Atome A bzw. B von aufeinanderfolgenden Schichten zuständig. γ_2 und γ_5 beschreiben selbiges für die übernächsten Nachbarn. γ_4 repräsentiert die WW zwischen den Atomen A und B von benachbarten Schichten [Lu06].

γ_0 und γ_2 sind der Grund für die große Anisotropie der effektiven Massen auf der Fermi-Oberfläche und besitzen Werte von 3,16eV bzw. -0,02eV [Nag77, Dre02]. Δ ist die Differenz der Energiepotentiale aufgrund der Lage der Atome A und A' (bzw. B und B') in den beiden Untergittern der Einheitszelle in Graphit.

Die Werte der Parameter werden durch eine Anpassung der daraus errechneten elektrischen und magnetischen Eigenschaften, wie der Suszeptibilität mit jenen experimentell bestimmten aus etwa dem de-Haas-van-Alphen-Effekt oder der Zyklotronresonanz bestimmt.

Aus dem SWM-Modell heraus wurden von Ono und Sugihara [Ono66] die elektrischen Leitfähigkeiten, der Magnetowiderstand und Hall-Koeffizienten theoretisch berechnet.

Allein der Bereich der Zonenecken ist für die Transporteigenschaften verantwortlich, alle anderen Bänder spielen keine Rolle, da sich diese nicht in der Nähe der Entartungsenergie befinden.

Die Energien von Leitungs- und Valenzband sind an den Zonenecken der BZ entartet. Somit gibt es 2 Paare von Leitungs- und Valenzbändern.

Man betrachte zunächst eine Schicht Graphen alleine. Es besitzt keine Bandlücke – Valenzband und Leitungsband berühren sich exakt an den sechs K-Punkten der ersten Brillouin-Zone, wodurch an diesen Stellen die Zustandsdichte null wird [Par06].

Bei mehreren Schichten Graphen werden sich aufgrund der Wechselwirkungen zwischen diesen Schichten Änderungen in den elektronischen Eigenschaften ergeben, die sowohl von der Anzahl, als auch von der Stapelung der Schichten abhängig sind.

Betrachtet man statt einer Einzelschicht nun eine Doppellage, bei welcher der Bandüberlapp immerhin 1,6meV beträgt, eine Dreifachlage und weitergehend

einen Graphitkristall, so steigt diese Bandüberlappung bei der Dreifachlage auf 34meV [Par06] und bei viellagigem Graphit auf 36meV an [Pie93]. Die Zustandsdichte ist dadurch bei $\omega=0$ nicht mehr Null.

Das Resultat aus den unterschiedlichen Bandstrukturen zeigt sich vor allem in der Dispersionsrelation, die außergewöhnlicherweise bei Graphen ein lineares Verhalten $E \propto k$ (Dirac-Spektrum)(mit k dem Wellenzahlvektor) [Zhe02] zeigt und auf masselose Elektronen nahe der Fermi-Energie schließen. Bereits bei einer Doppellage Graphen zeigt sich die für fast alle Festkörper typische parabolische Dispersion $E \propto k^2$, und wird auch für eine größere Anzahl an Schichten beibehalten.

Die Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Schichten zerstören die Symmetrie und Isotropie der Energiebänder und sorgen dadurch für eine Änderung der linearen Bänder in parabolische und ebenso für den Überlapp zwischen Leitungs- und Valenzbändern.

Ein elektrisches Feld beeinflusst die niederenergetischen elektronischen Eigenschaften, die zur Entstehung von oszillierenden Bändern führen, eine Bandlücke produzieren, Änderungen im Subband-Abstand bewirken und zu einer Vergrößerung der Bandkanten-Zustände führen [Lu06].

Dadurch ergeben sich für Graphen und Graphit sichtbar unterschiedliche Transporteigenschaften.

Bei einer von der AB abweichenden Stapelung ergibt sich bei der Bandstrukturberechnung im Tight-Binding-Modell durch die Distanz-Abhängigkeit der Atomorbitale eine Änderung in den Transfer- und Überlappintegralen. (Die Stapelfolge beeinflusst die Energie der Bänder, und somit die Anregungen von Elektronen und Löchern)

So hat [Oka09] aufgezeigt, dass in der AA-Schichtung die stärkere Überlappung der p-Orbitale zu einer auf- und abwärts Verschiebung der beiden linearen Dispersionskurven (wie im Graphen vorhanden) führt. Für alle anderen Stapelungen, wie auch der AB, werden die linearen Dispersionskurven durch die Wechselwirkung der Schichten untereinander dahingehend modifiziert, dass diese eine parabolische Gestalt annehmen und eine Energielücke bilden, oder im Falle von AB geringfügig überlappen. Die Modifikation der Dispersionskurven ist immer mit einer Verringerung der Ladungsträger in den Schichten verbunden.

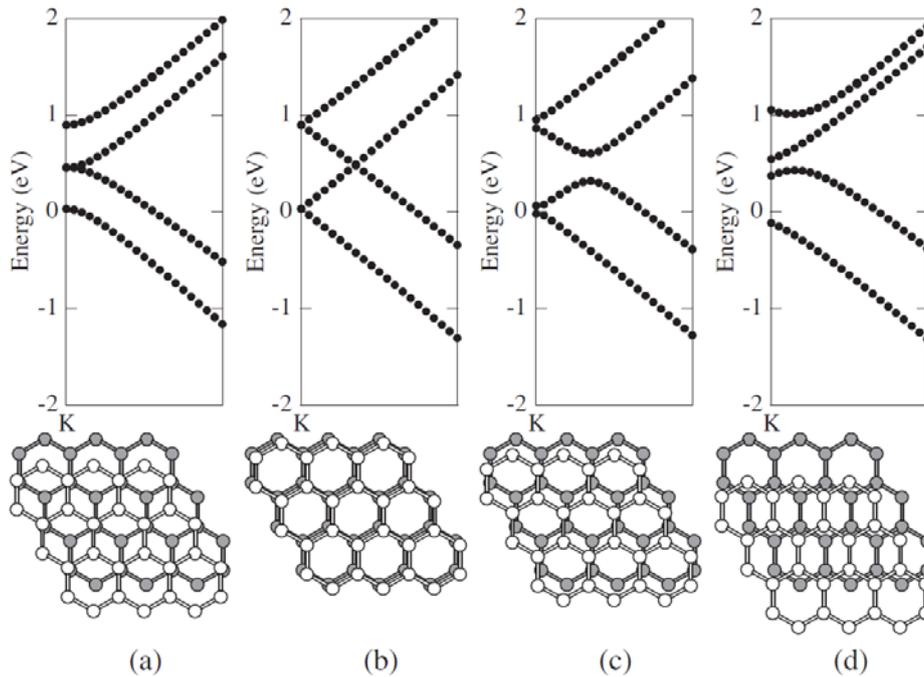


Abbildung 2.5: Darstellung der Energiebänder an der Fermi-Energie am K-Punkt entlang der K- Γ -Linie. Darunter Anordnung der C-Atome in übereinander-liegenden Graphit-Schichten in a) AB-Stapelung b) AA-Stapelung c) ‚bridge‘-Stapelung d) ‚hollow‘-Stapelung (von [Oka09])

(Reprinted figure with permission from the Japan Society of Applied Physics, Vol. 48 (2009) 050207, Susumu Okada and Toshio Kobayashi)

Herstellungstechnisch sollte HOPG zwar immer eine AB-Reihenfolge aufweisen, jedoch treten oft, bzw. immer Fehler in der Stapelfolge auf, die in den Transporteigenschaften eine deutliche Änderung bewirken.

Theoretische Berechnungen von Transporteigenschaften werden jedoch meistens für einen perfekten Graphit-Einkristall angestellt und erfolgen meist anhand des SWM-Modells.

KAPITEL 3

3. Elektrische Transporteigenschaften

Aufgrund der verschiedenen Ladungsträger, die in Graphit zum Ladungstransport beitragen, hat eine Beschreibung ausschließlich durch zumindest ein Zwei-Band-Modell (2-Ladungsträger-Modell) zu erfolgen. Dieses Modell beschreibt zwei unabhängige Bänder für jeweils Löcher und Elektronen, mit deren effektiven Massen m , Ladungsträgerkonzentrationen n und charakteristischen Mobilitäten μ . Die Beiträge zum Ladungstransport beider Bänder werden einfach addiert.

Die elektrischen Transporteigenschaften von HOPG selber sind im Gegensatz zu so manchen Halbleiterkristallen von vielen internen und externen Faktoren abhängig, die zur zusätzlichen Erschwernis, nicht selten durch ein Zusammenspiel eine genaue Identifikation des vorliegenden Transport-Mechanismus im Material erschweren.

Zuerst sei das übliche Qualitätsmerkmal der Konzentration von im Material vorhandenen Streuzentren, wie Verunreinigungen und Kristalldefekten, wie Versetzungen und Leerstellen erwähnt. Diese sorgen im allgemeinen für eine Verringerung der mittleren freien Weglänge der Ladungsträger und einer Reduktion der Ladungsträgerbeweglichkeit. Diese ist vor allem dann von Bedeutung, wenn bei sehr tiefen Temperaturen der Widerstandsbeitrag von Stößen von Elektronen mit Gitterschwingungen (Phononen) verschwindend gering wird und im allgemeinen nur noch jener der Defekte verbleibt.

In Graphit bewirken Streuzentren noch einen unerwünschten Effekt, der auch schwieriger zu analysieren ist, und sich besonders beim c-Achsenwiderstand bemerkbar macht. Dort kann es durch Defekte zu einer unerwünschten erhöhten Kopplung der Schichten und weitergehend zu einem teilweisen Kurzschluss derselben kommen.

Große Aufmerksamkeit muss der Perfektion des Graphits geschenkt werden. Dies betrifft die Größe der Graphitkristalle, deren Ausrichtung in c-Achsen-Richtung, aber auch die Ausrichtung innerhalb der Ebene.

Die kristalline Korngröße betreffend kann man bei HOPG nicht annähernd von einem Einkristall sprechen. Es zeigt eine polykristalline Struktur, bestehend aus großen Kristalliten [Kab96], mit einer durchschnittlichen Größe von $60\mu\text{m}$ [Gon07]. Damit liegt HOPG weit hinter Kish-Graphit, welches kristalline Größen von mehreren $100\mu\text{m}$ erreichen kann. In Sachen Reinheit ist Kish-Graphit jedoch durch den Herstellungsprozess (Abscheidung bei der Eisenherstellung; dadurch viele Eisen-Verunreinigungen) eine denkbar schlechte Wahl. Der größte Vorteil von hochwertigem HOPG liegt in der fabelhaften Ausrichtung der Kristalle in c-Richtung, die sich in einem extrem geringen Mosaic Spread von rund $0,24$ bis $0,4^\circ$ spiegeln [Kem03]. Eine geringe Mosaikizität bedeutet eine bessere Ausrichtung der Kristallite, die Größe dieser bleibt im Allgemeinen gleich [Gon07].

Für Kish-Graphit liegt der Mosaic Spread in der Gegend ab ungefähr $1,6^\circ$ [Kem03].

Weiters kommt es zu sehenswerten und interessanten Änderungen in den Transportmechanismen, hervorgerufen durch kleine (führt zu einem Metall-Isolator-Übergang) und große (Auftreten von Quanten-Effekten) Magnetfelder bei vorwiegend tiefen Temperaturen.

Generell können die elektrischen und magnetischen Eigenschaften von Graphit durch das semiklassische Modell nicht zufriedenstellend beschrieben werden.

3.1. Der spezifische Widerstand

Wird ein elektrisches Feld E an eine Probe angelegt, so wirkt eine Kraft

$$\vec{F} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = -e\vec{E} \quad (3.1)$$

auf alle Elektronen, deren k -Vektor eine Änderung um $\partial k = -\frac{eEt}{\hbar}$ erfährt. Dies führt zu einer Mittelpunktsverschiebung der gesamten Fermi-Kugel nach einer Zeit t zu $k(t) - k(0) = -\frac{eEt}{\hbar}$.

Aufgrund der in einem Festkörper auftretenden Stöße zwischen Ladungsträgern und Gitterfehlern, Verunreinigungen und vor allem akustischen Phononen stellt sich ein stationärer Zustand, ein Gleichgewicht zwischen Beschleunigung und Streuung der Ladungsträger nach einer mittleren Stoßzeit τ ein.

Über die Beziehung des Impulses mit dem Wellenvektor $m\vec{v} = \hbar\vec{k}$ gelangt man zur Geschwindigkeit $\vec{v} = -\frac{eE\tau}{m} = -\mu\vec{E}$ der Elektronen.

Somit ergibt sich eine elektrische Stromdichte von $\vec{j} = nq\vec{v} = \frac{ne^2\tau\vec{E}}{m} = \sigma\vec{E}$ und den gleichzeitigen Erhalt des ohmschen Gesetzes.

Experimentell wird allerdings nicht die Leitfähigkeit σ bestimmt, sondern der spezifische Widerstand ρ , der dessen Kehrwert ist und durch $\vec{E} = \hat{\rho} \cdot \vec{j}$ berechnet werden kann.

In Graphit nimmt der Widerstandstensor folgende Gestalt an:

$$\hat{\rho}(\vec{B}, \vec{j}) = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{yx} & 0 \\ -\rho_{yx} & \rho_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{zz} \end{pmatrix}$$

Aufgrund der Ununterscheidbarkeit zwischen x - und y -Achse (hexagonale Struktur) ergibt sich $\rho_{xx} = \rho_{yy}$. Aus Symmetriegründen ist $\rho_{yx} = -\rho_{xy}$ und die anderen Nicht-Diagonalelemente des Widerstandstensors sind Null.

Für Magnetfelder von $B=0$ verschwinden auch noch die restlichen Nicht-Diagonalelemente ρ_{yx} .

Aufgrund der kristallografischen Nomenklatur wird im folgenden ρ_{xx} auch als ρ_{ab} und ρ_{zz} als ρ_C bezeichnet.

Die Beteiligung von Löchern und Elektronen am Ladungstransport zeigt sich im spezifischen Widerstand:

$$\begin{aligned}v_{h,x} &= \mu_h E_x & v_{e,x} &= -\mu_e E_x \\j_x &= en_h v_{h,x} - en_e v_{e,x} = eE_x (n_h \mu_h + n_e \mu_e) \\ \Rightarrow \rho_{xx} &= \frac{E_x}{j_x} = \frac{1}{|e| (n_h \mu_h + n_e \mu_e)}\end{aligned}\tag{3.2}$$

(Da die Konzentration von Minoritätsladungsträger, die im wesentlichen ohnehin nur geringfügig bei tiefen Temperaturen, bzw. kleinen Magnetfeldern in Erscheinung treten, als deutlich geringer zu vermuten ist als die Majoritätsladungsträger, werden erstere für die Widerstandsaspekte vernachlässigt.)

Der messtechnische Erhalt des spezifischen Widerstandes ergibt sich zu

$$\rho_{xx} = \frac{U}{I} \frac{b \cdot d}{l}\tag{3.3}$$

(mit U der gemessenen Spannung an der Probe, I dem injizierten Strom, b der Probenbreite, d der Probendicke und l dessen Länge)

Bei geringen Temperaturen wird die Mobilität der Ladungsträger durch Kristallfehler und Verunreinigungen bestimmt, so dass dieser Wert zur Qualitätsfeststellung herangezogen werden kann.

Generell ist für orientiertes Graphit ein Anstieg der Majoritäts-Elektronen und -Löcher, sowie der Minoritätsladungsträger bei einem Anstieg der Defektkonzentration zu verzeichnen. Gegensätzlich dazu sinken die Mobilitäten dieser Ladungsträger durch das Mehr an Defekten [His72].

Die Residual Resistance Ratio r_R , stellt generell das Verhältnis des Schichtwiderstandes (der ab-Ebene) bei 300K zu jenem von 4,2K her und ist ein Maß für die Kristallinität bzw. die Perfektion der Probe, und wird deshalb auch Perfection Parameter genannt. Werte bis 10 werden eher als schlecht angesehen [Kem02].

Übliche Werte für HOPG befinden sich im Bereich von 4 bis 18 [Kab96], allerdings wurde bei [Mat90] für eine Probe ein Wert von 60 ermittelt, das einen verdächtig hohen Wert darstellt. Für KG wurden Werte von 6,1 bis 106 ermittelt [Tsu79, Kab96, Dil78], wobei bei Raumtemperatur, bei der hauptsächlich die Phononenstreuung eine Rolle spielt, die Widerstandswerte bei den verschiedenen Graphit-Arten durchaus gleich sind, aber dementsprechend bei 4,2K durch die Streuung an den unterschiedlich zahlreichen Kristallitgrenzen (=Korngrenzen) und Verunreinigungen unterschiedliche Werte auftreten.

3.1.1. Leitfähigkeit in der ab-Ebene

Als interessant stellt sich die Frage, in welchem Umfang Kristalldefekte und Verunreinigungen die Widerstandswerte beeinflussen. Defekte agieren zum einen als Streuzentren für Ladungsträger, welche die mittlere freie Weglänge verkürzen, wodurch zu erwarten ist, dass mit steigender Defektdichte eine Zunahme des Widerstandes erfolgen wird. Andererseits bringen Defekte weitere Ladungsträger in das Material ein, die wiederum zu einer Verringerung des elektrischen Widerstandes führen würden.

Arndt [Arn09] hat gezeigt, dass bereits bei einer zusätzlich eingebrachten Defektkonzentration von einigen ppm, das sind einige Zehntel der Normaldefektkonzentration von HOPG es zu einer sichtbaren Erniedrigung des Widerstandes gekommen ist. Dies aufgrund dadurch, dass die erzeugten Defekte zusätzliche Ladungsträger im Material erzeugen. Dies lässt auf eine sehr starke Abhängigkeit von Defekten schließen, wodurch veröffentlichte gemessene Werte für Ladungsträgerkonzentrationen grundsätzlich in Frage zu stellen wären. Bereits Hunderstel zur normalen Defektkonzentration erzeugen Ladungsträger im Bereich von $10^9/\text{cm}^2$.

Geringe Defektkonzentrationen führen zu einer Erniedrigung des Widerstandes, sodass für Defektabstände von 20 bis 30nm, entsprechend einer Defektkonzentration von 100 bis 40ppm sich für den Widerstand ein Minimum abzeichnet. Für Konzentrationen darüber nimmt der Widerstand zu, da der Beitrag der Stöße an den vermehrten Defekten, dem Beitrag aus den zusätzlichen Ladungsträgern überwiegt.

Grundsätzlich verhält sich der Widerstand nach dem Zusammenhang

$$\rho = \frac{1}{en\mu}.$$

Mit dem Anstieg der Temperatur kommt es zu einem starken Abfall der Mobilitäten, wodurch infolge der Widerstand stark ansteigt. Ebenso kommt es bei höheren Temperaturen, von einem nahezu konstanten Wert in den Ladungsträgerkonzentrationen ausgehend, zu einem Anstieg dieser, und das resultiert in einem leicht flacheren Anstieg des Widerstandes.

Die Größe des Widerstandes bei Raumtemperatur ist durch die vorwiegende Phononenstreuung wenig von der Art des Graphits abhängig. Für Kish-[His72], natürliches [Sou58], gut [His72] und hochorientiertes Graphit [Pan06, Adv09] sind dafür Werte im Bereich von 2 bis $5 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}$ zu finden.

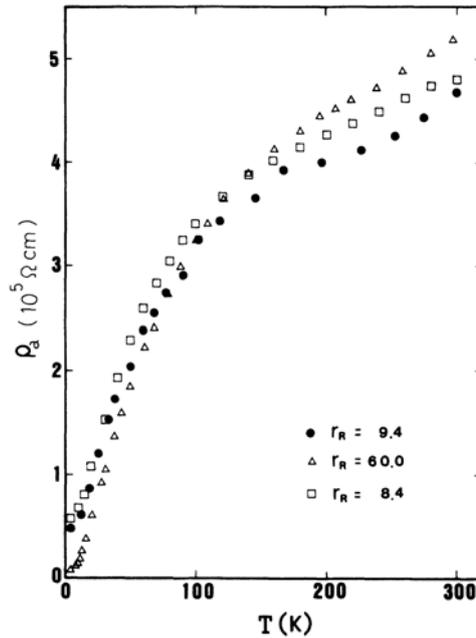


Abbildung 3.1: Gemessener Widerstandsverlauf von [Mat90] an 3 HOPG-Proben mit den r_R -Werten 8,4 / 9,4 / 60.

(Reprinted figure with permission from K. Matsubara, K. Sugihara, T. Tsuzuku, Phys. Rev. B Vol. 41, 969 (1990). Copyright 2010 by the American Physical Society)

Die mittlere Mobilität der Ladungsträger besitzt eine Temperaturabhängigkeit proportional zu $T^{1,2}$ (im Bereich der dominanten Gitterstreuungen) bis hinunter zu rund 75K, und $T^{1,6}$ bis knapp über 20K und sättigt scheinbar bis zu extrem tiefen Temperaturen [Kaw77]. Verantwortlich für den Sättigungstrend sind Streuungen an Defekten im Graphit, die als Streuzentren fungieren [Tsu79]. Für eine Probe mit dem extrem hohen $r_R=467$ (EP-11) [Sou58] konnte ein Wert von -1,0 für den Exponenten bis zu einer Temperatur von 4,2K ermittelt werden. Die Änderung des Exponenten und der Knick im Verlauf bei rund 100K ist auf die Unterschreitung der Entartungstemperatur der Ladungsträger zurückzuführen.

Die Temperaturabhängigkeit bis 77K entspricht auch den theoretischen Ergebnissen von [Ono66].

Die äußerst tief liegende Entartungstemperatur ergibt sich aufgrund der geringen Ladungsträgerdichte und liegt bei Graphit bei 140K für Elektronen und 210K für Löcher [Sou58].

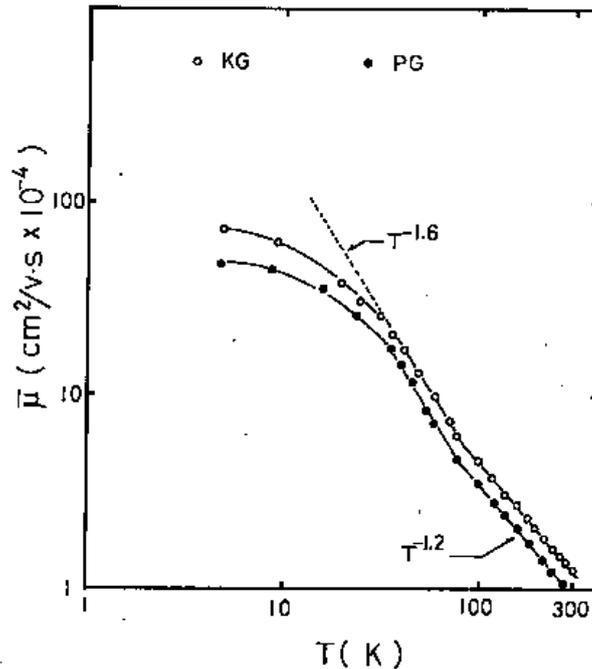


Abbildung 3.2: Experimentell ermittelter Verlauf der mittleren Ladungsmobilitäten von (○) Kish-Graphit im Vergleich zu (●) pyrolytischem Graphit von [Kaw77].

(Reprinted figure with permission from the Physical Society of Japan, Vol. 42 No. 2 (1977) pp. 574-579, K. Kawamura, T. Saito and T. Tsuzuku)

Mit steigender Temperatur werden vermehrt Elektronen vom VB ins LB gehoben, wodurch die Zahl der Ladungsträger steigt. Es tragen sowohl die Elektronen im LB als auch die Löcher im VB zur elektrischen Leitung bei. Durch die kleinere Masse der Löcher, tragen diese im Allgemeinen mehr bei als Elektronen.

Die Fermi-Energie E_F liegt bei ungefähr 0,02eV, wodurch für $k_B T \gg E_F$ (also entsprechend einer Temperatur größer als 230K) ein Anstieg der Ladungsträgerkonzentrationen und damit eine Abnahme des Widerstandes zu erwarten ist.

Eine konstante Ladungsträgerkonzentration ist allerdings nur bis 100K zu sehen, konsistent mit der Degenerationstemperatur für Graphit von 120K. Dieses Verhalten tritt aber nur für KG auf. Bei PG ist durchgehend ein Verhalten von $N \propto T^{0,5 \pm 0,1}$ zu sehen [Kaw77].

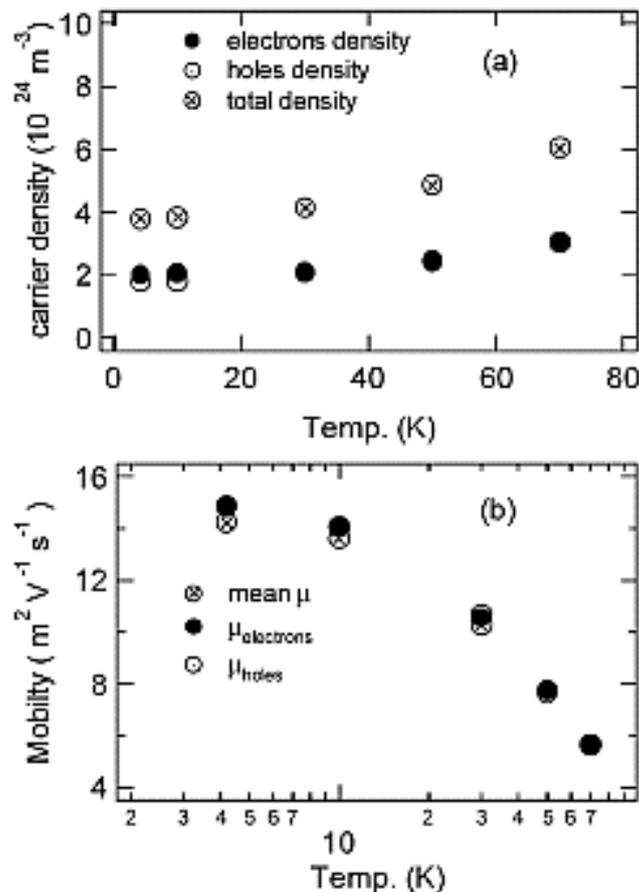


Abbildung 3.3: Experimentell ermittelter Verlauf der Ladungsträgerkonzentrationen (oben) und -mobilitäten (unten) aufgeschlüsselt nach Löchern (○), Elektronen (●) und Gesamt (⊗) von [Tok04].

(Reprinted figure from Solid State Communications 129, 599-604 (2004), T. Tokumoto, E. Jobilong, E. S. Choi, et al.)

Der von [Mat90] experimentell bestimmte Widerstandsverlauf an HOPG-Proben mit verschiedenen r_R (Abb. 3.1) zeigt annähernd gleiche Werte und quantitativ den gleichen Verlauf, wie die von [Sug63] und [Ono66] theoretisch berechneten für Graphit-Einkristalle. Ähnlich verhält es sich mit den Messungen von [Sou58] an einem natürlichen Graphit-Einkristall - es ist lediglich ein Unterschied im Knick des Widerstandsverlaufs bei $\sim 150\text{K}$ zu bemerken. Dieser ist allerdings genauso bei den unterschiedlichen HOPG-Proben anzumerken.

Die geringfügigen Unterschiede der Widerstandswerte zwischen experimentellen und theoretischen Untersuchungen lassen sich wohl auf die unterschiedlichen tatsächlich vorherrschenden Bandparameter zurückführen, wie dies auch bei [Mat95] zu sehen ist.

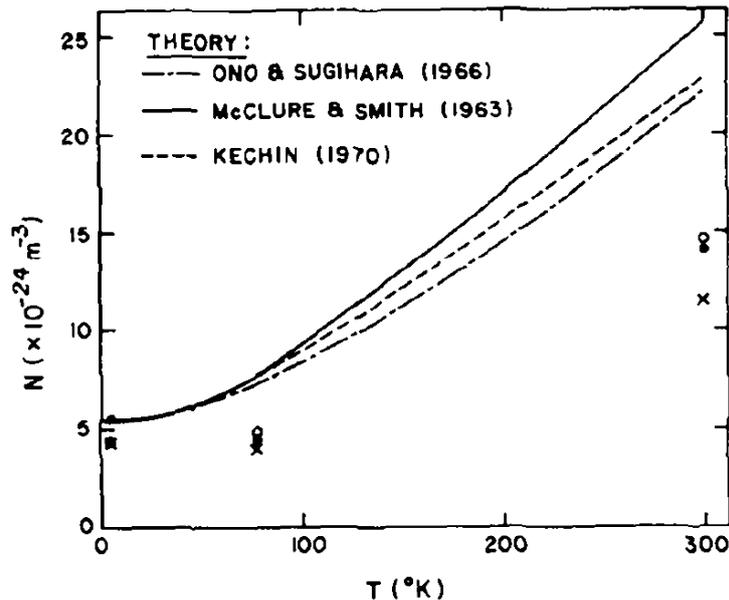


Abbildung 3.4: Theoretisch ermittelter Verlauf der gesamten Ladungsträgerkonzentration von [Ono66], [McC61] und [Kec70] unter der Annahme von $\gamma_3=0$. Die Symbole zeigen die berechneten Werte von [McC58] an verschiedenen Proben (● EP-14, ○ EP-7) und von [Spa67] (x).

(Reprinted figure from J. Phys. Chem. Solids Vol. 39, pp. 907-922 (1978), R.O. Dillon, I.L. Spain, J.A. Woolam, W.H. Lowrey)

Der Widerstandsverlauf für Graphit für Temperaturen unterhalb von 10K zeigt eine quadratische Abhängigkeit von der Temperatur und wird auf Streuprozesse unter Ladungsträgern zurückgeführt [Mor84, His92].

Dieser Verlauf ist im einfachen SWM-Modells unter Bezugnahme der üblichen Bandparameter-Werte nicht berechenbar.

Die dominanten Streuprozesse, die für den Temperaturbereich unter 10K angenommen werden können, sind Elektron-Elektron-Streuungen, sowie Streuungen an ionisierten Verunreinigungen im Material und an den Korngrenzen der Kristallite.

In Graphit lässt sich, durch die geringe Fermi-Energie die Regel von Matthiessen $\rho = \rho_{\text{RESIDUAL}} + \rho_{\text{PHONON}}$ nicht theoretisch belegen und ist dort somit nicht anwendbar [Mat95].

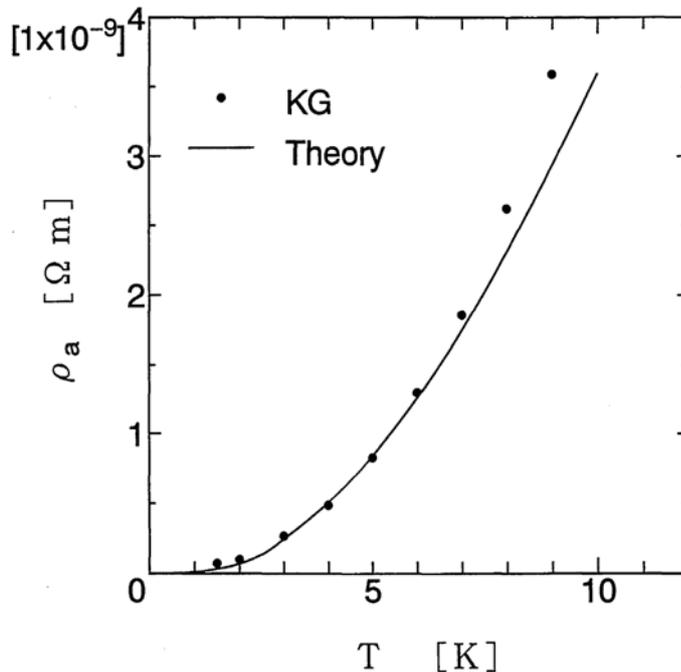


Abbildung 3.5: Darstellung des Widerstandsverlaufes für Temperaturen bis 10K; (•) zeigt die gemessenen Werte an Kish-Graphit; (—) zeigt die theoretisch berechneten Werte von [Mat95].

(Reprinted figure with permission from the Physical Society of Japan, Vol. 64 No. 7 (1995) pp. 2558, K. Matsubara, K. Sugihara and K. Kawamura)

Abhängigkeit von der Ausrichtung der Kristallite (=Mosaic Spread):

[Lan89] konnte durch Transportmessungen an ZYA- bzw. ZYH-HOPG (mit Mosaic-Spread-Werten von $0,4^\circ \pm 0,1^\circ$ bzw. $3,5^\circ \pm 1,5^\circ$) vom selben Hersteller bezogen zeigen, dass beide Proben metallischen Charakter besitzen und deren Widerstandswerte im Temperaturbereich von 50K bis 300K nahezu gleich sind. Das schlechter ausgerichtete ZYH-Graphit weist jedoch bei tieferen Temperaturen einen rund vier mal höheren Widerstand auf, einhergehend mit einer vier mal kleineren mittleren Mobilität der Ladungsträger.

[Pan06] berichtete von einem völlig unterschiedlicher Widerstandsverlauf zweier Proben mit $0,45^\circ$ und $1,55^\circ$ Mosaic Spread. Dabei zeigte er für die schlechter orientierte Probe halbmimetallisches Verhalten, für die besser orientierte über den gesamten Temperaturbereich metallischen Charakter (Abb. 3.6).

Aufgrund der Tatsache, dass dessen Proben von zwei unterschiedlichen Herstellern stammen, muss davon ausgegangen werden, dass die ebenso unterschiedlichen thermischen Nachbearbeitungsprozesse bei der Produktion des Graphits für das unterschiedliche Widerstandsverhalten verantwortlich sind.

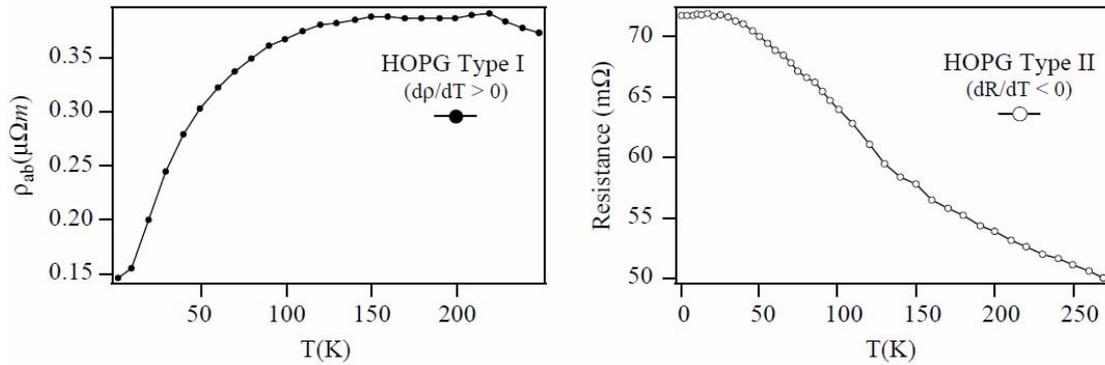


Abbildung 3.6: Darstellung des Widerstandsverlaufes für eine HOPG-Probe mit FWHM=0,45° (links) und 1,55° (rechts).

(Reprinted figure from Journal of Physics and Chemistry of Solids 67, 546–551 (2006), V. Pantin, J. Avila, M.A. Valbuena, P. Esquinazi, M.E. Davila, M.C. Asensio)

3.1.2. Leitfähigkeit in der c-Achse

Im Gegensatz zu der relativ einfachen Theorie für die Leitfähigkeitsabhängigkeiten der ab-Ebene und durchwegs identen Werten und Verläufen in wissenschaftlichen Berichten, gestaltet sich eine analoge Erklärung für die Leitfähigkeit in der c-Achsen-Richtung um einiges komplizierter.

So wurden auch dort in der Vergangenheit vielfache Messungen vorgenommen - nur um zu dem Ergebnis zu kommen, dass sich die erhaltenen Werte für den spezifischen Widerstand in einem großen Bereich von $\rho_c \sim 10^{-3}$ bis $10^0 \Omega\text{cm}$ bewegen - im starken Widerspruch zu den durchwegs gleichen Werten für die ab-Ebene mit $\rho_{ab} \sim 10^{-5} \Omega\text{cm}$, jeweils bei Raumtemperatur.

Die merkwürdigste Eigenart des Widerstandsverlaufes ist der Anstieg mit steigender Temperatur bis hin zu rund 50K und dem danach folgenden Abfall mit weiter ansteigender Temperatur. Es zeigt sich, dass Proben mit generell höherem c-Achsen-Widerstand, eine stärker ausgeprägte Temperaturabhängigkeit aufweisen, die sich in einem markanterem Maximum bei rund 50K zeigt.

An diesem Verhalten ist schon leicht ersichtlich, dass eine alleinige Phonon-Elektronen-Streuung hingehend zu höheren Temperaturen hierfür nicht verantwortlich sein kann.

Nach den theoretischen Berechnungen des SWM-Modell [Slo58] sollte es für einen Graphit-Einkristall in c-Achsen-Richtung einen um den Faktor 100 größeren Widerstand, aufgrund der 100mal größeren effektiven Masse der Ladungsträger im k -Raum infolge der Anisotropie geben [Tsu79].

Da dies nur für Graphit-Einkristalle auch tatsächlich der Fall ist, haben Ono et. al., deren eigenen theoretischen Ansatz [Ono66] dahingehend erweitert [Ono76], dass Reflektion und Transmission der e^- -Wellen, an ungeordneten Graphitschichten, sogenannten Stapelfehlern berücksichtigt werden. Von Stapelfehlern spricht man bei von der AB-Struktur abweichenden Stapelungen von Graphitschichten. Dies sind zum Beispiel: ...ABABABACACAC..., ...ABABABCBCBC... und Kombinationen dieser.

Alleinig durch die Berücksichtigung der Transmissions- und Reflexionskoeffizienten, die von den Gitterverschiebungsvektoren abhängig sind, lassen sich nur die vielfach höheren Werte für HOPG im Gegensatz zu Einkristallen und die große Streuung der Messergebnisse erklären, nicht aber deren eigenwilliger Verlauf. Dieser zeigt nach dieser Theorie nur metallisches Verhalten, das auf Phononen-Streuung zurückzuführen ist, nicht aber das Halbleiterverhalten.

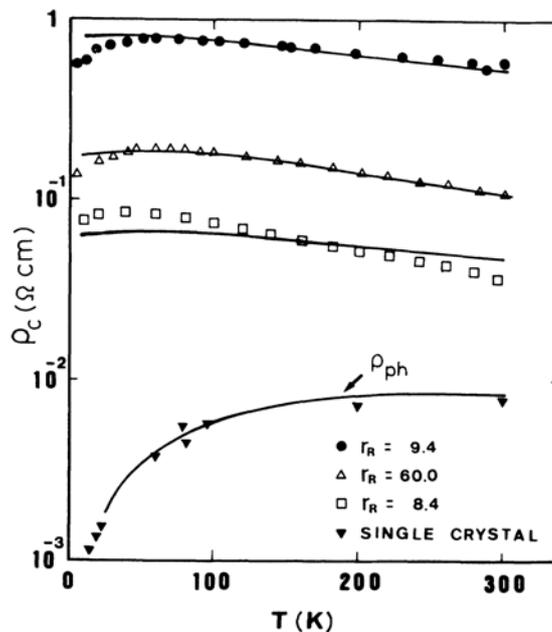


Abbildung 3.7: Verlauf des c-Achsen-Widerstandes von gemessenen Werten an HOPG-Proben (div. Symbole) und einem Graphit-Einkristall (▼) und theoretisch berechneten (Linien) nach der ersten unvollständigen Theorie von [Ono76] ohne WW des 2dim. Ladungsträgersystems mit Defekten.

Der Widerstand des Graphit-Einkristall weist über den ganzen Temperaturbereich metallisches Verhalten auf, im krassen Gegensatz zur Aussage von [Kem02], dass hier nur Halbleiter-Verhalten auftreten sollte. (Diagramm von [Mat90])

(Reprinted figure with permission from K. Matsubara, K. Sugihara, T. Tsuzuku, *Phys. Rev. B* Vol. 41, 969 (1990). Copyright 2010 by the American Physical Society)

Durch die Einführung von zwei weiteren Leitungsmechanismen in Form von Zusatztermen lässt sich der spezifische Widerstand als

$$\rho_C = x \cdot \frac{1}{S_1 + S_2 + S_3}$$

$$\text{mit } S_1 = l \frac{T}{R} \cdot \sigma_{SF}, \quad S_2 = K_1 \cdot e^{\frac{-\Delta E}{k_B T}} \quad \text{und} \quad S_3 = K_2 \cdot \tau_A$$

anschreiben, wodurch sich eine Übereinstimmung zwischen experimentellen und theoretischen Daten auch für HOPG finden lässt [Mat90]. (x ist die Anzahl der regulären Schichten zwischen den auftretenden ungeordneten Graphitschichten)

Der erste Term S_1 liefert einen Beitrag zum Widerstand, abhängig von der mittleren Weglänge l zwischen den Stapelfehlern (stacking-fault spacing) und dem Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für transmittierte und reflektierte Elektronenwellen T/R . (Nach [Ono76] steigt das Widerstandsverhältnis von $\rho_C/\rho_{AB} \sim 10^2$ für den Fall einer ungestörten Struktur, alleine für eine mittlere Weglänge l zwischen Stapelfehlern von 20nm, das entspricht einer ungeordneten Schicht auf 60 geordnete, auf $\sim 10^4$.)

Term S_2 ist ein stark temperaturabhängiger Hopping-Term, der die Ladungsträger, die auf fehlgestapelten Graphitschichten lokalisiert sind und durch die Temperaturerhöhung freigesetzt werden berücksichtigt. Der Koeffizient K_1 ist proportional zur Ladungsträgerdichte, ΔE ist die erzeugte Potentialbarriere auf den fehlgestapelten Schichten.

Nach den Berechnungen von [Mas09] werden durch die Stapelfehler in ungeordneten Schicht-Systemen die Elektronen entlang der c-Achse lokalisiert.

Die wichtige Neuerung der Theorie betrifft den Term S_3 . Dieser beschreibt das Konzept des sogenannten conduction-path-mixing Mechanismus. Dabei beschreibt S_3 einen Interlayer-Hopping-Term, der den Ladungsträgertransfer zwischen Schichten beschreibt, hervorgerufen durch Wechselwirkungen von Ladungsträgern aus dem 2-dim. delokalisierten Ladungsträgersystem mit Verunreinigungen und Punktdefekten in den Schichtebenen. K_2 beschreibt einen Koeffizienten, der proportional zur Ladungsträgerdichte und dem Abstand zwischen Stapelfehlern ist. τ_A ist die Relaxationszeit in der Graphitebene.

Anhand dieser drei Terme lässt sich die Temperaturabhängigkeit des c-Achsenwiderstandes, aufgrund der bestimmenden Parameter des stacking-fault spacing l (S_1), der auf der ungeordneten Schicht auftretenden Potentialbarriere ΔE (S_2) und der Ladungsträgerdichte n (S_3) beschreiben.

Durch den ersten Term S_1 wird generell die Größenordnung von ρ_C bestimmt, die sich aufgrund der ungeordneten Graphitschichten ergibt.

Im Temperaturbereich von 4,2K bis rund 50K ist der Anstieg des Widerstandes auf den dritten Term zurückzuführen. Dieser ist für die Mischung des Widerstandes der ab-Ebene mit dem der c-Achse verantwortlich, wodurch dieser ebenfalls metallisches Verhalten aufweist. Durch die mit der Temperatur zunehmenden Phononenstreuung, wird die

mittlere freie Weglänge und somit die Relaxationszeit der Ladungsträger reduziert. Für weiter ansteigende Temperaturen nimmt Term 2 zu und sorgt damit für das Absinken des Widerstandes. Für höhere Temperaturen wird die Lokalisierung gebrochen und der Widerstand wird durch die mit T ansteigende Delokalisierung bestimmt.

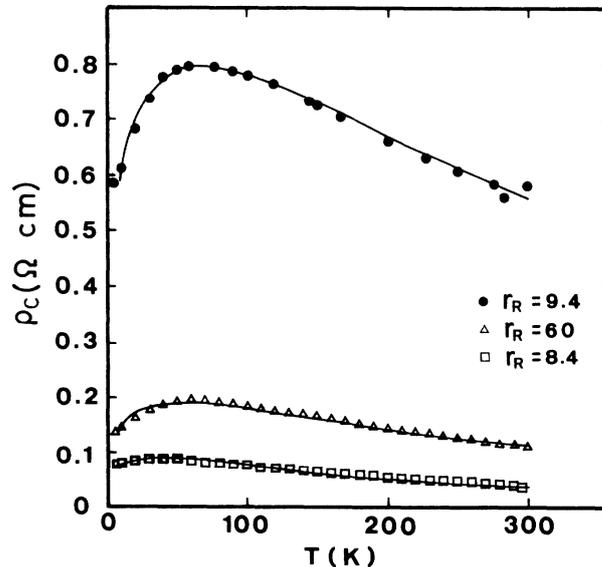


Abbildung 3.8: Verlauf der experimentell, und nach der erweiterten Theorie gefitteten Messwerte von [Mat90] an HOPG.

(Reprinted figure with permission from K. Matsubara, K. Sugihara, T. Tsuzuku, *Phys. Rev. B* Vol. 41, 969 (1990). Copyright 2010 by the American Physical Society)

Interessant zu sehen ist, dass für Proben mit unterschiedlichem r_R die Größe der beitragenden Terme große Differenzen aufweisen. Außerdem wurden ebenso für größere r_R (in der ab-Ebene), was einer höheren Kristallperfektion entspricht, schlechtere, niedrigere Leitfähigkeiten in c-Richtung gemessen. Dies spricht sehr dafür, dass der Transport in der c-Achse stark von Defekten und Verunreinigungen abhängt.

Allerdings gibt der r_R nicht notwendigerweise Auskunft über vorliegende Stapelfehler [Mat90].

Der in HOPG-Proben typisch auftretende Peak in ρ_c [Spa67] kann auch bei KG mit niedrigem r_R (z.B. $r_R=6,1$ in [Tsu79]) gefunden werden, welcher mit ansteigendem r_R abflacht, wobei auch generell das gesamte ρ_c einen Shift zu größeren Werten vollführt und das ursprünglich halbleitende Verhalten nach dem Peak in ein metallisches Verhalten übergehen kann [Tsu79]).

Die Analogien zwischen schlechtem KG und (HO)PG sprechen für einen identen Leitungsmechanismus. Bei [Kem02] wurden unter anderem 2 HOPG-Proben mit mosaic spread von $0,4^\circ$ zweier verschiedener Hersteller untersucht, wobei die Probe von Advanced Ceramics den üblichen Peak, die andere vom Research Institute 'Graphite' (Moscow), die eine überaus große Anzahl an Stapelfehler beinhaltetete, einen rein sinkenden Widerstand aufwies.

Auswirkungen von Gitterdefekten auf den c-Achsen-Widerstand:

Gitterfehler und Defekte machen sich nicht nur als Streuzentren bemerkbar, sie beeinflussen den Hopping-Mechanismus zwischen den Graphitschichten und damit den elektrischen Transport in c-Achsen-Richtung dahingehend, dass diese in einem bestimmten Temperaturbereich zur Erhöhung der Kopplung zwischen den Graphitschichten, bzw. zum Kurzschluss von Ebenen führt, die zu einem 3dim. Verhalten und kohärenten Transport führen [Kem02, Kem03]. Dies würde auch die von [Spa67] gemessene Reduktion des spezifischen Widerstandes in c-Achsen-Richtung von bestrahlten PG Proben erklären.

Defekte können unter anderem Pentagone und Heptagone sein, die durch die von einem Sechseck-abweichenden Form unweigerlich zu einer Wellung in der sonst planen Graphitschicht führen, eine unterschiedliche Zustandsdichte aufweisen, und in diesen Bereichen zu einer erhöhten Leitfähigkeit führen [Lu06b].

Die Erhöhung der Zustandsdichte könnte lokal auch zur Supraleitung führen [Kem03].

Anhand von Elektronenmikroskopie-Aufnahmen konnte gezeigt werden, dass es tatsächlich 2 Arten von Bereichen im Graphit gibt. Zum einen gibt es aufgrund von Defekten oder Unordnungen Bereiche, in denen es in c-Richtung gekoppelte bzw. verbundene Graphen-Schichten gibt, die zu einer guten Leitung führen. Ebenso gibt es Bereiche die aus idealen Graphen-Schichten bestehen, nur eine geringe Kopplung aufweisen und schlecht leiten [Lu06b].

Durch [Kem02] wurde gezeigt, dass das metallische Verhalten in c-Achsen-Richtung mit selbigem der a-Achse korreliert ist, und dass der c-Achsen-Widerstand für ideales Graphit kein metallisches Verhalten aufzeigen würde. Dadurch müsse daran gezweifelt werden, dass das für die meisten theoretischen Verlaufsrechnungen für Graphit mit 0,3eV angenommene Interlayer-Transferintegral realistisch ist [Kem02, Kem03]. Für solch einen hohen Wert des Transferintegrals wäre kohärenter Transport zu vermuten.

Tatsächlich ist zu sehen, dass der elektrische Transport zwischen den einzelnen Schichten umso mehr kohärent wird, je schlechter die Qualität der Probe, allerdings in Sachen Mosaic Spread ist [Oca03].

Hochorientierte Proben mit geringer Unordnung weisen einen 2dim. Charakter und dementsprechend einen inkohärenten Transport entlang der c-Achse auf [Kem03].

3.2. Galvanomagnetische Effekte

Befinden sich Ladungsträger zusätzlich zu einem elektrischen Feld in einem Magnetfeld so wirkt folgende Kraft auf diese Teilchen:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

Analog zu (3.1) ergibt sich unter Berücksichtigung eines Reibungskraft-Termes mit einer Stoßrate der Ladungsträger von $1/\tau$ (τ ... Relaxationszeit) eine Bewegungsgleichung der Teilchen zu:

$$F = m\left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau}\right)v = \hbar\left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau}\right)\partial k = q(E + v \times B) \quad (3.5)$$

Für den stationären Zustand und ein Magnetfeld in z-Richtung $\vec{B} = (0,0,B)$ ergeben sich aus (3.5) folgende Gleichungen:

$$\frac{mv_x}{\tau} = q(E_x + v_y B) \quad (3.6)$$

$$\frac{mv_y}{\tau} = q(E_y - v_x B) \quad (3.7)$$

$$\frac{mv_z}{\tau} = qE_z \quad (3.8)$$

Durch Einsetzen der Zyklotronfrequenz $\omega_c = \frac{eB}{m}$ ergeben sich für die Geschwindigkeiten der Ladungsträger:

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} \frac{qE_x \tau}{m} + \omega_c v_y \tau \\ \frac{qE_y \tau}{m} - \omega_c v_x \tau \\ \frac{qE_z \tau}{m} \end{pmatrix}$$

Bei zueinander senkrecht ausgerichteten E - und B -Feldern beschreibt die Bahnkurve eines Elektrons eine Zykloide, für parallel orientierte Felder eine Spirale in Feldrichtung. Die Projektion der Spiralbewegung in die Ebene senkrecht zur Feldrichtung ergibt eine Kreisbewegung mit der Kreisfrequenz (=Zyklotronfrequenz) ω_c .

Die Größe $\omega_c \tau$ stellt ein Maß für die Stärke des Magnetfeldes dar, und gibt die Größe des Einflusses auf die Elektronenbahnen an. Für Werte von $\omega_c \tau \ll 1$ ist es den Elektronen zwischen zwei Stößen nur möglich einen kleinen Teil des Kreise zu durchlaufen, für $\omega_c \tau \geq 1$ ist es den Elektronen möglich (mehrere) vollständige Kreisbewegungen zu vollführen.

Durch das angelegte Magnetfeld kommt es zu einer Überlagerung der normalen Bewegung der Ladungsträger verursacht durch das elektrische Feld und der Kreisbewegung in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld. Diese Bewegung ändert sich in Abhängigkeit des B -Feldes mit der Frequenz

$$f = \frac{eB}{2\pi m}$$

Energetisch gesehen kommt es durch das Magnetfeld zur Aufspaltung der ohne Magnetfeld parabelförmigen Bänder der Elektronen zur Aufspaltung in Subbänder, die als Landau-Niveaus bezeichnet werden und sich um $\hbar\omega_c$ unterscheiden.

In der Zustandsdichte können dadurch Delta-Funktions-ähnliche Spitzen gefunden werden, wobei Amplitude und Position dieser von der Größe des B -Feldes abhängig sind.

Durch das Vergrößern des Magnetfeldes wird die Besetzung der Landau-Level erhöht und auch die Abstände zwischen nebeneinander liegenden LL werden vergrößert, wodurch es dazu kommt, dass nach und nach sich die LL und Fermi-Level kreuzen und es zu einer periodischen Änderung in der Zustandsdichte und der Leitfähigkeit kommt (siehe Kap. 3.6).

Durch ein Magnetfeld in z -Richtung kommt es somit zur sogenannten Landau-Level-Quantisierung, durch die es in 2-dimensionalen System zum Auftreten des Quanten-Hall-Effektes kommen kann (siehe Kap. 3.3.1).

Besonderer Bedeutung kommt dem Fall zu, bei dem das System durch ein genügend großes Magnetfeld ins Quanten-Limit QL gebracht wird. Dies geschieht bei HOPG wenn $B > B_{QL} \sim 7$ bis 8T [Kop09] ist (Ausrichtung parallel zur c -Achse), dann werden alle Ladungsträger in das niedrigste Landau-Level (LLL) gebracht.

3.3. Der Hall-Effekt

Zur Betrachtung des klassischen Hall-Effekt befindet sich ein elektrischer Leiter, an den ein elektrisches Feld angelegt wurde in einem Magnetfeld.

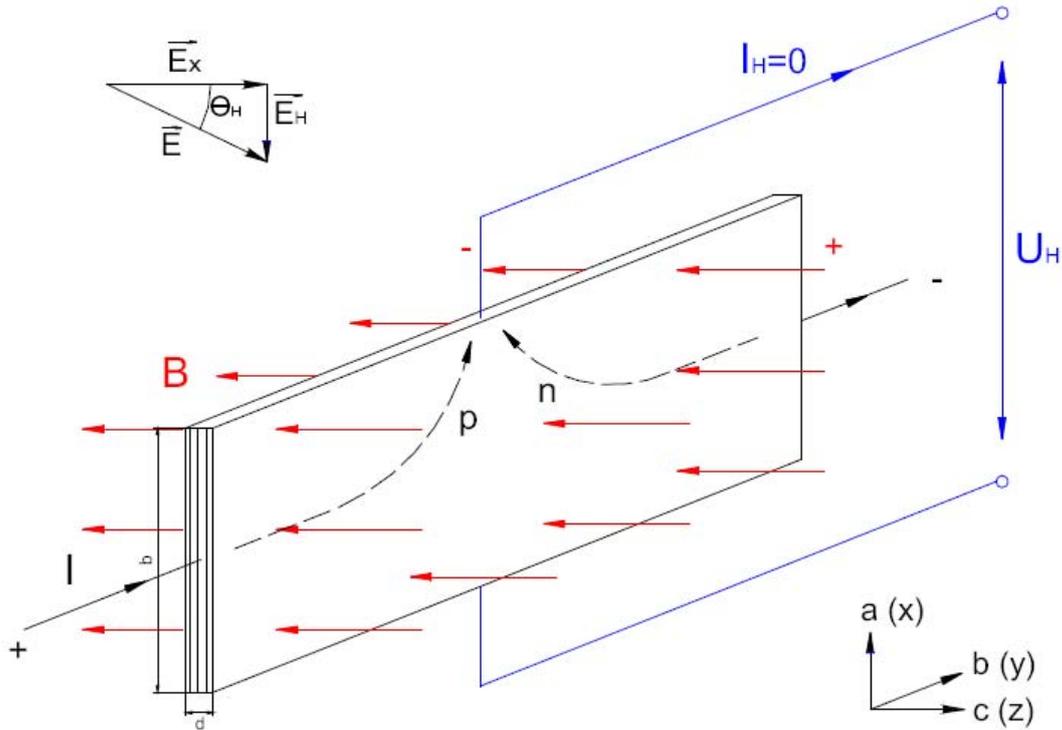


Abbildung 3.9: Darstellung des Potentialverlaufes in der Probe (links oben), Geometrische Anordnung und Aufbau zur Messung des B -Out-of-plane-Hall-Effekts (Magnetfeld senkrecht zu den Graphitschichten) (Mitte), und kristallografische Ausrichtung (rechts unten)

Verursacht durch das elektrische Feld, bewegen sich die Ladungsträger mit einer mittleren Driftgeschwindigkeit v_F in x -Richtung durch den Leiter. Durch das in der z -Achse angelegte Magnetfeld wirkt auf die Ladungsträger die Lorentz-Kraft $\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$, wodurch es zu einer Ablenkung von Löchern und Elektronen entsprechend in die selbe Richtung, der y -Richtung kommt [Kit99]. Dadurch kommt es zur teilweisen Kompensation beider Hallspannungen. Im Falle von mehr Elektronen als Löchern, kommt es an der Seite zu der sie abgelenkt wurden zu einem Elektronenüberschuss und an der entgegengesetzten Seite zu einem Mangel dieser. Bei Löchern entsprechend entgegengesetzt. Durch diese „Ladungstrennung“ wird ein elektrisches Feld erzeugt, welches als Hallspannung gemessen werden kann, und welches solange zunimmt, bzw. die Ladungsträger werden solange abgelenkt, bis die Kraft des elektrischen Feldes in y -Richtung die Lorentz-Kraft zur Gänze kompensiert.

Für die Bewegungsgleichung der Ladungsträger in einem Magnetfeld wird (3.5) verwendet.

Von besonderem Interesse ist die y-Komponente nach der Kompensation von Lorentz-Kraft und elektrischem Feld in y-Richtung. Unter der Annahme dass in y-Richtung kein Strom fließt, also $v_y=0$ ergibt sich nach (3.7):

$$E_y = v_x B \quad (3.9)$$

Für den Fall einer Ladungsträgersorte ist die Stromdichte $j_x = n \cdot q \cdot v_x$, wodurch man $E_y = \frac{1}{nq} j_x B = \mathfrak{R}_H j_x B$ mit

$$\mathfrak{R}_H = \frac{1}{nq} \quad (3.10)$$

erhält.

Mit $U_H = E_y \cdot b$ und $I = j_x \cdot b \cdot d$ lässt sich die Hallkonstante einfach zu

$$\mathfrak{R}_H = \frac{U_H \cdot d}{I \cdot B} \quad (3.11)$$

berechnen und nach (3.10) anhand der Elementarladung q auf die Ladungsträgerkonzentration n schließen. Abhängig vom Ladungsträgertyp sind positive und negative Werte von R_H möglich.

Die Hall-Konstante R_H lässt sich nach Formel (3.11) auch bei Graphit berechnen, bei welchem Löcher und Elektronen als Ladungsträger vorhanden sind. Allerdings nimmt aus selbigem Grund (3.11) eine ausführlichere Form an. Die Hallkonstante ist hierbei von den Ladungsträgerkonzentrationen n_h bzw. n_e und Ladungsträgerbeweglichkeiten μ_h bzw. μ_e der Löcher (h) und Elektronen (e) abhängig.

Beides sind Materialkonstanten – nicht vom Magnetfeld abhängig, aber temperaturabhängig.

Je nach Verhältnis der Mobilitäten und Konzentrationen sind negative und positive Werte für die Hallkonstante möglich.

Nach [Wil58] folgt für die Hallkonstante für zwei beteiligte Ladungsträgerarten:

$$\mathfrak{R}_H = \frac{1}{|e|} \frac{n_h \mu_h^2 - n_e \mu_e^2 + \mu_h^2 \mu_e^2 (n_h - n_e) B^2}{(n_h \mu_h + n_e \mu_e)^2 + \mu_h^2 \mu_e^2 (n_h - n_e)^2 B^2} \quad (3.12)$$

Formel 3.12 zur Berechnung des Hallkoeffizienten umfasst sowohl den Niedrigfeld-Fall mit $\mu B < 1$, als auch den Hochfeld-Fall mit $\mu B > 1$. In ersterem Fall spielen die beiden B-abhängigen Terme in Zähler und Nenner keine Rolle, wodurch R_H hauptsächlich über die Mobilitäten der Ladungsträger bestimmt wird. Im Hochfeld-Fall sind ausschließlich die B-abhängigen Terme zu betrachten, die sich im Weiteren zu $1/(n_h - n_e)$ vereinfachen und somit nur von den Ladungsträgerkonzentrationen abhängen.

Für $n_h = n_e$ ergibt sich $\mu_h = \mu_e$, wodurch $R_H=0$ wird, gleichbedeutend mit der vollständigen Kompensation der Hallspannungen von Löcher und Elektronen. Umgekehrt gilt, dass bei $U_H=0$ die Konzentrationen beider Ladungsträger die selben Werte aufweisen, ebenso gleichen sich die Werte beider Mobilitäten.

Weiters lässt sich aus der Hallkonstanten noch der Hallwiderstand R_{HALL} berechnen, der das Verhältnis Hallspannung=Querspannung zu Längsstrom bei einem bestimmten Magnetfeld angibt:

$$R_{HALL} = \mathfrak{R}_H \cdot \frac{B}{d} = \frac{U_H}{I} \quad \text{bzw. der spezifische Hallwiderstand } \rho_{YX} = \mathfrak{R}_H \cdot B$$

weitere Zusammenhänge:

$$\tan \Theta_H(B, j) = \frac{|\vec{E}_H|}{|\vec{E}_X|} = \mu_H \cdot B = \frac{\mathfrak{R}_H \cdot B}{\rho_{XX}} = \frac{\rho_{YX}(B, j)}{\rho_{XX}(B, j)}$$

$$\mu_h = \frac{\tan \Theta_{H,h}}{B} \quad \mu_e = -\frac{\tan \Theta_{H,e}}{B}$$

Für die Hallkonstante sind bei geringen Magnetfeldern und bei tiefen Temperaturen Abweichungen von der Formel für das Zweiband-Modell festzustellen. Durch eine genaue Analyse des low-field-Hall-Effektes konnte festgestellt werden, dass Minoritätsladungsträger aufgrund der Fermiflächen-Verzerrung (trigonal warping) entstehen [His72]. In [Dil78] wurde diese Erscheinung für das anormale Verhalten des Hall-Effekts verantwortlich gemacht.

Bei tiefen Temperaturen tragen diese Minoritäts-Löcher mit ihren geringen effektiven Massen ($<0,02m_e$) beträchtlich zum Hall-Effekt bei. Bei Raumtemperatur hingegen spielen sie keine Rolle [Ono66, Ono68].

Eine Berücksichtigung des trigonal warplings erfolgt über γ_3 . Durch den von Null ungleichen Parameterwert für γ_3 ergeben sich zusätzlich für die Bandstruktur markante Merkmale. So sorgt die Verzerrung der FO entlang der k_z -Achse dafür, dass im Temperaturbereich von 25-50K die Löcher eine leicht größere Relaxationszeit aufweisen, als Elektronen. [Ono68].

In Übereinstimmung mit deren theoretischem Verlauf von R_H kann in [Sug82] für eine hochqualitative KG-Probe mit $r_R=38$ ein ähnlicher Verlauf wie in Abb. 3.10 bei $\gamma_3=0,29\text{eV}$ gesehen werden. Ein Maximum des Hallkoeffizienten wurde für 0,02T (in [Kaw77] bei 0,04T, für eine KG-Probe mit $r_R=45$) gefunden. Aufgrund des hohen residualen Widerstandsverhältnisses werden diese Probeneigenschaften auch als intrinsisch angesehen. Für 2 schlechtere KG-Proben mit $r_R=18$ bzw. 13 kann jener Verlauf von $\gamma_3=0$ gemessen werden. Was dafür spricht, dass bei schlechteren Proben trigonal warping ausbleibt.

Für pyrolytisches Graphit mit einem r_R von 12 konnte ein ähnliches Verhalten, wie schon bei [Spa67] bestimmt werden, bei welchem unterhalb von 40K für alle Magnetfeldstärken ein negativer Wert für die Hallkonstante durch eine höhere Mobilität der Elektronen (siehe auch Abb. 3.3) auftritt [Kaw77].

Für gut orientiertes Graphit von [Spa67] konnte bei durch Bestrahlung zusätzlich eingebrachten Defekten ausschließlich ein positiver Hallkoeffizient, der zu niedrigeren Temperaturen hin ansteigt festgestellt werden.

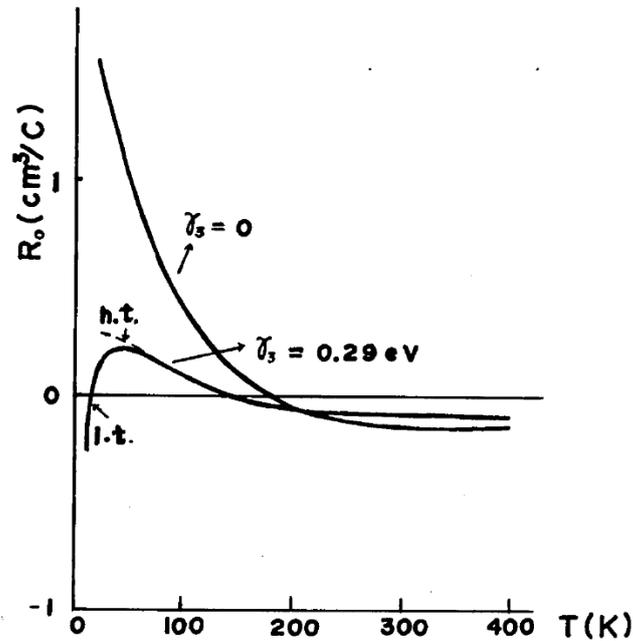


Abbildung 3.10: Das Diagramm zeigt den theoretisch berechneten Verlauf des Hall-Koeffizienten von [Sug82] im zero-field Limit mit Werten für die Kopplung zwischen den Graphit-Schichten von $\gamma_3=0$ und $\gamma_3=0,29\text{eV}$.

Dies ist gleichbedeutend mit einer Vernachlässigung des trigonal warplings der Energiebänder ($\gamma_3=0$), was auch die Beteiligung von Minoritätsladungsträger ausschließt. Der Fall $\gamma_3=0,29\text{eV}$ entspricht einer Berücksichtigung beider.

(Reprinted figure with permission from the Physical Society of Japan, Vol. 51 No. 6 (1982) pp.1900-1903, K. Sugihara et. al.)

In Kish-Graphit (Abb. 3.11.) zeigt sich, dass der Hallkoeffizient des experimentell extrapolierten Verlaufes für $B \rightarrow 0$, zumindest bis zu einer Temperatur von 30K jenem theoretisch berechneten von [Ono66 bzw. Sug82] bei außer Achtlassung der Kopplung γ_3 entspricht. Für ansteigendes Magnetfeld zeigt sich schnell der theoretische Verlauf für $\gamma_3 > 0$ und das damit verbundene Sinken des Hallkoeffizienten. Im Weiteren interessant zu sehen, ist bei tiefen Temperaturen und großen Magnetfeldern (Abb. 3.11 ganz unten links) ein Anstieg des R_H hin zu kleineren negativen Werten.

Bei der Magnetfeldabhängigkeit des Hallkoeffizienten ist bei Kish-Graphit bei Temperaturen unter 100K bei hohen Magnetfeldern generell ein negativer Wert zu sehen. Dieser ist umso stärker negativ, je niedriger die Temperatur ist. Mit sinkendem Magnetfeld steigt R_H zu positiven Werten hin, und erreicht diese umso schneller, je höher die vorherrschende Temperatur ist – so werden für 4,2K erst bei sehr niedrigen Magnetfeldern positive Werte erreicht [Kaw77].

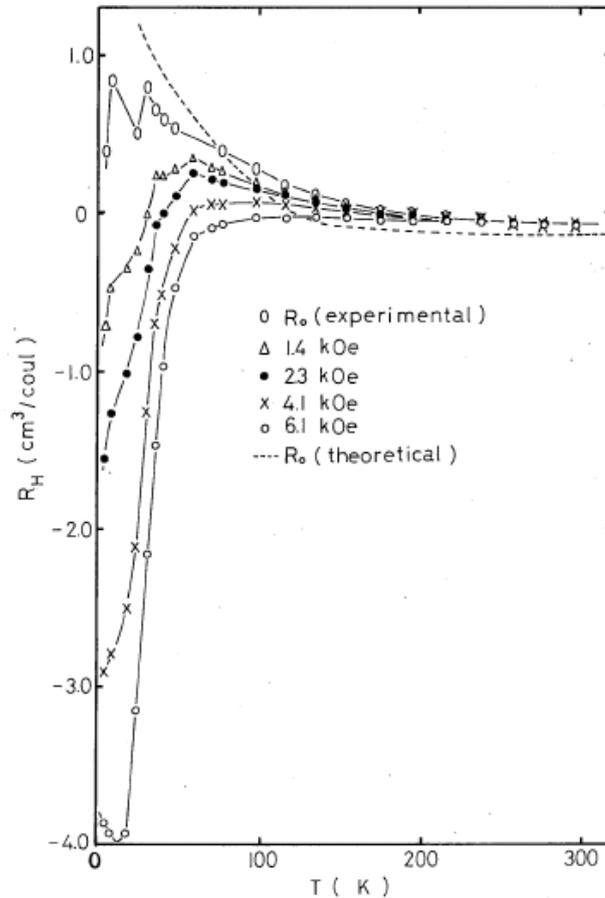


Abbildung 3.11: Darstellung der Hallkonstanten R_H von Kish-Graphit mit $r_R=45$ für verschiedene Magnetfeldgrößen. (Diagramm von [Kaw77])

(Reprinted figure with permission from the Physical Society of Japan, Vol. 42 No. 2 (1977) pp. 574-579, K. Kawamura, T. Saito and T. Tsuzuku)

Ebenso sind bei Messungen von [His72] bei 77K, bei hohen B -Feldern ausschließlich negative R_H -Werte zu sehen. Für abnehmendes B -Feld geht R_H hin zu positiven Werten, bis dieser ein Maximum erreicht und wieder abnimmt. Dieses Maximum steigt, wie die Größe des extrapolierten zero-field-Hallkoeffizienten mit zunehmender Perfektion des Graphits. Das zugehörige Magnetfeld des Maximums sinkt indes. So kann bei KG erst bei minimalen Feldern eine Abnahme von R_H gesehen werden.

Für eine PG-Probe mit 6° mosaic spread konnten keine positiven Werte gemessen werden.

Dadurch ist die Größe von $R_H(B)$ durch die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger erklärbar, die aufgrund der großen Kristallitgrößen in KG am größten und für PG3200, welches bei eher niedrigen Temperaturen nachbearbeitet worden ist und nur kleine Kristallite aufweist, am kleinsten ist.

Demnach erfolgt der zunehmend negative Beitrag am Hallkoeffizienten bei kleinen Magnetfelder durch Streuungen an den Kristallitgrenzen [Coo70].

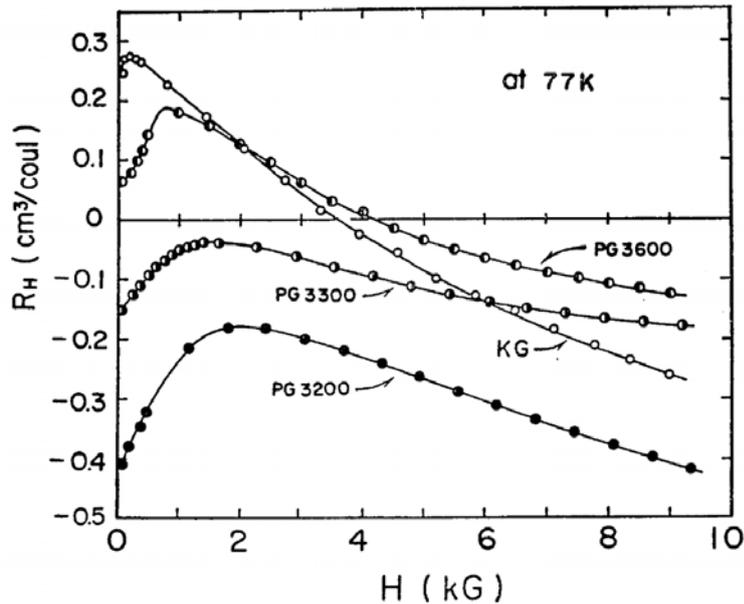


Abbildung 3.12: Verlauf des Hallkoeffizienten R_H in Abhängigkeit des Magnetfeldes bei 77K von verschiedenen Graphit-Proben. Die Maxima der Kurven fallen mit der Größe der Kristallite von KG bis zur schlechtesten Probe PG3200. (Diagramm von [His72])

(Reprinted figure from Jap. Journal Appl. Pyhs., Vol. 11, No. 7 (1972), Y. Hishiyama, A. Ono, T. Tsuzuku, T. Takezawa)

Nach [Ono68] müssen für die Berechnung der Transport-Koeffizienten zeigt sich dass Streuungen von Ladungsträgern an gleichartigen Ladungsträgern berücksichtigt werden, um eine Vergleichbarkeit zwischen theoretisch berechneten und experimentell bestimmten Werten zu erlangen. Jedoch zeigt sich, dass die Relaxationszeit durch die zusätzliche Berücksichtigung der Ladungsträger-Ladungsträger-Streuungen von Majoritäts-Löchern und Majoritäts-Elektronen nur um einen Faktor 1,1 zunimmt und dadurch eher belanglos ist. Im Gegensatz dazu können Minoritätsladungsträger mit sehr geringen effektiven Massen eine um einen Faktor größer als 3 vergrößerte Relaxationszeit aufweisen, dass einer beträchtlichen WW dieser Ladungsträger untereinander entspricht und die experimentellen Werte bei tiefen Temperaturen erklärt. In wie weit diese WW bei hohen Temperaturen zu den Transport-Koeffizienten beitragen ist bisher nicht bekannt.

3.3.1. Quanten-Hall-Effekt (QHE)

Beim Quanten-Hall-Effekt, 1980 durch von Klitzing an MOS-Feldeffekt-Transistoren entdeckt [Kli80], steigt der Hallwiderstand nicht linear mit steigendem Magnetfeld, sondern zeigt einen stufenförmigen Anstieg bzw. das Vorhandensein von Plateaus in der Halleitfähigkeit $\sigma_{xy}(H)$ bzw. dem spezifischen Hallwiderstand $\rho_{xy}(H)$ bei $\rho_{xy} = \frac{h}{e^2} \frac{1}{g}$, also Vielfachen der

Bruchteile von $\frac{h}{e^2}$. g stellt den Füllfaktor der Landau-Niveaus und gleichzeitig auch die quantisierten Elektronenbahnen in der Ebene dar und kann beliebige positive ganzzahlige Werte annehmen. h ist das Wirkungsquantum.

Ein Auftreten des QHE ist nur in dünnen Schichten, in denen die Elektronen ein zweidimensionales Elektronengas erzeugen möglich. Die Elektronen werden in z-Richtung eingeschränkt, können sich aber in xy-Richtung frei bewegen. Ein Magnetfeld parallel zur z-Richtung zwingt die Elektronen auf quantisierte Kreisbahnen. Zweckdienlich ist eine hohe Probenqualität, da sich die Ladungsträger ausreichend ungestört bewegen können müssen.

Prädestiniert dafür ist vor allem ein zwei-dimensionales Kristallsystem, wie Graphen. Allerdings werden auch Proben mit Schichtdicken bis zur de-Broglie-Wellenlänge der Elektronen als quasi-2D-Elektronengas bezeichnet. Nach [Par06] sollte bei Graphit erst unter 10 Lagen, entsprechend einer Dicke von 3,4nm zweidimensionaler Charakter in Erscheinung treten.

Nach [Gon07] erwartet man, dass Leitungselektronen von Graphit de-Broglie-Wellenlängen im Bereich von μm besitzen. Tatsächlich zeigt sich, dass je nachdem, wie gering die Kopplung zwischen den einzelnen Graphitschichten ist, auch bei deutlich größerer Dicke als 3,4nm, nämlich 1mm, eine Zwei-Dimensionalität und damit der QHE auftritt [Oca03].

Stufen treten immer bei jenem Magnetfeld auf, bei welchem ein scharfes Landau-Niveau das Fermi-Niveau durchkreuzt - Plateaus dort, wo die Fermi-Energie in einer Lücke der Zustandsdichte liegt.

Beim QHE spricht man vom einem echten Quanteneffekt, da die bei den Plateaus auftretenden Werte bei verschiedenen Materialien ident sind, und somit nicht materialabhängig sind.

Der auftretende Hall-Widerstand bei der ersten Stufe mit $g=1$ wird sogar als Widerstandsnormale verwendet und ist auf $R_K=25812,807\Omega$, der Von-Klitzing-Konstante definiert [Bra01].

Auf die theoretischen Vorhersagen [Zhe02, Gus05] für das Auftreten des QHE in HOPG, aufgrund des stark anisotropen quasi-2-dim. Charakter des Materials, folgten im Jahre 2003 eindeutige experimentelle Beweise für das Vorhandensein des QHE in HOPG [Kop03, Kop03b, Nov05c, Oca03].

Grundvoraussetzung um klare Hallplateaus in den Messungen zu bekommen ist das Vorhandensein von Proben hoher Qualität. So sind gute Resultate grundsätzlich nur bei Mosaic Spreads $\leq 0,5^\circ$ und einem $\rho_c/\rho_b > 10^4$ erhältlich [Kop09] - Proben mit Mosaic Spreads $> 0,5^\circ$ zeigen deutliche Zeichen von

3dim. Verhalten und kohärenten Transport normal zu den Schichten. Die Plateaus beim QHE werden folgerichtig um so deutlicher, je geringer der Abstand der Spannungsabgriffe ist und umso weniger Gitterdefekte im Material sind. Verunreinigungen und Versetzungen können einen Kurzschluss zwischen Graphitschichten verursachen und die Dimensionalität der Probe stark beeinflussen. Diese Unordnungen innerhalb einer Graphit-Probe können durch die dadurch veränderten Magnetfeld- und Temperaturabhängigkeiten der Transporteigenschaften dazu führen, dass der QHE in einen linearen feldabhängigen Halleffekt mit feldabhängigen Minima übergeht.

In einzelnen Graphen-Schichten konnte sogar das Phänomen des half-integer Quanten-Hall-Effektes nachgewiesen werden [[Nov05b](#), [Zha05](#)], bei welchem der Beitrag der Dirac Fermionen die Hall-Plateaus bei einem halbzahligen filling-factor erscheinen lassen.

Kempa [[Kem06](#)] zeigte für HOPG einen integer-ähnlichen QHE (im Artikel selbst als „even QHE“ genannt). Dieser lässt durch die Parallelen zu Graphen vermuten, dass die Kopplung zwischen einzelnen Graphit-Schichten deutlich geringer sein muss, als die im Slonczewski-Weiss-McClure-Modell [[Slo58](#), [McC58](#)] veranschlagte, im Gegensatz zu den sehr gut passenden Werten von Hearing [[Hea57](#)].

In HOPG-Proben, die nur einige Schichten dick sind, sogenannte FLGs (few-layer-graphite) konnte der QHE selbst bei Raumtemperatur gemessen werden [[Nov07](#)].

3.3.2. *Fraktionaler Quanten-Hall-Effekt (FQHE)*

Beim FQHE treten Hallplateaus auch bei gebrochenzahligen Füllfaktoren der Landau-Niveaus auf. Dabei kann $g=p/q$ (das Verhältnis von Elektronen zu magnetischen Flussquanten) z.B. die Werte $1/3$, $2/5$, $3/7$, ... aber auch $10/7$, $13/9$, ... annehmen.

Entdeckt wurde der Effekt 1982 von Daniel Tsui and Horst Störmer [Tsu82, Sto99] an Gallium-Arsenid Heterostrukturen.

Die Stufen treten bei Materialien mit hohen Mobilitäten zwischen den schmalen ganzzahligen Hallplateaus auf, jedoch nicht so bei jenen mit niedrigen Mobilitäten und breiten Plateaus.

Anders als der IQHE entsteht der FQHE aufgrund der kollektiven Bewegung der stark wechselwirkenden Ladungsträger im Material [Cha95, Hal84].

Für hochqualitatives Material mit geringer Ladungsträgerkonzentration kondensiert das Elektronengas bei bestimmten extrem hohen Magnetfeldern und extrem tiefen Temperaturen in einen Zustand mit Flüssigkeits-ähnlichen Eigenschaften.

Für eine theoretische Beschreibung existieren das Modell von Laughlin [Lau83], indem sich das System verhält, als bestände es aus Teilchen mit Ladungen kleiner als die Elementarladung q , beschrieben durch Vielkörper-Wellenfunktionen.

Beim vielversprechenderen Modell der composite fermions (CFs) seien Ladungsträger an magnetische Flussquanten gebunden. Dabei ist die Entstehung des FQHE für Elektronen aus der Entstehung des IQHE für zusammengesetzte Elektronen zu sehen. CFs sehen statt dem äußeren Magnetfeld, ein effektives Feld, indem sie ganzzahliges q besitzen, sich durch das effektive Feld allerdings wie Bruchstücke von q verhalten [Jai07].

Nach theoretischen Behandlungen wurde ein Auftreten des FQHE in HOPG von [Bur09, Lev09] erstmalig vorgeschlagen.

In [Kop09] konnten neben dem experimentellen Beweis für diesen Effekt, die Füllfaktoren mit $g=2/q$ ($q=1,2,3,\dots$) angegeben werden. Diese wurden schon von [Hal83] vorhergesagt und sind für den Fall, dass gebundene Paare von Elektronen, entsprechend Bosonen mit Ladung zweier Elektronen auftreten.

Eine Analyse des QHE in Graphit [Luk06] zeigt, dass dieser sowohl die Anzeichen des semi-integer-QHE von Graphen, als auch den integer-QHE von zweilagigem Graphit enthält, was der Hypothese entspricht, dass Graphit aus einer Reihe von ein- und mehrlagigen Graphen-Schichten besteht.

3.4. Der magnetoresistive Widerstand

Wie der Hall-Effekt, tritt auch der magnetoresistive Effekt bei einem stromdurchflossenen Leiter auf, der sich in einem Magnetfeld befindet.

Jedoch interessiert hier nicht die an der Probe auftretende Querspannung, vielmehr ist man an der Änderung des parallel zur Stromrichtung auftretenden Widerstandes infolge der Magnetfeldänderung interessiert.

Im allgemeinen ist je nach Material und der dadurch möglichen Art des auftretenden Magnetowiderstandes eine positive oder negative Größenänderung des Widerstandes möglich.

Der Magnetowiderstand ist als Änderung des Widerstandes im Magnetfeld im Bezug zum Widerstand ohne Magnetfeld definiert:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{R(B) - R(B=0)}{R(B=0)}$$

Meist wird dieser Wert mit hundert multipliziert, um die Größe des Effektes in % direkt angeben zu können.

Der Magnetowiderstand kann abhängig von Magnetfeldrichtung und Stromflussrichtung in mehreren Konfigurationen gemessen werden:

1. Transversale Geometrie für die ab-Ebene mit $B \perp I$, $I //$ Ebene
2. Longitudinale Geometrie für die ab-Ebene $B // I$, $I //$ Ebene
3. Transversale Geometrie für die c-Achse mit $B \perp I$, $I \perp$ Ebene
4. Longitudinale Geometrie für die c-Achse mit $B // I$, $I \perp$ Ebene

3.4.1. Lorentz-Magneto-Widerstand

In einem realen Ladungsträgertyp sind alle möglichen Geschwindigkeiten der Ladungsträger vorhanden. Das infolge der Lorentz-Kraft erzeugte Hall-Feld, kann allerdings nur jene mit der „richtigen“ Geschwindigkeit und dies auch nicht für beide Ladungsträgertypen kompensieren. Dadurch kommt es für alle anderen zu einer Wegänderung infolge der Bahnkrümmung, die in einer erhöhten Streuwahrscheinlichkeit und somit erhöhten Widerstand resultiert.

Der Magnetowiderstand ist positiv und wird aufgrund der Entstehung Lorentz-Magneto-Resistance (LMR), oft auch Ordinary-Magneto-Resistance (OMR) genannt [Pip89].

Grundsätzlich unterscheidet man zwischen dem MR in transversaler Geometrie, bei dem Strom- und Magnetfeldrichtung normal zueinander stehen und dem MR in longitudinaler Geometrie, bei dem beide parallel ausgerichtet sind. Dieser ist vom angelegten Magnetfeld nahezu unabhängig [Ols62], beim transversalen jedoch stark abhängig.

Mit zunehmender Größe des Magnetfeldes, steigt der Magnetowiderstand an und zeigt nach [Ols62] im klassischen Bereich das Verhalten

$$OMR \propto (\omega_c \tau)^2 = \frac{(eB\tau)^2}{m^{*2}} = \mu^2 B^2 .$$

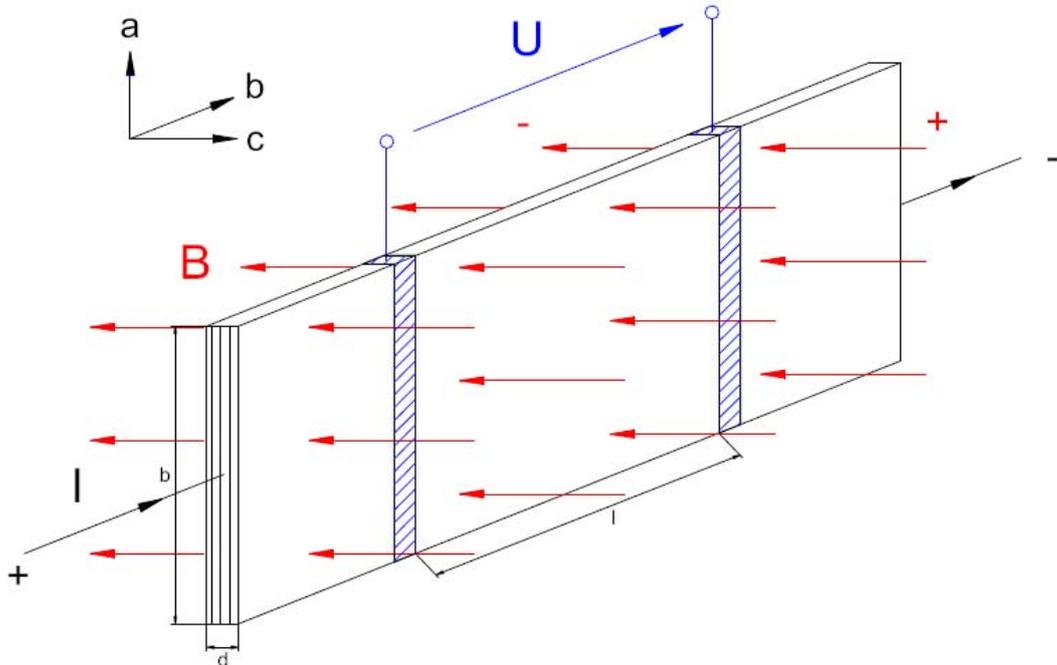


Abbildung 3.13: Darstellung der Probengeometrie und Messanordnung für die Messung des Magnetowiderstandes in der transversalen Geometrie (1)

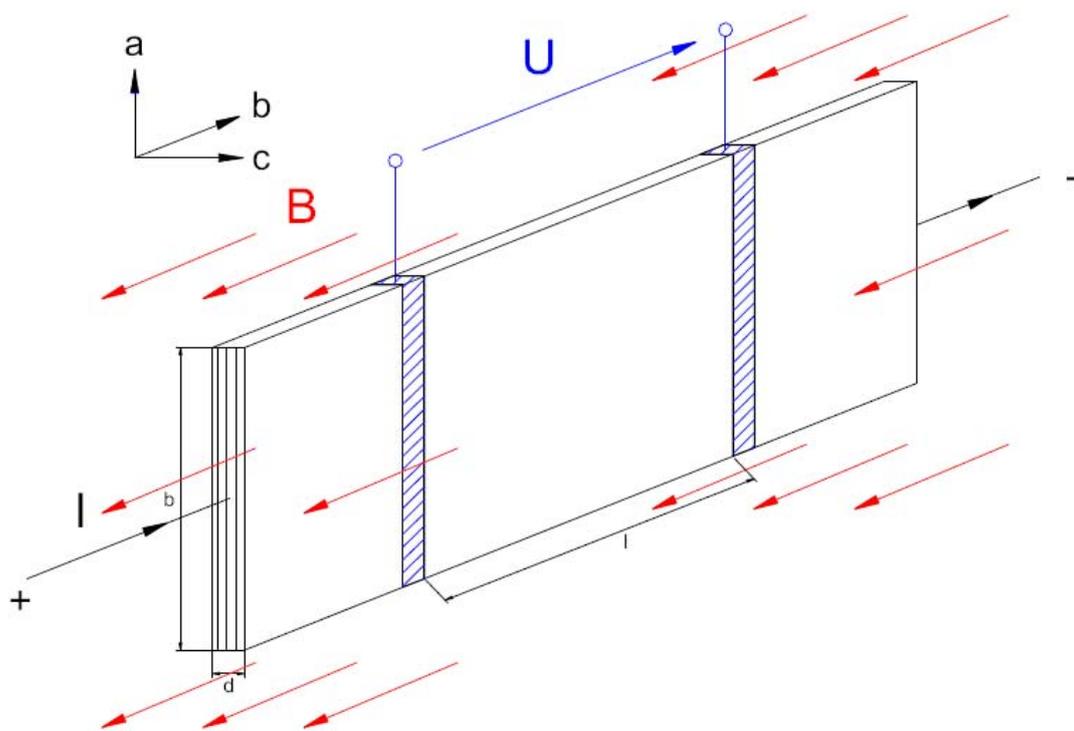


Abbildung 3.14: Darstellung der Probengeometrie und Messanordnung für die Messung des Magnetowiderstandes in der longitudinalen Geometrie (2)

Durch die hohe Ladungsträger-Mobilität und die Zweiband-Struktur ist Graphit ein Garant für einen hohen Magnetowiderstand. Im Vergleich zu anderen zweidimensionalen Systemen in welchen ebenfalls der QHE auftritt, ist der MR in HOPG um ein vielfaches größer.

Bei [Wan03] ist bei einem Magnetfeld von 8,15T senkrecht zu den Graphitebenen ein Anstieg des Widerstandes von ~5000% bei Raumtemperatur und ~85000% bei einer Temperatur von 4,2K zu verzeichnen.

Generell ist bei tiefen Temperaturen ein linearer Anstieg des MR in Abhängigkeit des Magnetfeldes zu sehen, welcher über die Theorie des ordinären MR und des Zweiband-Modells nicht beschreibbar ist.

Verantwortlich für den immens großen MR ist neben den intrinsischen elektronischen Eigenschaften, wie der stark anisotropen Fermi-Oberfläche, die geringe Ladungsträgerkonzentration und deren geringe effektive Masse, auch das Zusammenspiel mit dem Mechanismus des Metall-Isolator-Übergangs.

Überdies hinaus ist beim Magnetowiderstand in der transversalen Konfiguration 1 für die ab-Ebene zu sehen, dass der grundsätzlich lineare Verlauf bei tiefen Temperaturen einige Ausbuchtungen besitzt, die von SdH-Oszillationen her rühren.

Bei den Konfigurationen 2 und 3 treten diese aufgrund der engen Bahnen der Elektronenbewegung nicht auf [Ash76].

Analog zur Hallkonstanten, ist bei niedrigen Magnetfeldern auch beim MR eine deutlich größere Abweichung vom klassischen quadratischen Gesetz zu sehen, als dies bei höheren Magnetfelder der Fall ist. Diese Effekte deuten auch hier wieder auf Minoritätsladungsträger mit hohen Mobilitäten hin [His72].

Wie in der Arbeit von [Tok04] zu sehen ist, steigt der Magnetowiderstand stark mit sinkender Temperatur. Dabei spielt die Ladungsträgerdichte, sowohl von Elektronen und Löchern keine Rolle - dessen Änderung mit der Temperatur ist nur minimal und sinkt sogar, wenn auch marginal mit fallender Temperatur. Vor allem erklärt sich der große MR durch den großen Anstieg der Mobilitäten hin zu tieferen Temperaturen, sowohl von Elektronen als auch Löchern - das Verhältnis zwischen beiden Mobilitäten bleibt nahezu konstant.

Da $\rho_{xx}(B)$ bei auftretendem QHE keine Minima aufweist (siehe auch Kap. 3.6), dies aber generell eine Begleiterscheinung ist, ist zu vermuten, dass der quasi-lineare longitudinale Magnetowiderstand und dessen Eigenschaft nicht in Sättigung zu gehen durch den Hall-Effekt bestimmt wird [Kem06]. Dies stimmt auch mit theoretischen Modellen für ungeordnete Halbleiter überein [Par03].

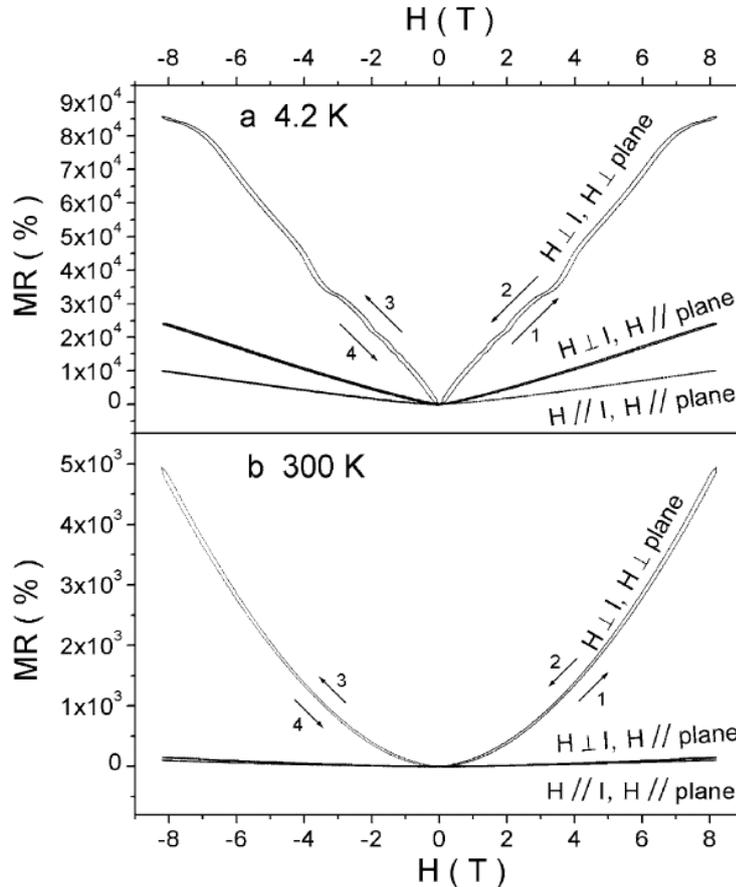


Abbildung 3.15: Darstellung der gemessenen Werte von [Wan03] an HOPG in 3 verschiedenen geometrischen Konfigurationen

(Reprinted figure from Physics Letters A 314, 328–331 (2003), Z.M. Wang, Q.Y. Xub, G.Ni, Y.W. Dua)

Zur Berechnung des Magnetowiderstandes haben Noto und Tsuzuku [Not75] durch Lösung der Boltzmann-Gleichungen für ein Zwei-Band-Modell eine Gleichung entwickelt. Umgeschrieben in Abhängigkeit der wichtigen Parameter μ_e , μ_h , n_e und n_h ergibt sich:

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_{xx}} = B^2 \mu_h \mu_e n_h n_e \frac{(\mu_h + \mu_e)^2}{(n_h \mu_h + n_e \mu_e)^2} \quad (3.13)$$

Allerdings ist die Gültigkeit dieser Formel nur in Magnetfeldbereichen, in denen die klassische quadratische Abhängigkeit erfüllt wird, gegeben.

Nach einer theoretischen Berechnung von [Ono66] ist bei Magnetfeldern über 0,7T bei 77K eine Abhängigkeit mit $B^{1,78 \pm 0,03}$ zu erwarten. Diese Abhängigkeit ist auch bei den Messwerten von Soule [Sou58] für natürliches Graphit ab 0,25T, unabhängig von der Reinheit der Probe zu sehen.

Diese Abhängigkeit entspricht ebenso jener, gemessen an einem Einkristall [Kin53] und an polykristallinem Graphit [McC55]. Für kleinere Magnetfelder ist zunächst ein lineares Ansteigen des Exponenten mit der Magnetfeldstärke zu sehen, bis dieser den erwähnten Endwert erreicht.

Nur bei Raumtemperaturen und gleichzeitig kleinen Magnetfeldern ist die klassische B^2 -Abhängigkeit zu sehen. Der Exponent sinkt mit steigendem B zuerst unter den selben Endwert und erreicht diesen erst mit leicht höherem B als bei 77K [Ono66].

Das anormale Verhalten bei geringen Magnetfeldern ist vermutlich auf die Effekte der Minoritätsladungsträger [Ono66, Sou58] und die der FO-Verzerrung [Dil78] zurückzuführen.

Bei Magnetfeldern höher als B_{QL} kann in Graphit ein sogenannter high-resistance state (HRS), ein Zustand sehr hohen Widerstandes sowohl in der Ebene, als auch in c-Achsen-Richtung wahrgenommen werden.

Extrem große gepulste Magnetfelder zeigen auch im spezifischen Hallwiderstand $\rho_{YX}=\rho_H$ interessante Merkmale. Es kann weder von einem linear ansteigenden, noch von einem nicht sättigenden Hallwiderstand gesprochen werden. Vielmehr erreicht dieser bei 4T ein lokales Maximum, stagniert dort, sinkt danach leicht und steigt bei 24T auf ein Maximum. Bei weiterem Anstieg des Magnetfeldes sinkt ρ_{YX} wieder und ändert bei über 40T sogar sein Vorzeichen, verbunden mit einer Änderung der Dominanz von Elektronenleitung hinüber zur Löcherleitung. Durchwegs sind wohldefinierte Hall-Plateaus zu sehen, die auf einen möglichen FQHE hindeuten [Kop09].

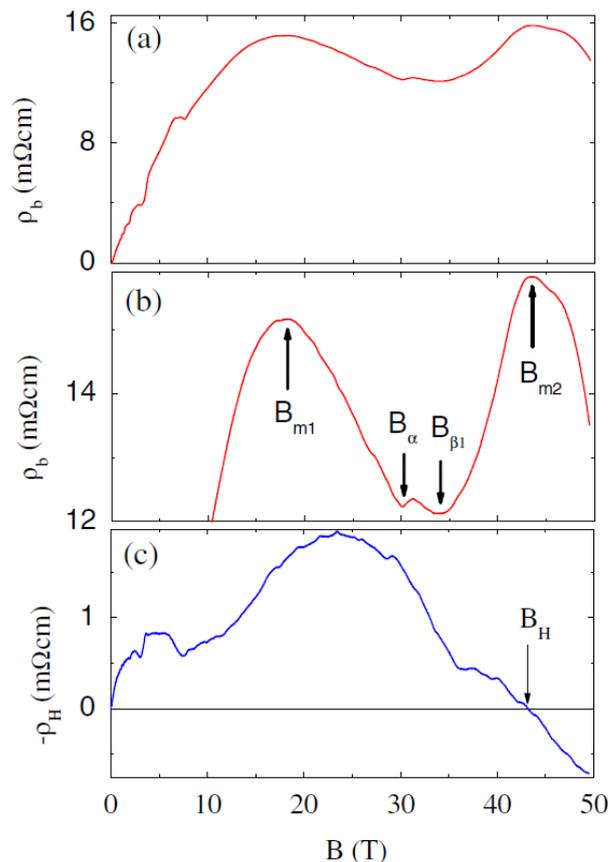


Abbildung 3.16: Verlauf des transversalen Magneto- (oben und Mitte) und Hallwiderstandes (unten) bei extrem hohen gepulsten Feldern und $T=1,8\text{K}$. (Diagramm von [Kop09])

(Reprinted figure with permission from Y. Kopelevich et. al., Phys. Rev. Lett. Vol. 103, 116802 (2009). Copyright 2010 by the American Physical Society)

Bei $B > B_{QL}$ kommt es in ρ_b nicht nur zum Auftreten des HRS, es zeigen sich (Abb. 3.16) bei Proben guter Qualität auch Minima bei 28 und 33T, hervorgerufen durch Phasen feld-induzierter Ladungs-Dichte-Wellen. Bei schlechteren Proben sättigt ρ_b über 18T ($T=1,8K$).

Eine Analyse des transversalen Magnetowiderstandes für Magnetfelder unterhalb des QL zeigt, dass hauptsächlich Elektronen [Kop03b] und minimal Dirac-ähnliche Minoritäts-Löcher [Luk06] zu diesem beitragen.

Bei Magnetowiderstandsmessungen in der c-Achse zeigte sich bei [Kop07], dass qualitativ schlechtere Proben mit einer Mosaikizität $> 1^\circ$ ein Maximum, einen sogenannten coherent resistivity peak aufweisen, der für einen kohärenten Stromtransport spricht. Im Gegensatz dazu weisen Proben mit einer Mosaikizität $\leq 0,4^\circ$, entsprechend einem inkohärenten Transport, kein Maximum auf. Dies spräche für eine 2dim. FO in idealem Graphit.

3.4.2. Auswirkungen der Probengröße

Für abnehmende Probengrößen im Bereich unter 10mm und noch massiver unter 1mm, ist eine Verringerung des magnetoresistiven Effektes zu verzeichnen. Dies geschieht aufgrund der sich ähnelnden Größenordnungen von Probengröße,

der de-Broglie-Wellenlänge der Dirac-Fermionen ($\lambda_{dB} = \frac{h \cdot v_F}{E_F}$)

sowie jener der konventionellen Ladungsträger ($\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2m^* \cdot E_F}}$)

und der Fermi-Wellenlänge $\lambda_F = \sqrt{\frac{2\pi}{n}}$.

Wenn die Probengröße in deren Größenordnung oder darunter liegt, ist mit einer größeren Anzahl von Größen-Effekten zu rechnen. Die wichtigsten sind die Abnahme des MR, aber auch das lineare Verhalten von diesem.

Nach Gonzalez [Gon07] sind vor allem die Dirac-Fermionen mit ihren großen Wellenlängen an der Verringerung des MR auch bei größeren Probenmaßen zuständig.

Im Bereich unter 1mm ist eine nahezu logarithmische Abnahme des MR zu sehen. Für Proben im μm -Bereich ist nahezu kein MR mehr messbar.

Durch die verminderte Phononenstreuung, besitzen Elektronen bei niedrigen Temperaturen größere freie Weglängen, welche größer bis gleich groß wie die Ausmaße der Graphit-Kristallite sind. Im Temperaturbereich in dem dies zutrifft, kommt es an den Rändern der Kristallite zu einer kohärenten Streuung dieser, wodurch Quanten-Ströme zirkulieren. Diese zeigen ein quasilineares Verhalten in Bezug zum Magnetfeld, welches sich im nahezu linearen MR bei tiefen Temperaturen zeigt.

Oberhalb einer gewissen Temperatur befinden sich die mittleren freien Weglängen der Elektronen unterhalb der Kristallitgrößen, wodurch es zu

keiner Erzeugung von Quanten-Strömen kommt und der MR die klassische B^2 -Abhängigkeit aufweist.

Dass eine starke Abhängigkeit von der Probengröße schon bei hunderten μm zu beobachten ist, also fast 2 Größenordnungen größer ist, als die angenommene mittlere freie Weglänge, ist vermutlich auf die Fermi-Wellenlänge von Dirac-Fermionen und konventionellen Ladungsträgern zurückzuführen.

Bei pulvergepressten Graphitproben mit Teilchengrößen im μm -Bereich ist eine Änderung der Probengröße mit einer Änderung des Magnetfeld-exponenten verbunden. Für kleiner werdende Proben steigt N aus der

Beziehung $\frac{\Delta\rho}{\rho} \propto B^N$ an, was mit einer Vergrößerung der Energielücke erklärt

werden kann [Zha04]. Nach der Theorie von Abrikosov erreicht N den Wert 1, für den Fall, dass die Energielücke Null wird [Abr98, Abr00].

Von [Kab96] wurden bei Proben anhand des SEM Kristallitgrößen von $60\mu\text{m}$ gefunden, allerdings nur mittlere freie Weglängen von $5,4\mu\text{m}$ (bei $4,2\text{K}$). Man nimmt daher an, dass jeder Kristallit aus 2 untergeordneten Kristallkörnern besteht, welche innerhalb von $\pm 4^\circ$ parallel zueinander ausgerichtet sind [Yos92].

3.5. Magnetfeld-induzierter Metall-Isolator-Übergang (MIT)

Das vom Material ursprüngliche metallische Verhalten des Widerstandsverlaufes $\frac{dR}{dT} > 0$ geht durch die Einwirkung eines von außen angelegten Magnetfeldes bei einem kritischen Feld größer als B_C in das Verhalten eines Isolators bzw. in jenes eines Halbleiters $\frac{dR}{dT} < 0$ über, und wird Metal-Insulator-Transition genannt.

Die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes wird vom Zustand des Elektronensystems, metallisch oder halbleitend bestimmt - dieses ist vom Magnetfeld abhängig. Die Temperatur T_C , bei welcher der MIT erfolgt nimmt mit steigendem Magnetfeld zu.

Der MIT wurde zuvor schon bei Dünnschicht-Supraleitern [Yaz95, Mar98] und 2-dimensionalen Filmen [Mas99] bei tiefen Temperaturen entdeckt. Bei Graphit jedoch erfolgt dieser schon bei leicht höheren Temperaturen.

Das Skalierungsverhalten des Überganges gleicht jenem von anderen 2-dim. Elektronensystemen, tritt aber im Graphit bei rund 50mT [Kem02, Kop03, Kon08] bzw. 80mT [Tok04] auf.

Bei höheren Magnetfeldern ist darüber hinaus für Temperaturen unterhalb von T_C erneut ein metallisches Verhalten zu sehen [Kop03b].

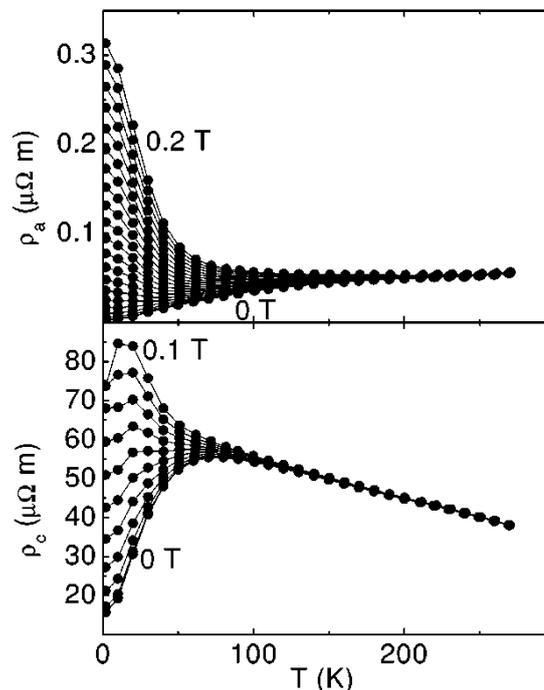


Abbildung 3.17: Darstellung der Widerstandsverläufe der Widerstände in der Ebene (oben) und der c-Achse (unten) bei verschiedenen großen Magnetfeldern in Abhängigkeit der Temperatur. (Diagramm von [Kem02])

(Reprinted figure with permission from H. Kempa and P. Esquinazi, Phys. Rev. B Vol. 65, 241101(R), 2002. Copyright 2010 by the American Physical Society)

Aufgrund der noch nicht völlig geklärten Herkunft des MIT wird versucht diesen durch viele im Graphit auftretenden Phänomenen zu beschreiben. Vermutete Erklärungen für den MIT in Graphit sind:

1. das Auftreten einer Magnetfeld-induzierten Luttinger-Flüssigkeit [[Bia01](#)]
2. supraleitende Korrelationen [[Kop99](#), [Kem00](#), [Kop03b](#)] bzw. eine durch ein Magnetfeld induzierte Supraleitung [[Man01](#), [Tes92](#)] innerhalb der Landau Level Quantisierung

3. ein angeregter Isolator-Zustand (excitonic insulator state):

Diese Erklärung für den MIT beruht auf den Dirac-Fermionen und deren lineare Dispersion, durch die es einer theoretischen Studie zufolge in Verbindung mit den nicht zu vernachlässigbaren Coulomb-Wechselwirkungen zu einer magnetischen Katalyse (magnetic catalysis phenomenon) kommen kann [[Khv01](#), [Gor02](#)]. Dabei kommt es durch ein Magnetfeld senkrecht zu den Graphitebenen zu einer Symmetriebrechung und der Öffnung einer excitonischen Bandlücke im Spektrum der Dirac Fermionen, die eine Erhöhung der effektiven Masse von Ladungsträgern durch die Elektron-Loch-Paarung bewirkt [[Ulr04](#)], die in einem feldabhängigen Temperaturbereich einen Übergang zu einem isolierenden Zustand bewirkt.

Das erste Anzeichen für ein Scheitern dieser Erklärung ergibt sich aus den experimentell ermittelten Magnetfeldwerten, bei welchen der MIT stattfinden soll. Diese sind um einen Faktor 50 geringer als theoretisch vorhergesagt [[Oca03](#)].

Ebenfalls widersprüchlich dazu, zeigt sich anhand von Messungen der Thermokraft, dass über den gesamten Bereich, indem der MIT stattfindet, das Material metallisch bleibt. Daher ist nicht davon auszugehen, dass die Öffnung eines Gaps stattfindet, welche für den MIT verantwortlich sein soll. Dies wird auch noch damit bekräftigt, dass sich bei Ausübung von Druck auf die Probe keinerlei Änderungen im MIT ergeben und sich bei bis zu 8kbar auch keine möglichen Bandlücken schließen [[Tok04](#)].

Die gemessenen Widerstandswerte für in- als auch out-of-plane skalieren mit der Abhängigkeit $(B-B_C)T^k$, und zeigen damit die selbe Abhängigkeit, wie eine Klasse von Systemen, bei denen Lokalisierungseffekte auftreten, wenn eine kritische Größe der Ladungsträgerdichte auftritt.

4. ein Bose Metall-Isolator-Übergang (BM-IT) [[Kop03c](#)]:

Dabei wird vermutet, dass der MIT in Graphit in Zusammenhang mit einem Übergang zwischen einem Bose Metall und einem angeregten Isolator-Zustand steht. Diese Vermutung begründet sich auf der Tatsache, dass eine zweiparametrische Skalierungsanalyse von [[Das01](#)] für BM-IT von zweidimensionalen Systemen auch in Graphit angewendet werden kann.

Diese Analysierungsmethode deutet auf die Existenz einer nicht superfluiden Flüssigkeit von Cooper-Paaren am absoluten Nullpunkt hin. Cooper-Paare entstehen dort durch die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Excitonen, während des Tunnelns von Elektronen von metallischen Bereichen in isolierende.

Bei einem Magnetfeld normal auf die Graphit-Ebenen stehend, kann sowohl für ρ_{ab} , als auch für ρ_c ein MIT festgestellt werden [Kem00]. Bei Magnetfeldern parallel zu den Ebenen existiert kein MIT [Kem03]. Nach den Resultaten von [Kem00] zeigt eine Skalierungsanalyse zwar die annähernd gleichen Werte für kritische Exponenten, wie sie auch bei Si-MOSFETs ausgewertet wurden und ebenso ein Auftreten von metallischen und halbleitenden Verhalten bei Nullfeld, allerdings ist der Magnetowiderstand in Si-MOSFETs von der Magnetfeldrichtung unabhängig und auf einen Spin-Polarisations-Mechanismus zurückzuführen. Der in HOPG richtungs-abhängige Magnetowiderstand, rund 2 Größenordnungen kleiner für eine Ausrichtung des Magnetfeldes parallel zu den Graphitebenen anstatt normal dazu, zeigt den zweidimensionalen Charakter des Materials, schließt Spin-Effekte als Verursacher für den MIT grundsätzlich aus und lässt vermuten, dass der Übergang hier vorrangig durch Orbital-Effekte verursacht wird [Kem00, Kem03].

Bei verschiedenen Experimenten konnten durchwegs ähnliche Ergebnisse erzielt werden. [Kem03] berichtet ein Verhalten von $T_C \propto (B - B_c)^k$ mit $k=0,5$, [Kop06] eines mit $k=0,45 \pm 0,05$. Nach den aktuellsten Untersuchungen von [Kon08] ist ein gleicher Verlauf mit allerdings weitaus kleinerem $k=0,25$ zu sehen.

Nach [Kem03] zeigt T_C ein ähnliches Verhalten, wie es theoretisch bei ungeordneten 2dim. Supraleiter [Spi95] berechnet wurde und kann deshalb als die kritische Temperatur eines Systems aus supraleitenden Bereichen innerhalb eines Normalleiters angesehen werden.

Bei der theoretischen Beschreibung der experimentellen Werte zeigt sich, dass das Kohler-Gesetz nicht erfüllt wird, eine Extrapolation der Widerstandswerte also nicht ohne weiteres möglich ist.

Da der MIT nicht aus einem isolierenden Verhalten des Materials heraus entsteht, könnte man annehmen, dass dieser alleinig aus dem Zwei-Band-Modell heraus entsteht, dadurch, dass der Magnetowiderstand zu tieferen Temperaturen hin ansteigt, verursacht durch den dortigen Anstieg der Mobilitäten.

Die Analyse und Beschreibung des Überganges anhand des Zwei-Band-Modells [Kem02, Spa76, Tok04, Du05] ist nicht möglich, weder in a-Richtung noch in c-Richtung.

Zielführend für die Analyse war in Hall-Effekt-Messungen das Auffinden von SdH-Oszillationen im metallischen Zustand, die einen Beweis für ein 2-dimensionales Elektronengas darstellen – diese konnten im Isolator-Bereich nicht gefunden werden.

Aufgrund dieser Tatsache, und dass damit bei höheren Magnetfeldern abhängig von der Temperatur sowohl ein metallischer als auch isolierender Zustand besteht, lässt sich dieser Übergang an einem Modell beschreiben [Pru88], welches den Widerstandsverlauf auf eine Unordnung in einem quanten-beschränkten System zurückführt.

Grundsätzlich sind für das Verhalten Spin-Orbit-Wechselwirkungen der Elektronenwellen [Byk02] verantwortlich. Die hier gefundene Temperaturabhängigkeit $T_c \propto (B - B_c)^k$, zeigt gleiches Verhalten, wie der Magnetowiderstand $\rho_{xx} \propto (B - B_c)^k$ in Heterostrukturen mit zweidimensionalen Elektronengas, wobei k von der Spin-Orbit-Wechselwirkung abhängt, und die Werte $3/7 \approx 0,43$ bei spin-entartete-WW, bzw. $3/14 \approx 0,21$ bei einer Spin-Teilungs-WW annimmt, abhängig von der Qualität und Art des Heterosystems [Eng93].

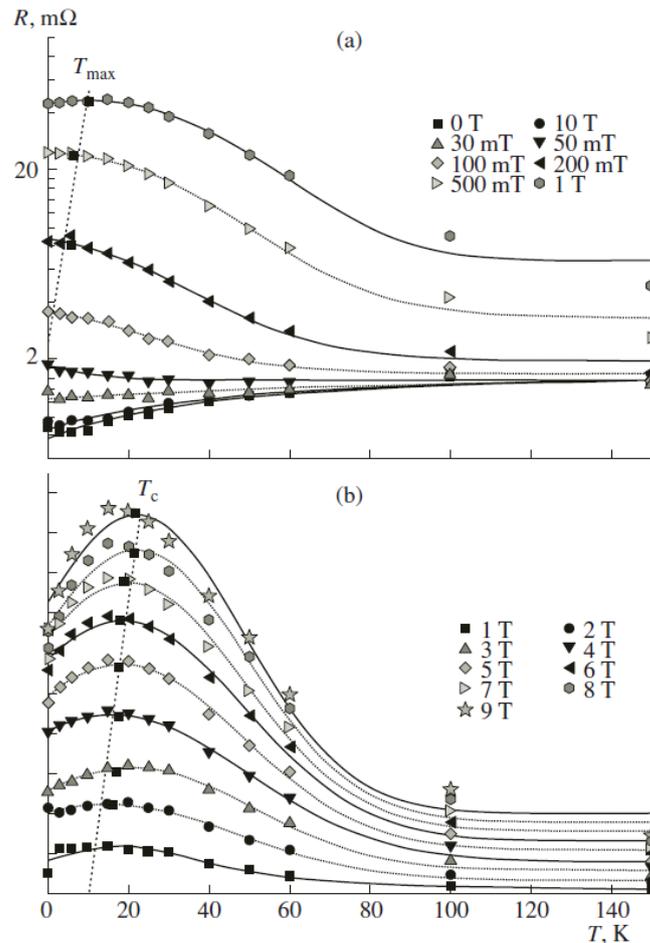


Abbildung 3.18: Darstellung des MIT bei verschiedenen Magnetfeldern und Kennzeichnung der kritischen Temperatur T_c (bzw. T_{MAX}) bei der welcher der Übergang statt findet (von [Kon08]).

(Reprinted figure from Technical Physics Letters Vol. 34, No. 1, pp. 30–33 (2008); E. V. Konenkova, D. Grundler, M. Morgenstern, R. Wiesendanger)

Allem Anschein nach führt die Präsenz eines Magnetfeldes zu einer zweiparametrischen (Temperatur und Magnetfeld) Abhängigkeit des Systems die sich vor allem in einer Änderung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung kenntlich macht [Kon08]. Für sinkende Temperaturen hin zu T_C kommt es durch einen starken Anstieg in der e^-e^- -WW zu einer ferromagnetischen oder komplizierteren Ordnung im Elektronen-Spin-System und der damit verbundenen schwachen Lokalisierung, zu dem bemerkbar gemachten Anstieg des Widerstandes. Unterhalb einer kritischen Temperatur T_C kommt es wieder zur Delokalisierung und einem Sinken des Widerstandes.

Der Metall-Isolator-Übergang in HOPG wird als Übergang vom klassischen Magnetowiderstand im Bereich des Isolator-Zustands, in einen Magnetowiderstand eines Systems mit Spin-Orbit-WW in einem quanten-beschränkten metallischen Zustand betrachtet.

3.6. Shubnikov-de-Haas-(SdH)-Oszillationen

Unter SdH-Oszillationen versteht man Oszillationen im Widerstand bzw. in der Leitfähigkeit. Diese treten nur bei tiefen Temperaturen auf, wenn ein scharfes Landau-Niveau das Fermi-Niveau durchkreuzt.

Die SdH-Oszillationen sind sowohl im Widerstand parallel und senkrecht zur Ebene, als auch im Hallwiderstand bei Temperaturen unterhalb 50K bei genügend großem Magnetfeld parallel zur c-Achse zu beobachten [Oca03, Luk04, Ber55, Sou58]. Oberhalb von 8T nicht mehr, da dann alle Elektronen das unterste Landau Level (LLL) besetzen.

Dabei kann beobachtet werden, dass die Oszillationen des Hallwiderstandes mit jenen des longitudinalen Widerstandes korreliert sind, und sich nur um eine Phase von $\pi/2$ unterscheiden. Dies legt nahe, dass beide Oszillationen dem selben physikalischen Phänomen unterliegen [Sta05].

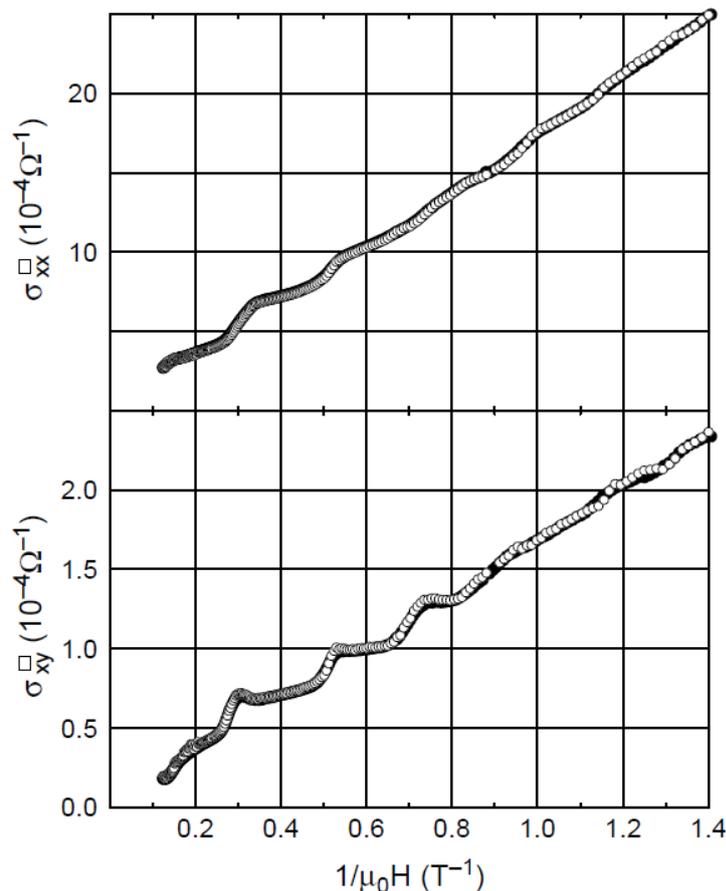


Abbildung 3.19: Verlauf der longitudinalen (oben) und der transversalen Leitfähigkeit (unten) über das inverse Magnetfeld B^{-1} (von [Kem06]).

(Reprinted figure from Solid State Communications 138, 118–122 (2006); H. Kempa, P. Esquinazi, Y. Kopelevich;)

SdH-Oszillationen treten für konventionelle Ladungsträger, sowie für Dirac-Fermionen auf, wobei die Amplituden für erstere 3mal größer sind. Ebenso sind erstere für das Auftreten des integer-QHE, letztere für den semi-integer-QHE verantwortlich [Luk06].

Nach den theoretischen Behandlungen von [Arg60] und den experimentellen Belegen von [Woo71] resultieren die Minima in den Oszillationen von ρ_{xy} aus dem Kreuzen des Fermi-Level mit Elektronen der LL, Maxima durch dessen Löcher.

Hingegen beim longitudinalen Widerstand ρ_{xx} werden die Minima in den SdH-Oszillationen von beiden Ladungsträgertypen verursacht [Woo71].

Von zweidimensionalen Systemen in welchen ebenfalls der QHE auftritt, ist bekannt, dass in den Magnetfeldbereichen des Auftretens der Plateaus, diese selber mit einem Verschwinden von $\rho_{xx}(H)$ verbunden sind. Bei HOPG zeigt sich dieses Verhalten jedoch in keinsten weise, weder ist an diesen Stellen ein Minimum des Widerstandes zu verzeichnen, noch eine Verringerung [Kop09].

3.7. Möglicher Supraleitung-Isolator-Übergang

Durch die beim Metall-Isolator-Übergang gefundenen Ähnlichkeiten mit anderen 2-dim. Systemen, bei welchen im weiteren auch ein Supraleiter-Isolator-Übergang beobachtet werden kann, kann angenommen werden, dass ein Auftreten eines solchen auch in Graphit wahrscheinlich ist. Vor allem das wiedereinsetzende metallische Verhalten im Bereich der LLL-Quantisierung, welches ident in Si-MOSFETs auftritt, lässt gleiche physikalische Mechanismen nahe legen [Kem00].

Bei Widerstandsmessungen des Schichtwiderstandes an HOPG wurden von Kopelevich [Kop99] Magnetfeld-induzierte supraleitende Instabilitäten aufgrund der Landau-Level-Quantisierung nachgewiesen. Diese werden mit einem sichtlichen Abfall des Widerstandes unterhalb einer magnetfeldabhängigen Temperatur begründet. Diese Art von supraleitenden Instabilitäten tritt nur bei sehr großen Magnetfeldern ($B > 3,9\text{T}$) auf und im Gegensatz zu herkömmlichen Supraleitern ist bei Graphit ein Anstieg von „ T_C “ mit steigendem Magnetfeld zu sehen.

Außerdem treten supraleitende Korrelationen bei niedrigem bzw. ohne Magnetfeld und einem T_C von rund 50K auf. Diese könnten aufgrund einer Verringerung der Überlappung der π -Orbitale und einem darausfolgenden Anstieg der Zustandsdichte entstehen. Die supraleitenden Korrelationen scheinen mit möglicherweise auftretenden Instabilitäten der Fermi-Oberflächen zu konkurrieren, die aufgrund der Formation von Cooper-Paaren entstehen. Es wird daher angenommen, dass die supraleitenden Korrelationen nur bei geringen Magnetfeldern bis 0,08T und erst wieder im Quanten-Limit bei $B \geq 3,9\text{T}$ gegenüber den FO-Instabilitäten überwiegen.

Von besonderer Bedeutung scheinen vor allem die Minoritäts-Ladungsträger zu sein, welche eine effektive Masse ($m^* \sim 0.004 m_0$) von weniger als einem Zehntel jener von Majoritäts-Löchern und -Elektronen ($m_H^* \sim 0.04 m_0$ und $m_E^* \sim 0.06 m_0$) [Dre81, Kel81, Wil65, Sha74] haben. Diese könnten zu den supraleitenden Instabilitäten führen [Ric97, Vig85, Abr78]. Eine wichtige Rolle könnte aufgrund der geringen Majoritäts- und Minoritäts-Ladungsträgerkonzentrationen auch die Coulomb-Wechselwirkung spielen.

In FLGs konnte bereits eine proximity-induced Supraleitung beobachtet werden [Hee07].

3.8. Mögliche Raumtemperatur-Supraleitung

Bei den Messungen von [Kop00] zeigten sich in HOPG selbst bei Raumtemperatur Magnetisierungskurven, die jenen von supraleitenden Kurven ähneln, und damit das Vorhandensein von supraleitenden Domänen in gewissen Bereichen andeuten [Gon01].

Das dabei in Graphit gefundene ferromagnetische Verhalten der Proben lässt sich aufgrund der deutlichen Größe nicht auf die Verunreinigungen im Material zurückführen, und ist daher mit aus theoretischen Untersuchungen erhaltenen, materialtechnischen Defekten, wie Korngrenzen, die lokal zu einer Änderung der elektronischen Struktur führen, zu erklären [Pan06].

Ebenso wurden auch von [Kop04] Supraleitungs-typische Magnetisierungskurven gemessen, die auf eine Formierung von Cooper-Paaren selbst bei 300K hinweisen. Dadurch, dass der gemessene Widerstand einen endlichen Wert besitzt, ist man in der Annahme bestrebt, dass es tatsächlich supraleitende Bereiche im Material gibt, diese allerdings von normalleitenden Bereichen umschlossen sind. Dies würde dann einer sogenannten Bildung einer Bose-Metall-Phase entsprechen, bei welcher der Theorie nach Cooper-Paare die Möglichkeit besäßen eine nicht-superfluide Flüssigkeit zu bilden [Das01].

Bei mit Schwefel adsorbiertem Graphit konnte anhand der diamagnetischen Magnetisierung Anzeichen für das Bestehen einer Supraleitung festgestellt werden. Die Schwefel-Atome sollen zwischen den supraleitenden Bereichen im Graphit sozusagen als Brücken dienen und zu Riesenclustern führen. Die Kopplung zwischen den so entstandenen Clustern ist für das T_C bestimmend. Es ist allerdings genauso möglich, dass der Schwefel zu einer Vergrößerung der Unordnung im Graphit beiträgt, wodurch es zu einer Vergrößerung der Zustandsdichte der Dirac-Fermionen kommt, und dadurch zu supraleitenden und/oder ferromagnetischen Instabilitäten [Kop04].

Ein Zusammenspiel beider wurde bereits experimentell beobachtet [Kop00].

KAPITEL 4

4. Die Messapparatur

Die Messapparatur an der alle Messungen erfolgten, ist der sogenannte Closed Cycle Refrigerator (im folgenden nur Closed Cycle genannt), dessen Probenhalter sich zwischen den Polen eines starken Elektromagneten befindet. Closed Cycle, Elektromagnet und benötigte Messgeräte können über den Computer gesteuert und die interessanten und wichtigen Daten auch ausgelesen werden.



Abbildung 4.1: Darstellung des Messapparatur. Rechts oben befindet sich die Vakuumpumpe auf dem darunter gelegenen Netzteil für den Elektromagneten. In der linken Bildhälfte befindet sich der Elektromagnet mit dem dazwischen befindlichen Closed Cycle in Silber/schwarz. Links unten ist der Helium-Kompressor zu sehen.

4.1. Der Closed Cycle

Dieses Kernstück des Messaufbaus ist, wie der Name schon sagt ein geschlossener Kreislauf, der durch Ausnutzung des Gifford-McMahon-Prinzips es im Idealfall ermöglicht Messungen bis zu einer Temperatur von 10K vorzunehmen.

Dies geschieht dadurch, dass zuerst der Kompressor (Leybold-Heraeus RW 2) Helium komprimiert, um anschließend im Kaltkopf (Leybold-Heraeus RDG 210) zweistufig expandiert zu werden. Durch die rasche Expansion des Gases wird das System stark abkühlt – im optimalen Fall bis an die 10 Kelvin. Der Kompressor sorgt wieder für die erneute Kompression des Gases, wodurch sich dieser Vorgang fortsetzt. Der einzige Nebeneffekt dieses genialen Kreislaufes sind die auftretenden Vibrationen des Kaltkopfs, die eine Beeinflussung der Messresultate nach sich ziehen können.

Da der Kryostat selber nicht gesteuert werden kann und ständig die maximale Kühlleistung produziert, hat eine Temperaturregelung durch zusätzliche Heizelemente zu erfolgen.

Am Kaltkopf befindet sich ein PT100-Temperatursensor, unterhalb befindet sich das erste Heizelement und direkt darunter wird der Probenspieß befestigt. Um eine gute Wärmeleitung zu gewährleisten ist einerseits der Probenspieß selber aus Reinstkupfer hergestellt, andererseits wird Wärmeleitpaste (Apiezon) zwischen den Elementen aufgetragen. Ein weiterer Vorteil des Reinstkupfers ist, dass es als nicht magnetisches Metall die Messungen bei Magnetfeldern nicht verfälscht.

Am Ende des Spießes, dem Probenkopf, ist Platz für eine etwa 15x15x5mm³ große Probe. Ebenfalls in den Probenkopf integriert sind ein Cernox-Temperatursensor, sowie ein weiteres Heizelement.

Dort befinden sich auch sechs Kontakte die mit der Probe verbunden werden und so die Verbindung zu den außen stehenden Messgeräten herstellen.

Die komplette Kaltkopf- und Probenkopfeinheit ist durch zwei Hitzeschilder aus Aluminium von äußeren Einflüssen abgeschirmt. Das äußere dient außerdem dazu das System luftdicht abzuschließen, um im Innenraum Vakuum zu erzeugen, welches den Wärmetransport durch Konvektion unterbindet, wodurch erst die extrem niedrigen Temperaturen erreicht werden können. Die Reduktion auf einen Restdruck von $2 \cdot 10^{-5}$ mbar wird durch die Vakuumpumpe (Edwards E2M5) ermöglicht - sie ist ebenso Bestandteil des Closed Cycle.

4.2. Die Temperaturregelung

Wie bereits erwähnt, würde durch den Kryostaten die Temperatur im System ohne zusätzliche Heizung immer an die 10K betragen. Die beiden Heizungen, eine am Kaltkopf, eine am Probenkopf müssen mit einer entsprechend hohen Heizleistung der Kühlleistung entgegen wirken, um höhere Temperaturen zu erreichen - für eine gewünschte Temperatur, muss sich also ein Gleichgewicht zwischen den beiden Leistungen ausbilden.

Je nach Art der Messung erfolgt eine ein- oder zweistufige Regelung. Diese Steuerung übernehmen die beiden Temperaturregler (Oxford ITC 503 und Hewlett-Packard 6633A (Stromquelle)).

Der Vorteil des Oxford ITC 503 liegt darin, dass bei diesem zum einen exakte Temperaturpunkte angefahren werden können und außerdem eine Temperaturrampe, also ein lineares Absenken/Erhöhen der Temperatur mit der Zeit, abgefahren werden kann. Diese Funktion kann zwar nicht computergesteuert erfolgen, jedoch können mehrere verschiedene Sweeps mit gewünschter Kühl-/Heizrate, Anfangs-/Endtemperatur und Haltezeit eingestellt werden. Dass die Temperatur auch tatsächlich über den gesamten Temperaturbereich linear ab- bzw. zunimmt wird durch die eingebauten PID-Controller gewährleistet, der für die Regelung am Kaltkopf bereits kalibriert ist.

Bei der zweistufigen Regelung wird zusätzlich der HP-Controller verwendet, der per Computer durch wenige Stromstärke-Werte (4-5) bedient wird. Der Controller interpoliert für gewisse Temperaturen die Stromstärke, wodurch nur eine grobe Temperatureinstellung am Kaltkopf ermöglicht wird.

Für die Feineinstellung am Probenkopf ist der Oxford-Controller zuständig.

4.3. Der Elektromagnet

Für Transportmessungen in einem Magnetfeld kann der Probenkopf des Closed Cycle zwischen den Polschuhen des Forschungsmagneten Bruker B-E 15 S8 platziert werden. Die notwendige Leistung kommt vom FUG NTN 4200M-125 Netzteil, welches durch den Computer gesteuert wird und für Magnetowiderstand- oder Hallmessungen verschiedene Magnetfeldstärken anfahren kann. Außerdem kann für die Messung des Halleffektes eine ständige Umpolung des Feldes erfolgen.

Das maximal erreichbare Magnetfeld beträgt knapp über ein Tesla.

4.4. Die Messprogramme

Der Computer ist über GPIB-Ports sowohl mit Stromquelle, Voltmeter, beiden Temperaturreglern als auch mit dem Elektromagneten verbunden.

Die bei den Transportmessungen verwendeten Programme wurden mit dem Programm Test-Point geschrieben. In diesem grundsätzlich einfach handzuhabenden Programm werden die bei der Messung beteiligten Gerätekomponten selektiert, initialisiert und festgelegt, wann Datenwerte gesendet oder abgerufen werden sollen – eingebunden in einer bedienungsfreundlichen Oberfläche.

4.4.1. Programm zur Widerstandsmessung ohne Magnetfeld

Für diese unkomplizierte Messung kommt ein ebenso simples Programm zur Anwendung.

Da bei der Widerstandsmessung ohne Magnetfeld eine Temperaturrampe abgefahren wird, welche manuell im Temperaturregler programmiert wird, wird von dem hier verwendeten Programm lediglich ein Strom beliebiger Größe an die Probe angelegt und Spannung und gegenwärtige Temperatur abgefragt. Intern wird unmittelbar durch Kenntnis des Stromes der Widerstand berechnet.

Durch geeignete Wahl der Zeitparameter ‚Delay‘ und ‚Settle‘ kann den Eigenheiten der Probe bei Anlegen eines elektrischen Feldes entgegen gekommen werden, aber auch versucht werden einer eventuellen Beeinflussung durch Vibrationen des Closed-Cycle-Kompressors entgegen zuwirken.

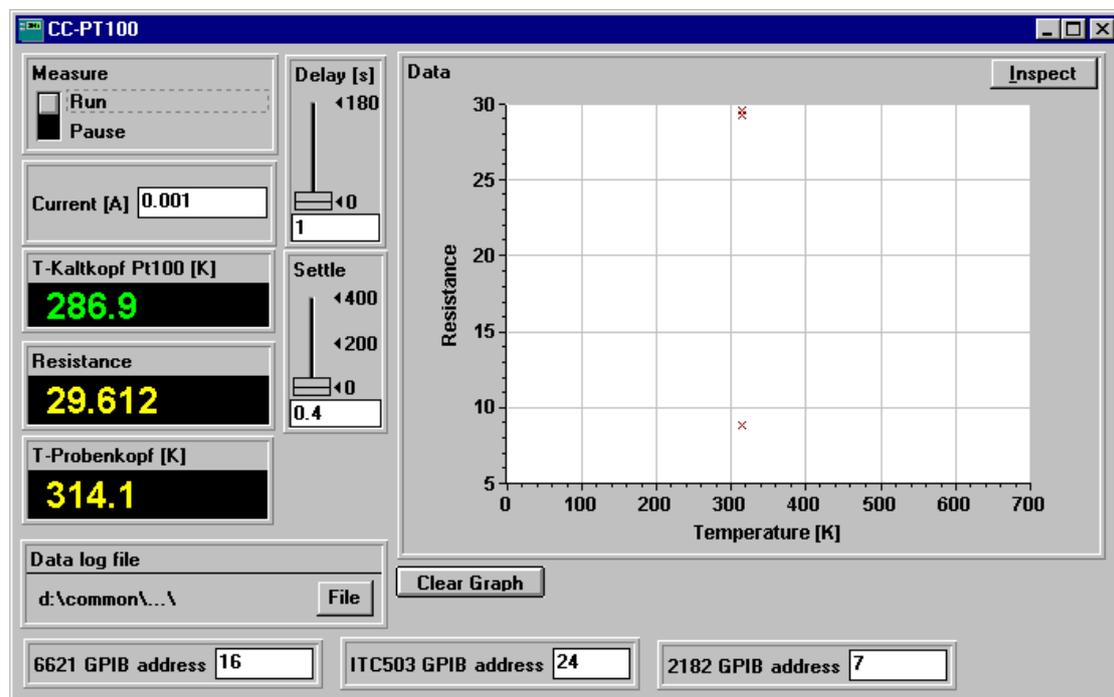


Abbildung 4.2: Grafische Oberfläche des Programms zur Messung des Widerstandes

Funktionsüberblick der Bedienoberfläche:

Measure: Run/Pause: Startet/stoppt die Messung

Current: Einstellung des Messstromes in Ampere

T-Kaltkopf Pt100 [K]: Anzeige der momentanen Temperatur am Kaltkopf in Kelvin

Resistance: Anzeige des berechneten Widerstandes in Ohm

T-Probenkopf [K]: Anzeige der momentanen Temperatur am Kaltkopf in Kelvin

Delay: Einstellung der Wartezeit zwischen den Messungen in Sekunden

Settle: Einstellung der Wartezeit zwischen Anlegen des Stromes und Messung der Spannung in Sekunden

Data log file: Wahl der Ausgabedatei

Data (Fenster): Ausgabe des Graphen: Widerstand in Abhängigkeit der Temperatur

xxx GPIB Adress: Änderung der angesprochenen Adresse der verwendeten Messgeräte

4.4.2. Programm zur Widerstandsmessung im Magnetfeld

Die Messungen mit diesem Programm erfolgen bei jeweils einer festen Temperatur. Das Programm regelt automatisch das Magnetfeld in Stufen bis zum eingestellten maximalen Magnetfeld hinauf bzw. hinunter und nimmt alle relevanten Daten, wie Widerstand und Magnetfeld auf.

Ein quantitativer Verlauf des Magnetowiderstandes wird in einem Anzeigefenster dargestellt.

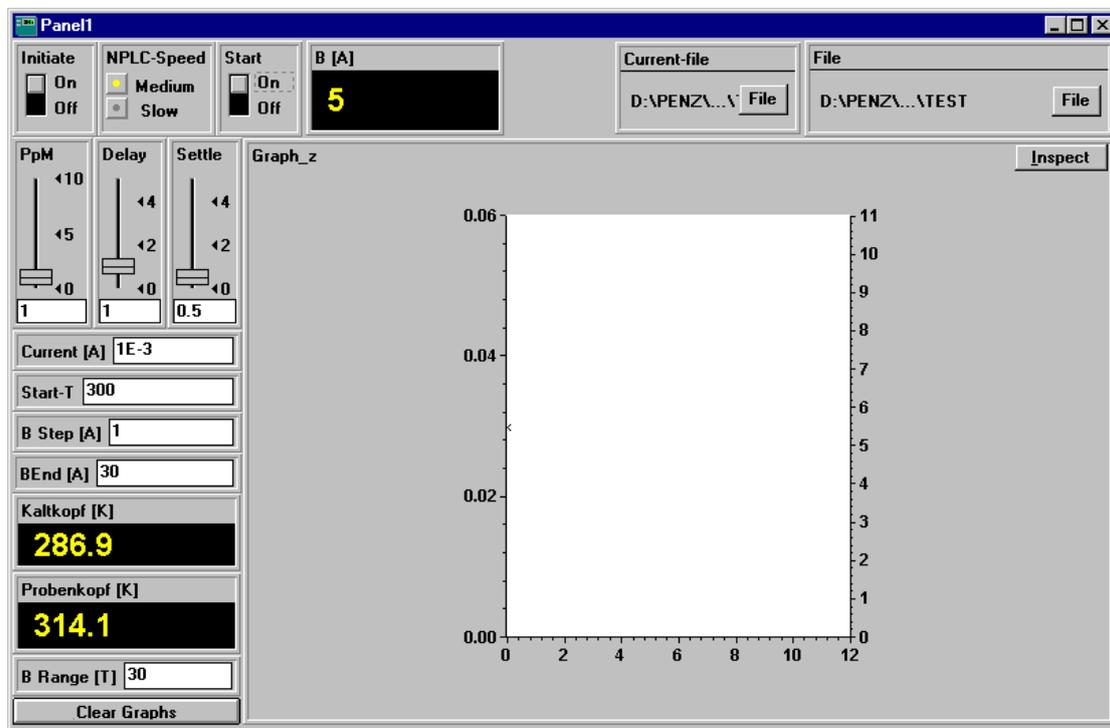


Abbildung 4.3: Grafische Oberfläche des Programms zur Messung des Magnetowiderstandes

Funktionsüberblick der Bedienoberfläche:

Initiate On/Off: Initialisierung der Geräte, Start-Temperatur wird angefahren

NPLC-Speed Medium/Slow: Auswahl der Messgeschwindigkeit bzw.

Messgenauigkeit (slow \equiv langsamer/genauer)

Start On/Off: Startet/stoppt die Messung

B [A]: Anzeige der momentanen Magnetfeldstärke

PpM: Einstellung der Anzahl der Messungen je Magnetfeldgröße

Delay: Einstellung der Wartezeit zwischen den Messungen in Sekunden

Settle: Einstellung der Wartezeit zwischen Anlegen des Stromes und Messung der Spannung in Sekunden

Current [A]: Einstellung des Messstromes in Ampere

Start-T: Einstellung der Temperatur, bei der die Messung durchgeführt werden soll

B Step [A]: Größe der Magnetfelderhöhung nach einer Messung

BEnd [A]: Einstellung des Endwertes des Magnetfelds

Kaltkopf [K]: Anzeige der Temperatur am Kaltkopf in Kelvin

Probenkopf [K]: Anzeige der Temperatur am Probenkopf in Kelvin

Clear Graphs: Rücksetzen des dargestellten Graphen

Current-file: Auswahl einer Textdatei in der Stromwerte für den Temperaturregler HP 6633A gespeichert sind

File: Wahl der Ausgabedatei

Graph z: Ausgabe des Graphen: Widerstand in Abhängigkeit von B

4.4.3. Programm zur Halleffekt-Messung

Dadurch, dass der Halleffekt eher schwieriger zu messen ist, aufgrund der Tatsache, dass die Hallspannung eine sehr kleine Messgröße ist und Störgrößen, wie eine überlagerte Geometriespannung von sehr viel größerem Ausmaß gegenüber steht, hat die Messung sehr präzise zu erfolgen. Dies wird dadurch bewerkstelligt, dass bei ein und demselben Temperaturpunkt mehrere Messzyklen bei oftmaliger Umpolung von Strom und Magnetfeld erfolgen.

Die häufigen Messungen resultieren somit in einer langen Messzeit (~1 Woche), wodurch eine vollautomatische Steuerung durch den Computer unerlässlich ist.

Bei dem verwendeten Programm wird zuerst eine Textdatei erstellt, in der sämtliche Temperaturen anzugeben sind, bei welchen eine Messung stattfinden soll. Im Programm sind einige Einstellmöglichkeiten, mit welcher Exaktheit die Messungen vorgenommen werden sollen.

Automatisch werden nacheinander alle Temperaturpunkte angefahren und die Messungen bei positiven, negativen und Nullfeld unter Berücksichtigung der eingestellten Parameter vorgenommen.

Die Ergebnisse werden zur besseren Veranschaulichung grafisch dargestellt.

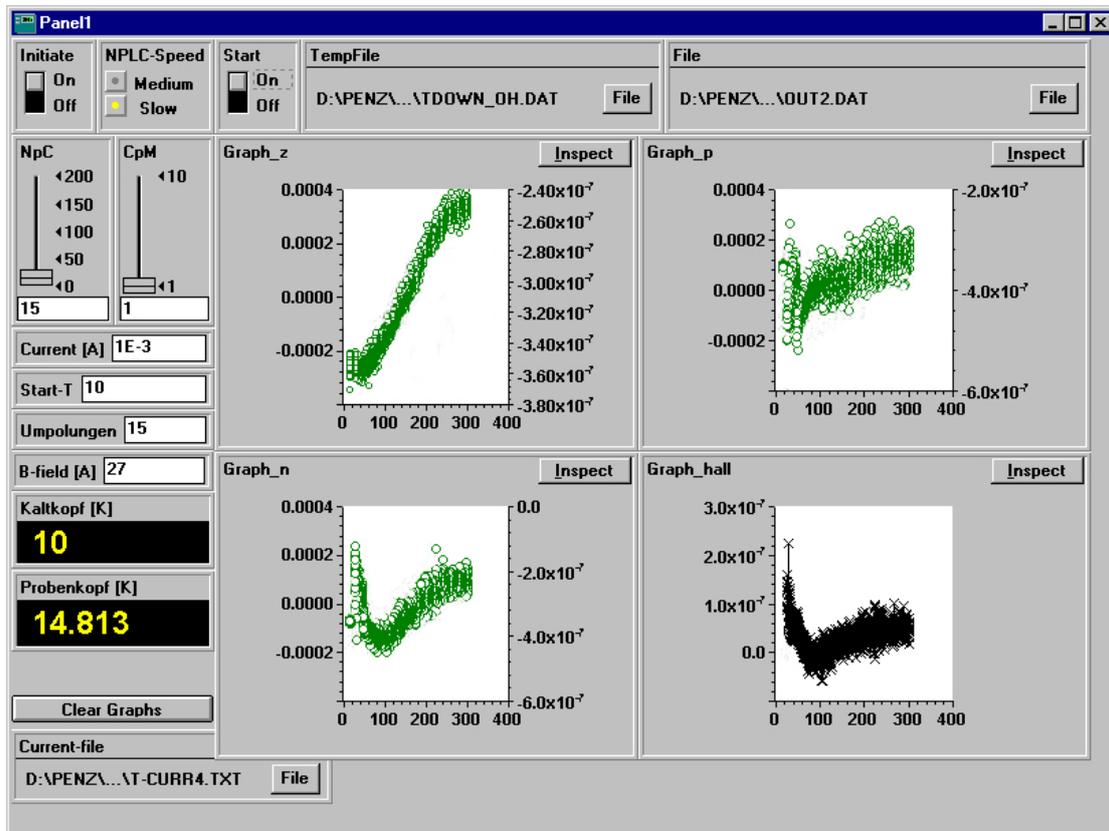


Abbildung 4.4: Grafische Oberfläche des Hall-Messprogramms

Funktionsüberblick der Bedienoberfläche:

Initiate On/Off: Initialisierung der Geräte, Start-Temperatur wird angefahren

NPLC-Speed Medium/Slow: Auswahl der Messgeschwindigkeit bzw. Messgenauigkeit (slow \equiv langsamer/genauer)

Start On/Off: Startet/stoppt die Messung

NpC: Einstellung der Anzahl der Umpolungen des Stromes

CpM: Einstellung der Anzahl der Messkreisläufe

Current [A]: Einstellung des Messstromes in Ampere

Start-T: Starttemperatur der Messung

Umpolungen: Einstellung der Anzahl der Umpolungen des Magnetfeldes pro Temperaturpunkt

B-field [A]: Einstellung des Stromes (und somit des Magnetfeldes), mit dem der Magnet betrieben werden soll

Kaltkopf [K]: Anzeige der Temperatur am Kaltkopf in Kelvin

Probenkopf [K]: Anzeige der Temperatur am Probenkopf in Kelvin

Clear Graphs: Rücksetzen der dargestellten Graphen

Current-file: Auswahl einer Textdatei in der Stromwerte für den Temperaturregler HP 6633A gespeichert sind

TempFile: Auswahl einer Textdatei in der die Temperaturwerte aufgeführt sind, bei denen gemessen werden soll

File: Wahl der Ausgabedatei

- Graph z: Ausgabe des Graphen: gemessene Spannung in Abhängigkeit der Temperatur ohne Magnetfeld
- Graph p: Ausgabe des Graphen: gemessene Spannung in Abhängigkeit der Temperatur bei positivem Magnetfeld
- Graph n: Ausgabe des Graphen: gemessene Spannung in Abhängigkeit der Temperatur bei negativem Magnetfeld
- Graph hall: Ausgabe des Graphen: Hallspannung in Abhängigkeit der Temperatur

4.5. Geräteliste

Oxford ITC 503 Temperaturregler
Keithley 2182A Nanovoltmeter
Keithley 6221 current sourcemeter
Hewlett Packard 6633A dynamic measurement DC source
Leybold-Heraeus RDG210 Cryostat
Leybold-Heraeus RW 2 Kompressor
Leybold-Heraeus Combitron CM30 Barometer
Edwards E2M5 Hochvakuumpumpe
Bruker B-E 15 C8 Forschungsmagnet
FUG NTN 4200M-125 0-105V 0-30A magnet power supply
Bell 620 Gaussmeter
Interface zwischen Messgeräten und Closed Cycle Steckbox
PC mit GPIB Einsteckkarte
Heidenhain CERTO-Messtaster CP60

4.6. Messungenauigkeiten, Fehleranalyse

Rein von der Messgenauigkeit der verwendeten Messgeräte her, ist für alle ermittelten Spannungsmesswerte, durch das verwendete Keithley 2182A Nanovoltmeter eine maximale Genauigkeit von 0,0024% des jeweils verwendeten Messbereiches von 10mV zu erwarten.

Der durch das Keithley 6221 Sourcemeter jeweils eingespeiste Strom von 1mA besitzt eine Genauigkeit von 0,1%.

Die Genauigkeit der Temperaturmessung liegt im Temperaturbereich von 15K bis 300K bei 0,1%. Aufgrund der nur bis 15K erfolgten Kalibrierung der Temperatursensoren und der lediglichen Interpolation für Werte darunter sind Abweichungen für Temperaturen unterhalb von 15K von 5% möglich.

Ausschließlich bei den Widerstandsmessungen ohne Magnetfeld und der Verwendung von Temperatur-Sweeps sind durch gerätetechnische Gründe für den Bereich von 10K bis 25K Ungenauigkeiten der Temperatur von bis zu 0,4K möglich.

Die Betrachtung der Messungenauigkeiten der Messgeräte ist allerdings nahezu belanglos. Alleine der Aspekt der Vermessung der Probengrößen lässt alle anderen Parameter bedeutungslos werden.

Die Dimensionen der Proben wurden mit Mikroskop und elektrischen Messtaster vermessen. Durch die Ablesungenauigkeit bei den Messungen mit Mikroskop ergeben sich in Abhängigkeit von den eingestellten Vergrößerungen, für Breiten- und Längsmaße der Proben Genauigkeiten von 2% und für die Dicke der c-Achsenprobe von 10%. Die Dickenmessungen der Hallprobe und ab-Ebenen-Probe erfolgten mit dem Messtaster. Durch die große Streuung der Messwerte haben diese einen maximalen Fehler von 15,4%.

Bei der Auswertung der Daten des Magnetowiderstandes kann es durch die Interpolation der Messkurven aller 4 Äste des Magnetfeldes zu einer resultierenden zu minimalen Fehlern gekommen sein, die allerdings weit unter jenen von Abmessungsfehlern liegen.

Für Hallmessungen mit einer Magnetfeldausrichtung parallel zur Stromflussrichtung ist eine mögliche größere Ungenauigkeit der Messresultate auf eine unexakte Ausrichtung der Probe zurückzuführen. Genaueres dazu finden sich im Kapitel derer Berechnungen.

KAPITEL 5

5. Das Wesen des Messverfahrens

Ein besonders wichtiger Part bei der Messung von elektronischen Größen ist das Messverfahren selber. Mit dem Ziel exakteste wissenschaftlich publizierbare und reproduzierbare Messresultate zu erhalten ist man stets bestrebt Versuchsaufbauten zu schaffen, bei denen durch geeignete Wahl von Messgeräten und Messapparatur statistische und systematische Fehler minimiert werden und so rein vom messtechnischen Standpunkt aus gesehen präziseste Messwerte ermittelt werden können.

5.1. Grundlegende Messmethodik

Bei der Messung der Transporteigenschaften von HOPG wurde bereits im Vorhinein nach einigen Überlegungen der Verwendung eines Lock-In-Verstärkers entsagt. Grund für die Nichtnotwendigkeit eines solchen Verstärkers ist der erwartend große Halleffekt von Graphit. Die trotz des großen Halleffektes geringen Spannungen sind ohne weiteres von den standardmäßig genutzten Nano-Voltmetern sehr gut messbar. Bei Widerstandsmessungen gibt es diesbezüglich sowieso keine Schwierigkeiten.

Klarerweise versucht man immer eine möglichst gute Signal-to-noise-ratio, also einen großes Verhältnis zwischen gemessenen Messwerten und Rauschen zu erzielen. Dieses Verhältnis ist umso besser, je größer das eingespeiste Signal ist. Häufig werden Transportmessungen mit gepulsten Gleichströmen durchgeführt, um die Temperaturentwicklung, die aus großen angelegten elektrischen Feldern resultieren klein zu halten und so eine mögliche thermische Zerstörung der Probe zu verhindern. Diese Methode wird allerdings vorwiegend bei hochohmigen Proben verwendet, die photolithographisch hergestellt wurden, dadurch weitaus kleinere Abmessungen haben und deshalb umso mehr auf die thermische Leistung von $P=I^2 \cdot R$ geachtet werden muss.

Die hier verwendeten HOPG-Proben sind sehr niederohmig und relativ groß strukturiert, wodurch hier durchaus mit vergleichsweise größeren Gleichströmen gearbeitet werden kann.

Bei sämtlichen Messungen wurde mit einem „Gleichstrom“ von 1mA gearbeitet, der durch ein KEITHLEY 6221 eingespeist wurde. Bei den Messungen wurde der Strom im Bereich von einer Sekunde umgepolt, um gewisse Fehler bei der Messung auszuschließen. Dies sind abgesehen von einer möglichen Nullpunktsverschiebung des Voltmeters, noch ein mögliches Auftreten einer Thermospannung aufgrund eines Temperaturgradienten entlang der Probe. Im Falle der Hallspannungsmessung wird durch die Tatsache, dass die Hall-Kontakte nicht völlig parallel angeordnet sind und daraus eine Geometriespannung resultiert, diese annulliert.

Sämtliche Spannungen bei Widerstandsmessungen, sowie die Hallspannung bei der Halleffektmessung wurden mit einem KEITHLEY 2182A gemessen.

5.2. Methodik der Widerstandsmessungen

Bei der normalen 2-Punkt-Messung, bei der Strom- und Spannungsleitungen an den selben 2 Punkten angeschlossen werden, sorgt der Stromfluss über die Kontaktspitzen für einen zusätzlichen Spannungsabfall und verfälscht somit den Widerstand. Dies wäre bei diesen Messungen umso unangebrachter, da der Widerstand der Probe in der Größenordnung der Kontaktwiderstände liegt.

Technisch gesehen kommen für eine exakte Widerstandsmessung nur zwei Methoden in Betracht.

Da grundsätzlich die 4-Sonden-Methode die genauesten Messungen erlaubt und die dafür benötigte Streifengeometrie bei HOPG einfach zu realisieren ist, wurde dieser auch der Vorzug gegeben. Die Messung des Widerstandes nach van-der-Pauw wäre generell auch ein gutes Verfahren. Hierfür wäre jedoch für eine genaue Messung auch eine Probengeometrie höherer Güte, wie einem Clover-Leaf notwendig [Koo89]. Dies war allerdings nicht möglich, da die dort vorkommenden Einschnitte in der Probe dazu führten, dass die Graphitschichten in dessen Nähe gebrochen sind und keine oder schlechte Leitfähigkeit dadurch gegeben wäre.

Bei der 4-Sonden-Methode wird der Messstrom an der länglichen Probe an den beiden äußeren Kontakten eingespeist, zwei innere werden zur Spannungsmessung herangezogen. Aufgrund des idealerweise unendlich großen Widerstandes des Voltmeters, real im $G\Omega$ -Bereich, aber gegenüber den $0,1\Omega$ der Probe vernachlässigbar, fließt praktisch kein Strom ins Messgerät und der Spannungsabfall am Voltmeter bleibt unverfälscht.

Die Kontaktierung der Probe zur Messung des Widerstandes der ab-Ebene, geschieht nicht ausschließlich an der obersten Graphitschicht, sondern erfolgt durch Silberleitlack über die gesamte Dicke der Probe. Dadurch wird verhindert, dass mögliche Stufen oder Unterbrechungen in den obersten Graphitschichten zu falschen Resultaten führen.

Auch bei der c-Achsen-Widerstandsmessung war es wünschenswert die vorteilhafte 4-Sonden-Methode zu verwenden. Aufgrund der mit einfachen Mitteln unmöglich zu realisierenden typischen Anordnung der Messleitungen in Reihe wurde eine quadratische Probe hergestellt, bei der die Spannungsmessung an einem Punkt in der Mitte der Ober- und Unterseite eines dünnen Plättchens aus HOPG erfolgt. Das elektrische Feld wird durch einen Strom erzeugt, welcher in einen ringförmigen Kontakt um den Spannungsmesspunkt an Ober- und Unterseite injiziert wird.

5.3. Durchführung der normalen Widerstandsmessung

Die Probe wurde mit wenig Apiezon, hauptsächlich zuständig für die Haftung der Probe, aber auch für eine bessere Wärmeleitung auf dem Probenhalter befestigt. Nach Verbinden der Probenkontakte und Treffen aller Vorbereitungen, die zum Betrieb des Closed Cycle notwendig sind, wurden Abkühl- und Aufwärmkurve ermittelt.

Dafür wird am Temperature-Controller ITC 503 ein Sweep programmiert, der eine Temperaturrampe von 310 K hinab auf 10 K abfahren soll, dort die minimal mögliche Temperatur kurz halten soll, und bei einer gleichgroßen Rampe die Probe zurück auf 310 K aufwärmen soll. Es wird eine geringe Temperaturrate eingestellt, sodass jederzeit im gesamten Probenkopf ein Temperaturgleichgewicht herrscht und auch die tatsächliche Temperatur an der Probe protokolliert wird. Bei genügend geringer Rate unterscheiden sich beide aufgenommenen Kurven praktisch nicht.

Die Temperaturregelung erfolgt somit alleinig durch den Temperaturregler und nicht vom Computer. Der Messvorgang läuft so ab, dass der PC über die GPIB-Ports der Stromquelle den Befehl zum Einspeisen des Stroms in die Probe übermittelt. Durch die eingestellte „Settle“-Zeit wird 0,2s nach Anlegen des Stromes die Spannungsmessung an der Probe vorgenommen, der Strom umgepolt, erneut die Spannung gemessen und die Resultate und die momentane Temperatur an den PC übermittelt. Dort wird der Mittelwert berechnet und der sich ergebende Widerstand mit der Temperatur in die Ausgabedatei geschrieben. Nach der „Delay“-Zeit von 0,5s wird die nächste Messung vor genommen.

5.3.1. Schichtwiderstand (ab-Ebene)

Dauer des Sweeps: 35 Stunden, bei je 17 Stunden Abkühl- bzw. Aufwärmzeit und einer Stunde Halten der Minimaltemperatur

5.3.2. c-Achsen-Widerstand

Dauer des Sweeps: 43 Stunden, bei je 21 Stunden Abkühl- bzw. Aufwärmzeit und einer Stunde Halten der Minimaltemperatur

5.4. Durchführung der Magnetowiderstandsmessung

Da bei dieser Messung vorrangig das Interesse besteht zu erfahren, wie und um wie viel sich der Widerstand bei Zunahme des Magnetfeldes ändert, werden hier keine Temperatur-Sweeps gefahren, sondern bestimmte Temperaturpunkte manuell angefahren, bei denen dann die Widerstandsmessungen statt finden.

Um den messbaren Bereich gut zu überdecken, wird nacheinander bei 10K, 20K, 50K, 100K, 150K, 200K, 250K und 300K der Magnetowiderstand gemessen. Hierzu wird der Widerstand bei verschiedenen großen Magnetfeldern gemessen. Das Magnetfeld wird automatisch im Messprogramm durch den regelbaren Strom des Netzteils für den Magneten gesteuert. Im Programm wird hierzu ein Stromwert für den Magneten eingegeben, der angefangen bei einem Nullfeld (=0A) nach jedem Messzyklus zum letzten Stromwert addiert wird, bis der einstellbare Maximalwert für das Magnetfeld, in dieser Messung dem Maximalfeld des Magneten entsprechend von rund 1,05T (=30A), erreicht wird. Danach wird dieser Stromwert wieder reduziert bis wieder das Nullfeld erreicht wird. Selbiger Ablauf erfolgt direkt danach bei gleichem negativen Magnetfeld.

Der Messablauf bezüglich Einspeisung des Stromes und Messung der Spannung ist identisch mit jener ohne Magnetfeld, nur dass nach einer Messung mit positiven und negativen Strom die „Delay“-Zeit abgewartet wird, und danach die Änderung des Magnetfeldes statt findet und darauf hin die nächste Messung vonstatten geht.

Da im Programm lediglich der Strom des Netzteiles für den Magneten verändert wird, ist allerdings nicht bekannt, welcher Magnetfeldänderung dies entspricht. Hierzu wurde im Vorhinein eine „Kalibrierung“ des Magnetfeldes durchgeführt indem mit ausreichend vielen Punkten der Strom und dessen zugehöriges Magnetfeld mit dem Bell 620 Gaussmeter vermessen wurden.

Da der verwendete Elektromagnet eine Hysterese aufweist, wurden die MR-Messungen so gemacht, dass der Magnet zuerst in die volle negative Sättigung bei maximal möglichen Feld gefahren wurde, bei schrittweisen Änderungen des Magnetfeldes bis zur vollen positiven Sättigung gemessen wurde und ebenso wieder bis in die negative Sättigung.

Die zuvor durchgeführte Kalibrierung fand auf dem selben Wege statt.

Somit wurden für jeden Magnetfeldwert alle 4 Äste der Hysterese gemessen, von denen deren Mittelwert zur weiteren Betrachtung herangenommen wurden.

5.4.1. ab-Ebene - Transversale Geometrie ($B \perp I$, $I // \text{Ebene}$)

Bei der Ermittlung des Magnetowiderstandes in der ab-Ebene in transversaler Geometrie, bei der der Strom parallel zur ab-Ebene fließt, wird das Magnetfeld senkrecht zu den Graphit-Ebenen ausgerichtet.

Um eine exakt 90-gradige Einstellung zu erhalten wurde zunächst die Probe auf die niedrigst mögliche Temperatur gebracht und der Elektromagnet manuell auf die maximale Feldstärke eingestellt. Bei diesen Bedingungen sollte der maximale Magnetowiderstand in Erscheinung treten. Das Programm zur Widerstandsbestimmung ohne Magnetfeld wurde verwendet, da dieses den Widerstand auch bei angelegtem B-Feld misst.

Da bei einer exakt senkrechten Stellung des Magnetfeldes auf die Ebene der maximale magnetoresistive Effekt auftritt und jede Abweichung davon zu einer Verminderung führt, kann auf diese Weise die Ausrichtung optimiert werden.

Einstellungen:

PpM=1

Delay=0,6s

Settle=0,2s

B_int=0,1A bei 10K B_int=0,3A bei allen anderen Temperaturpunkten

B=max.

5.4.2. ab-Ebene - Longitudinale Geometrie ($B // I$, $I // \text{Ebene}$)

Eine wie oben erwähnte Ausrichtungsoptimierung ist auch bei der longitudinalen Geometrie durchführbar und notwendig. Hier wird das Magnetfeld idealerweise parallel zur Stromflussrichtung ausgerichtet. Abweichung hiervon resultieren im Magnetowiderstand dadurch, dass nebst des longitudinalen Effektes eine Komponente des um Größenordnungen stärker in Erscheinung tretenden transversalen Effektes auftaucht. Somit lässt sich erkennen, dass die beste Ausrichtung, beim kleinst möglichen Widerstandswert besteht, was einer maximalen longitudinalen Komponente und praktisch keiner transversal beteiligten Komponente entspricht.

Da es sich hier um eine längliche Probe handelt, sei noch erwähnt, dass die a-Achse in der der Strom fließt ebenfalls parallel zum Magnetfeld steht. Ebenso denkbar wäre auch eine senkrechte Ausrichtung, die hier allerdings nicht gemessen wurde.

Einstellungen:

PpM=1

Delay=0,6s

Settle=0,2s

B_int=0,1A bei 10K B_int=0,3A bei allen anderen Temperaturpunkten

B=max.

5.4.3. c-Achse - Transversale Geometrie ($B \perp I, I \perp \text{Ebene}$)

In diesem Fall wurde ebenfalls der Probenkopf bzw. die Magnetpole so ausgerichtet, dass sich ein minimaler Widerstand im Messprogramm einstellt, um somit sicher zu gehen, dass die um einen Faktor 40 größere longitudinale Komponente annulliert ist.

Einstellungen:

PpM=1

Delay=0,6s

Settle=0,2s

B_int=0,3A bei allen Temperaturpunkten

B=max.

5.4.4. c-Achse - Longitudinale Geometrie ($B // I, I \perp \text{Ebene}$)

Hier wird einer perfekt parallelen Ausrichtung zwischen Stromfluss- und Magnetfeldrichtung nahe gekommen, indem durch Justieren der Apparatur der maximal erzielbare Widerstand, entsprechend eines maximalen magnetoresistiven Effektes eingestellt wird. Bei jeder noch so kleinen Fehlstellung wäre ein verminderter Widerstand festzustellen.

Einstellungen:

PpM=1

Delay=0,6s

Settle=0,2s

B_int=0,3A bei allen Temperaturpunkten

B=max.

5.5. Methodik der Hall-Messung

Die Hall-Messung erfolgt nach der Methode von van-der-Pauw. Dabei wird eine quadratische Probenform für die Messungen hergenommen. Diese zählt zu den bei dieser Methode bevorzugten Probenformen. Eine idealere Geometrie war, wie schon in Kapitel 5.2 erwähnt nicht möglich herzustellen.

5.6. Durchführung der Halleffektmessung

Nachdem dem üblichen Einbau der Probe, widmet man sich komplett dem Messprogramm. Da die gemessene Hallspannung proportional zum äußeren Magnetfeld ist und genaue Resultate wünschenswert sind, wird der Elektromagnet nahe beim maximalen Feld von 1.05T, entsprechend einem Netzteilstrom von 30A betrieben. Da an den Kühlkreislauf noch weitere Komponenten angeschlossen sind und das Netzteil bei einiger Erwärmung nicht mehr den vollen Strom liefern kann, wird dieser sicherheitshalber für die Messung mit 27A, entsprechend 0,96T gewählt.

Für die Messungen des Halleffektes in den Schichten, mit dem Magnetfeld Out-of-plane und In-plane werden separat Dateien erstellt in denen angegeben wird, welche Temperaturpunkte die Temperaturregler anfahren sollen bei denen dann die Messungen durchgeführt werden.

Weiters werden die Parameter im Sinne eines guten Verhältnisses zwischen Messgenauigkeit und Messdauer eingegeben.

Der erste Wert der Temperaturdatei bestimmt die Starttemperatur bei der die erste Messung startet. Zuerst erfolgt die Messung der transversalen Spannung ohne Magnetfeld, die hier ohne Interesse ist. Danach wird die Hallspannung bei maximalen positiven Magnetfeld gemessen. Der NpC-Einstellung entsprechend oft wird der Strom umgepolt und daraus ein Mittelwert errechnet. Selbiges erfolgt danach bei vollem negativen Magnetfeld. Alle Werte werden in eine Ausgabedatei eingetragen.

Dieser Vorgang wird so oft wiederholt wie es im Feld Umpolungen angegeben wurde.

Danach wird automatisch der nächste Temperaturpunkt angefahren und hierfür die Hallspannung gemessen.

Aus den beiden Spannungen der Messungen ($U_{1,B+}$ und $U_{2,B+}$) bei positiven und negativen Strom ergeben sich bei positivem Magnetfeld B+:

$$U_{1,B+} = U_H - U_{Thermo} + U_{Geom} \quad \text{und}$$

$$U_{2,B+} = U_H + U_{Thermo} + U_{Geom}$$

Durch Bildung des Mittelwertes ergibt sich:

$$U_{H,B+} = \frac{U_{1,B+} + U_{2,B+}}{2} = U_H + U_{Geom}$$

und der Wegfall der Thermospannung U_{Thermo} .

Durch die Messung bei negativem Magnetfeld B_- , ändert sich die Hallspannung im Vorzeichen, die Geometriespannung nicht. Es ergibt sich analog

$$U_{H,B-} = \frac{U_{1,B-} + U_{2,B-}}{2} = -U_H + U_{Geom}$$

Dadurch lässt sich die Geometriespannung U_{Geom} eliminieren und die Hallspannung U_H berechnen:

$$U_H = \frac{U_{H,B+} - U_{H,B-}}{2} + U_{Geom} - U_{Geom}$$

5.6.1. *Magnetfeld Out-of-plane*

Für die bestmögliche senkrechte Ausrichtung des Magnetfeldes auf die ab-Ebene der HOPG-Probe wird die selbe Apparaturjustierung wie bei den Magnetowiderstandsmessungen verwendet.

Im Temperaturbereich von 300K bis hinab zu 80K wurde in 5K-Schritten gemessen. Unterhalb von 80K wurde aufgrund der starken Änderung der Hallkonstanten in 2K-Schritten weitergemessen.

Einstellungen:

NPLC-Speed=slow

NpC=40

CpM=1

Umpolungen=5

B-field=27A

Delay=0,5s

Settle=0,2s

5.6.2. *Magnetfeld In-plane*

Die hier benötigte parallele Ausrichtung des Magnetfeldes mit der Probenebene wird wiederum aus den erprobten Justierungen aus der Messung des Magnetowiderstandes übernommen.

Zur Überprüfung der Fehlorientierungen der Kristallite bezüglich der c-Achse, und in welcher Größenordnung diese Beiträge zu einem messbaren Halleffekt leisten, wurde eine Messung mit dem Magnetfeld parallel zu den Schichten und parallel zur Stromrichtung durchgeführt.

Auf Grund der deutlich geringer zu erwartenden Messwerte erfolgte eine im Vergleich zum Magnetfeld-Out-of-plane detailliertere Messung.

Dabei wurden neben einer Erhöhung der Anzahl der Umpolungen, das zu einer Verdreifachung der Hallspannungswerte führt, auch in den Temperaturbereichen bei denen eine starke Änderung der Hallkonstante aus der ersten Messung zu sehen war, die Anzahl der Temperaturpunkte erhöht.

Im Bereich von 300K bis ~150K wurde in 4K-Schritten, bis 80K in 3K, bis 50K in 1K und darunter in 2K-Schritten gemessen.

Einstellungen:
NPLC-Speed=slow
NpC=15
CpM=1
Umpolungen=15
B-field=27A
Delay=0,5s
Settle=0,2s

KAPITEL 6

6. PROBEN

Aufgrund der einfachen Spaltbarkeit und der auch relativ einfachen Nachbearbeitung von HOPG wurden sämtliche zur Messung der Transporteigenschaften verwendete Proben von meiner Person konzipiert und produziert.

6.1. Herstellung

„Ausgangsmaterial“ für die Probenherstellung war das von Union Carbide produzierte HOPG in ZYA Qualität – Seriennummer 7430. Dies lag in einem quaderförmigen Block von ungefähr 1cmx1cmx5mm vor.

Bei sämtlichen Proben wurde so vorgegangen, dass zuerst die obersten Schichten des Blocks mittels Klebefilm entfernt wurden, bis eine Oberfläche entstanden ist, die sichtbar keine teilweisen Reste von anderen Schichten aufwies.

Diese Fläche wurde nun zur weiteren Bearbeitung herangezogen.

Ein temperaturbeständiges Klebeband (jedenfalls bis 10K) wurde auf die Oberfläche aufgebracht und auf der gesamten Fläche leicht angedrückt. Um zu vermeiden, dass Schichten brechen oder Versetzungen entstehen wurde das Klebeband nicht abgezogen sondern nahezu parallel zur Oberfläche abgehoben. Um die Dicke der so erhaltenen Probe zu verringern wurden wie anfangs mehrere Male mittels Klebestreifen die obersten Schichten abgetragen.

Wie bereits bei den Eigenschaften von HOPG erwähnt wurde, ist die Oberfläche des Materials nicht chemisch stabil, und verbindet sich gerne mit anderen Stoffen – und sei es nur z.B. Sauerstoff aus der Luft.

Aus diesem Grund wurden unmittelbar nach dem letzten Abziehen einer Schicht und einer somit erhaltenen reinen Oberfläche die elektrischen Kontakte auf die Probe aufgebracht.

Zuvor war es allerdings erst notwendig die Probe in die gewünschte Form zu bringen.

Alle Kontaktierungen wurden mit Silberleitlack und 50µm dicken Golddrähten hergestellt.

6.2. Charakteristika

6.2.1. Probe zu den Widerstandsmessungen in der ab-Ebene

Mittels einer scharfen Rasierklinge wurde aus der quadratischen Grundform die längliche Form geprägt. Abbildung 6.1 zeigt die kontaktierte Probe.

Um zu verhindern, dass die Probe mit der Wärmeleitpaste in Berührung gerät, wurde die Probe auf Klebeband aufgebracht, welches an den Probenhalter montiert wurde (Abb. 6.2). Zur besseren Fixierung wurde Teflonband (Abb. 6.3) und abermals darüber Klebeband angebracht (Abb. 6.4).



Abbildung 6.1:
Bild der kontaktierten Probe



Abbildung 6.2:
Bild, der auf den Probenhalter
aufgebrachten Probe

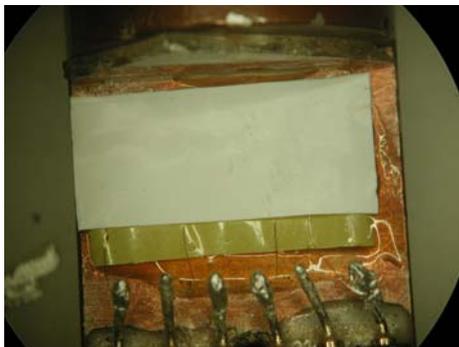


Abbildung 6.3:
Bild der eingebauten Probe
mit Teflonband

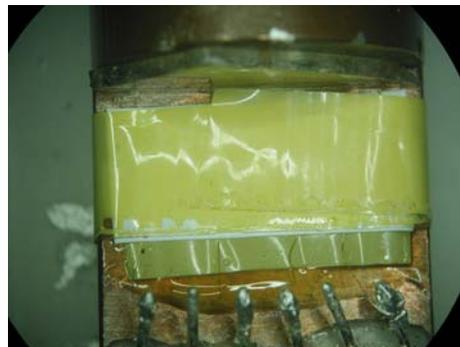


Abbildung 6.4:
Bild der eingebauten und fixierten
Probe

Technische Daten:

Breite: $(885 \pm 15)\mu\text{m}$

Länge: $(2968 \pm 58,2)\mu\text{m}$

Dicke: $(11,0 \pm 1,5)\mu\text{m}$

6.2.2. Probe zu den Widerstandsmessungen in der c-Achse

Da bei dieser Probe Kontakte an der Ober- und Unterseite der Probe angebracht werden, wird das Klebeband an der Unterseite entfernt, sodass beiderseits kontaktiert werden kann.

Eine Bearbeitung der Probe mittels Rasierklinge ist in diesem Fall nicht passend, da die Probe einerseits eine größere Dicke aufweist und andererseits der große Druck der Klinge dafür sorgen kann, dass sich einzelne Schichten von einander abheben, sodass die Leitfähigkeit zwischen den Schichten unnatürlich verändert wird.

Aus diesem Grund wird mit einer Diamantsäge vorsichtigst ein kleines Quadrat ausgesägt. Für die Führung der Drähte und die elektrische Isolation zum Probenhalter wurde die Probe an deren Eckpunkten minimal mit Rubber-Cement zwischen zwei Plastikringen fixiert (Abb. 6.5 bis 6.7).

Diese Konstruktion wurde mit Wärmeleitpaste auf dem Probenhalter befestigt und mit Teflonband fixiert (Abb. 6.8).



Abbildung 6.5:
Bild der kontaktierten Probe
in der Oberansicht



Abbildung 6.6:
Bild der kontaktierten Probe
in der Seitenansicht

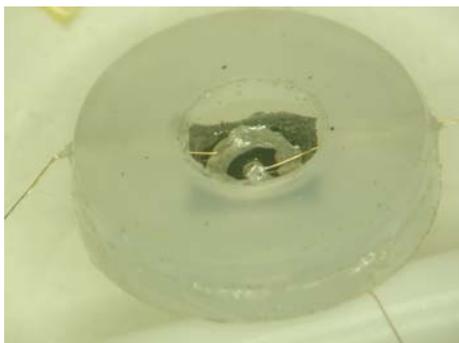


Abbildung 6.7:
Bild der kontaktierten Probe
in der schrägen Ansicht

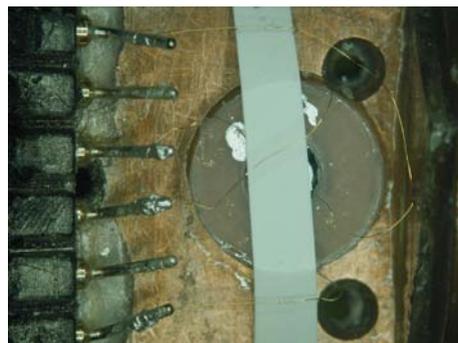


Abbildung 6.8:
Bild der eingebauten und fixierten
Probe

Technische Daten:

Breite: $(2964,8 \pm 29,5)\mu\text{m}$

Länge: $(2832,0 \pm 29,5)\mu\text{m}$

Dicke: $(147,5 \pm 14,8)\mu\text{m}$

6.2.3. Proben zur Hall-Messung

Herangezogen wurde eine mit Klebeband abgezogene HOPG-Schicht. Eine Verbesserung der van-der-Pauw-Geometrie zu einer Kleeblatt-Form war aufgrund der Brüchigkeit der Graphit-Schichten nicht möglich. Somit musste man sich mit der einfachen quadratischen, mit den Kontakten in den 4 Eckpunkten, van-der-Pauw-Geometrie zufrieden geben (Abb. 6.9). Diese Probe wurde auf ein Stück Klebeband aufgebracht und wiederum mit der Wärmeleitpaste auf dem Probenhalter angebracht (Abb. 6.10).

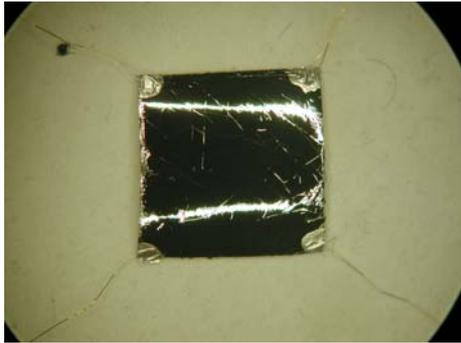


Abbildung 6.9:
Bild der kontaktierten Hall-Probe

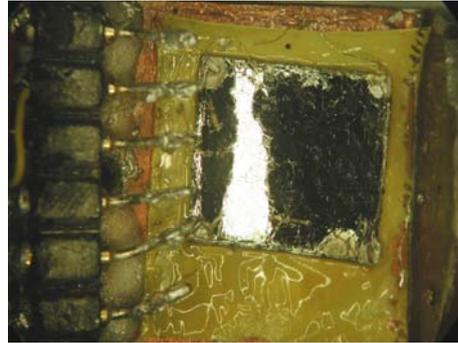


Abbildung 6.10:
Bild der eingebauten Probe

Technische Daten für die B-Out-of-plane-Probe:

Breite: $(8640 \pm 135)\mu\text{m}$

Länge: $(8640 \pm 135)\mu\text{m}$

Dicke: $(12,3 \pm 1,9)\mu\text{m}$

Technische Daten für die B-In-plane-Probe:

Breite: $(8640 \pm 135)\mu\text{m}$

Länge: $(8640 \pm 135)\mu\text{m}$

Dicke: $(71,4 \pm 5,4)\mu\text{m}$

KAPITEL 7

7. Resultate und Auswertung

Aufgrund des anormalen Verhaltens von Hall-Effekt und im weiteren auch Magnetowiderstand ist eine Analyse dieser Messungen unter zur Hilfenahme eines 3-Ladungsträger-Modells notwendig. Aufgrund der erzielten Messergebnissätze und in Anbetracht der großen Anzahl der beteiligten Variablen μ_e , μ_h , μ_f , n_e , n_h und n_f (f für die Dirac-Fermionen) wird eine derartige detaillierte Analyse mit Zahlenwerten diesbezüglich in dieser Arbeit nicht weiter verfolgt. Jedoch erfolgt eine umfassende Auswertung unter Verwendung des 2-Ladungsträger-Modells unter Miteinbeziehung der möglichen Auswirkungen von teilnehmenden 3. Ladungsträgern.

Die in der Messresultaten angegebenen Fehler wurden anhand des Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetzes berechnet. Generell wurden ausschließlich die Unsicherheiten berücksichtigt, die sich aufgrund von Ablesungs- und Messungenauigkeiten bei der Größenbestimmung der Probe ergeben haben.

In allen durchgeführten Messungen, die bestenfalls bei einer minimalen Temperatur von 10K und einem Magnetfeld von 1T erfolgten, konnten keine SdH-Oszillationen festgestellt werden. Dies stimmt mit den Erkenntnissen von [Sta05] überein. Dort konnten im longitudinalen Widerstand erst für Temperaturen $\leq 10K$ und Magnetfeldern $> 2,7T$, bzw. bei $T=5K$ und $B>1,5T$ einsetzende Oszillationen beobachtet werden. Oszillatorische Änderungen im Hallwiderstand machen sich schon bei etwas geringeren Magnetfeldern bemerkbar wurden aber auch nicht gesehen.

7.1. Widerstandsmessungen in der ab-Ebene

7.1.1. Spezifischer Widerstand ohne Magnetfeld

Der ermittelte spezifische Widerstand bei 300K liegt bei $(4,23 \pm 0,59) \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}$ und damit an der oberen Grenze der vom Hersteller angegebenen Werte von $3,5$ bis $4,5 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}$. Der Wert bei der niedrigst erreichbaren Temperatur von 11,5K liegt bei $(1,18 \pm 0,16) \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}$.

Für einen analog nach Abb. 3.5 gefitteten Verlauf hin zu tiefen Temperaturen erhält man bei $T=4,2\text{K}$ einen Widerstandswert von ungefähr $1,05 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}$, woraus sich ein r_R von knapp über 4 ergibt. Zwar liegt dies im für HOPG-üblichen Wertebereich von 4 bis 18 [Kab96], jedoch an der untersten Grenze. Da Werte bis 10 als schlecht angesehen werden, muss man bei der verwendeten Probe von einer geringen Perfektion ausgehen. Der doch relativ hohe Widerstand selbst bei tiefen Temperaturen ist allerdings nicht auf schlechtes verunreinigtes Ausgangsmaterial, sondern auf bei der Probenpräparation entstandene Brüche von Graphitschichten zurückzuführen.

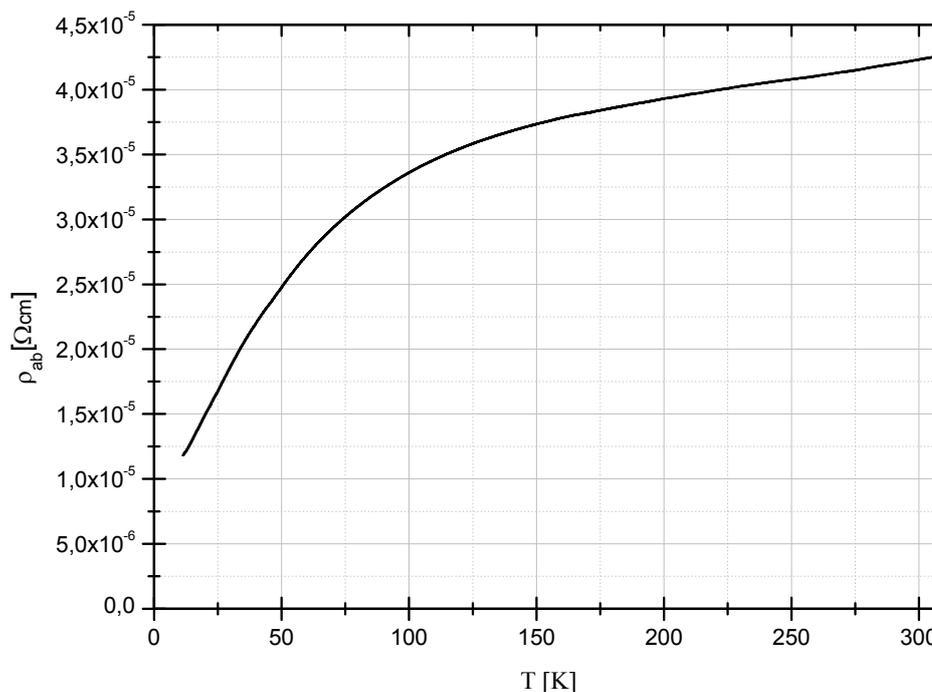


Abbildung 7.1: Widerstandsverlauf in der ab-Ebene der HOPG-Probe im Temperaturbereich von 11,5K bis 310K.

Im Temperaturbereich von 11 bis rund 70K zeigt sich $\rho \propto T^{0,53}$, von 120 bis 300K $\propto T^{0,18}$ und im Übergangsbereich dazwischen $\propto T^{0,34}$. Bei den hohen Temperaturen findet sich eine gute Übereinstimmung mit PG von [Kaw77] mit $T^{0,2}$ ab 80K, von 10K bis 80K existiert dort allerdings eine hohe Abhängigkeit $\propto T^{1,0}$, was vorwiegend auf das höhere r_R von 18 und die sich daraus ergebenden höheren Mobilitäten zurückzuführen ist.

Die am Widerstandsverlauf beteiligten Ladungsträgerkonzentrationen und Mobilitäten von Elektronen und Löcher wurden aus den gewonnenen Daten von Widerstand, Magnetowiderstand und Hall-Effekt ermittelt. Anhand der zugehörigen Formeln 3.2, 3.12 und 3.13 können bis zu 3 der 4 unbekannt Variablen gewonnen werden. Die Berechnung erfolgte über das Computer-Programm ‚Mathematica‘.

Aus Tabelle 7.1 ist ersichtlich, dass bei früheren Transportmessungen anderer Graphit-Proben über den gesamten Temperaturbereich grundsätzlich zu keiner Zeit ein Überschuss an Löcher vorherrscht und dass sich das Verhältnis von Elektronenkonzentration zu jener von Löcher stets im Bereich von 1,15 bis 1,00 bewegt.

Aus diesem Grund wurde bei der Auswertung ein konstantes Verhältnis von 1,02 angenommen und sollte für (HO)PG-Proben mit dem tatsächlichen über den ganzen Temperaturbereich auf $\pm 0,02$ übereinstimmen. Dadurch ist nun eine Berechnung der Ladungsträgerkonzentrationen und Mobilitäten möglich. Der Fehler der Mobilitätswerte aufgrund eines falsch angenommenen Konzentrationsverhältnisses liegt selbst beim größten anzunehmenden Unterschied von 0,15 bei weniger als 1%.

Referenz		Probe:		$G=n_E/n_H$			$F=\mu_H/\mu_E$					
				(4,2K)	(77K)	(~300K)	(4,2K)	(77K)	(~300K)			
[Sou58]		nat. Graphit-Einkristall (EP-14)		1,15		1,00	1,27	1,15	0,91			
		nat. Graphit-Einkristall (EP-7)		1,15		1,00						
[McC58]		nat. Graphit-Einkristall (EP-14)		1,02		1,00	1,24	1,15	0,89			
		nat. Graphit-Einkristall (EP-7)		1,03		1,02	1,09	1,34	0,90			
[His72]		KG				1,02			1,32			
		PG 3600 (2° mosaic spread)				1,04			1,25			
		PG 3300				1,14			1,12			
		PG 3200 (6° mosaic spread)				1,09			0,91			
Probe:	n_E (4,2K)	n_H	n_E (77K)	n_H	n_E (~300K)	n_H	μ_E (4,2K)	μ_H	μ_E (77K)	μ_H	μ_E (~300K)	μ_H
EP-14	3,10	2,70			(4,95)	(4,95)	100,0	130,0	9,0	10,0	1,6	1,5
EP-7	2,30	2,00			(5,05)	(5,05)						
EP-14	2,92	2,88	2,24	2,19	7,04	7,04	83,9	104,0	6,38	7,33	1,13	1,01
EP-7	2,14	2,08	2,46	2,39	7,36	7,22	59,1	64,5	4,86	6,53	1,09	0,99
KG			2,9	2,6					4,4	5,8		
PG 3600			2,8	2,7					3,6	4,5		
PG 3300			3,2	2,8					3,3	3,7		
PG 3200			4,7	4,3					2,3	2,1		
Ladungsträgerkonzentrationen in $[10^{24}m^{-3}]$												
Beweglichkeiten in $[m^2V^{-1}s^{-1}]$												

Tabelle 7.1: Auflistung von früheren Messergebnissen verschiedener Graphit-Proben und deren Aufgliederung in Konzentrationen und Mobilitäten bei verschiedenen Temperaturen

Ladungsträgerkonzentrationen:

Den Berechnungen nach steigen die Ladungsträgerkonzentrationen der beteiligten Elektronen und Löcher von knapp unter $1 \cdot 10^{24} \text{m}^{-3}$ bei 11K auf mehr als das 5-fache bei Raumtemperatur (Abb. 7.2).

Nach [Dil78] ist, die durch die Analyse der galvanomagnetischen Daten erhaltene Ladungsträgerkonzentration, um einen nicht genauer spezifizierten Faktor geringer, als dies aus den Berechnungen des Band-Modells der Fall wäre. Dies soll auf eine Dispersion der Ladungsträgermobilitäten entlang der Zonenkante zurückzuführen sein, wodurch ein gewisser Anteil der Ladungsträger eine höhere Mobilität besitzt und dadurch stärker zur Leitfähigkeit beiträgt.

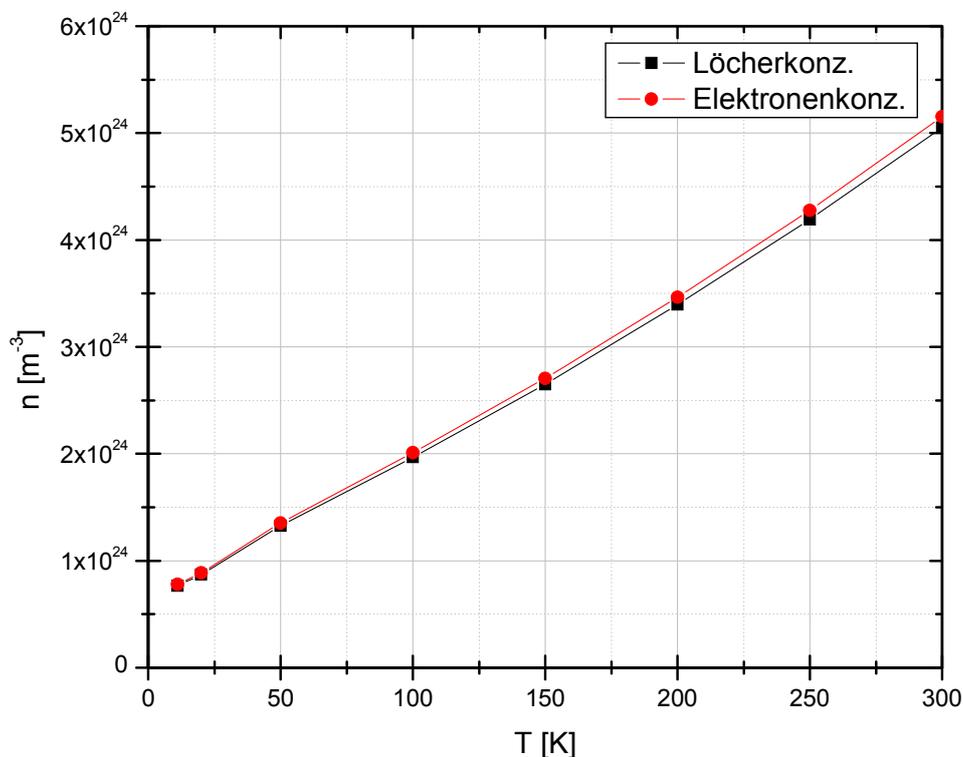


Abbildung 7.2: Verlauf der ermittelten Ladungsträgerkonzentrationen von Löchern und Elektronen im Temperaturbereich von 11K bis 300K.

Die hier ermittelten Werte liegen in der selben Größenordnung, wie jene von [Tok04] (10^{24}m^{-3}) und [Kop99] (10^{25}m^{-3}). Bei den exakter spezifizierten, aber älteren Werte, die in Tabelle 7.1 aufgeführt sind, ist eine sehr gute Übereinstimmung der Werte zu sehen. Lediglich die geringe Konzentration bei tieferen Temperaturen lässt vermuten, dass aufgrund der mit der Zeit besser gewordenen Proben sich deutlich weniger Fremdatome im Material befinden. Diese erhöhen generell unerwünschter Weise die intrinsische Konzentration.

Der Verlauf der Ladungsträgerkonzentrationen zeigt für Temperaturen über 200K, in Einklang mit dem theoretisch ermittelten Verlauf von [Ono66], [McC61] und [Kec70] linearen Verlauf. Für Temperaturen knapp darunter zeigt sich am HOPG eine marginale Abweichung vom linearen Verlauf, die ebenfalls mit besagter Theorie übereinstimmt und scheinbar mit der Degenerationstemperatur zusammen hängt. Nach den theoretischen Arbeiten von [Ono66, McC61, Kec70] (siehe auch Abb. 3.4.) sollte sich die Ladungsträgerkonzentration unterhalb von 40K sichtlich einem Sättigungswert annähern. Bis zu einer Temperatur von 10K deutet sich bei HOPG jedoch diesbezüglich nichts an. Dies kann einerseits bedeuten, dass es erst bei tieferen Temperaturen zu einer Sättigung kommt, aber auch, dass aufgrund der getroffenen Annahmen zur Berechnung der Transportgrößen diese Änderungen reduziert werden.

Im Gegensatz zu KG, bei welchem ein gleichartiger Anstieg von n erst bei Temperaturen über 120K [Kaw77], der Entartungstemperatur der Majoritätsladungsträger zu sehen ist, zeigt sich bei den hier gemessenen HOPG-Proben bereits bei niedrigen Temperaturen eine T -Abhängigkeit. Diese zusätzliche Produktion von Ladungsträgern bei den tieferen Temperaturen ist auf Stapelfehler und die dort stattfindende thermische Freisetzung von lokalisierten Ladungsträgern mit steigender Temperatur, wie dies auch in [Ono76, Kaw77] bereits erwähnt wurde, zurückzuführen. Durch die immer stärker ansteigende LT-Konzentration, flacht der Widerstand in den hohen Temperaturregionen stark ab. Bei manch anderen Widerstandsmessungen für HOPG [z.B. Kem02] konnte im diesem Bereich sogar ein negativer Temperaturkoeffizient von ρ_{ab} bemerkt werden.

Ladungsträgermobilitäten:

Bei tiefen Temperaturen ist zu sehen, dass die Löcher eine weit aus höhere Mobilität aufweisen als Elektronen (Abb 7.3). Von 100K hin zu höheren Temperaturen fällt $\mu_E \propto T^{-0,96}$, μ_H allerdings stärker mit $T^{-1,2}$, wodurch es bei 130K zu einem ausgeglichenen Verhältnis beider kommt, bei Temperaturen darüber sind es jedoch Elektronen, die die höhere Mobilität aufweisen. Im Bereich von 50-100K ändert sich $\mu_E \propto T^{0,73}$, darunter geht die Mobilität in Sättigung.

Bei der Mobilität der Löcher ist die $T^{1,2}$ -Abhängigkeit bis 50K zu sehen, bis hinunter zu 20K sogar $T^{-1,34}$.

Von [Sou58] und [Kaw77] wurde von 80 bis 300K für die mittlere Mobilität der Ladungsträger eine ähnliche Abhängigkeit von $T^{1,2}$, bis 40K sogar $T^{1,6}$ gefunden [Kaw77].

Die hohen Werte der Löchermobilitäten bei der hier durchgeführten Messung unterhalb von 50K sind nicht mehr alleinig auf die Majoritäts-Löcher zurück zuführen, sondern es ist stark anzunehmen das hoch mobile Minoritäts-Ladungsträger (wenn auch in geringer Konzentration) den stark ansteigenden Hauptbeitrag bei Temperaturen unter 70K leisten. Wertemäßig liegen die Löchermobilitäten etwas über den mittleren LT-Mobilitäten gemessen am selben Probenmaterial von [Lan89].

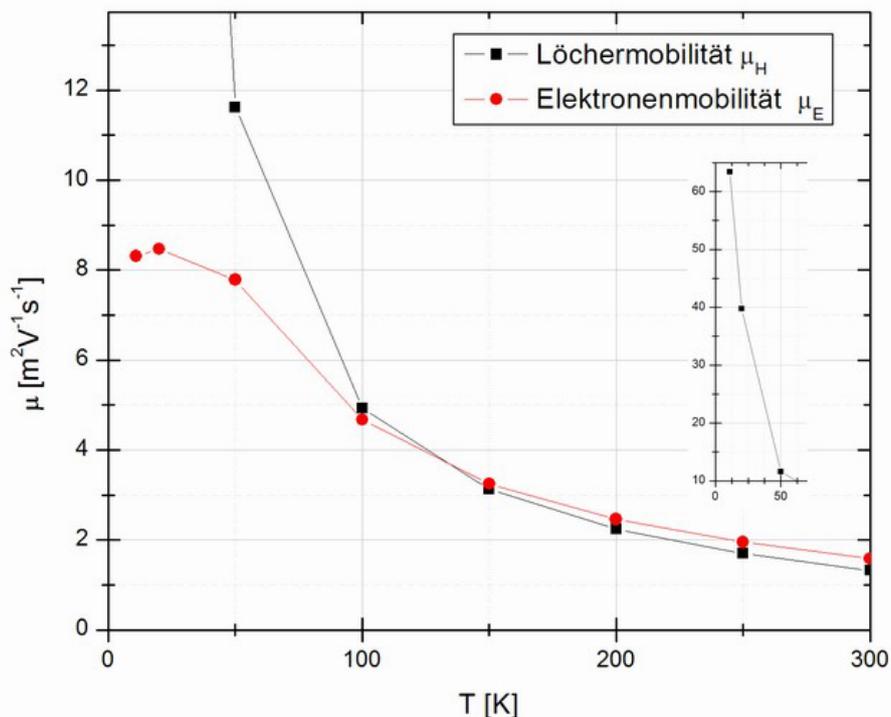


Abbildung 7.3: Verlauf der ermittelten Ladungsträgermobilitäten von Löchern und Elektronen im Temperaturbereich von 11K bis 300K.

Von [His72] wurden bei 77K Minoritätsladungsträger-Konzentrationen von mehreren 10^{22}m^{-3} mit Beweglichkeiten gleichauf mit jenen von Majoritäts-LT gemessen. Von [Sou58] wurden für den Graphit-Einkristall EP-14 bei 4,2K für die Minoritäts-Ladungsträger Mobilitäten von $100\text{m}^2/\text{Vs}$ gemessen.

Die hier aufgezeigten Diagramme lassen vermuten, dass hier ebenso für Temperaturen unter 70K, die Mobilität der Minoritäts-Löcher stark zunimmt. Jene der Majoritäts-Löcher allein sollte leicht über jener der Elektronen liegen.

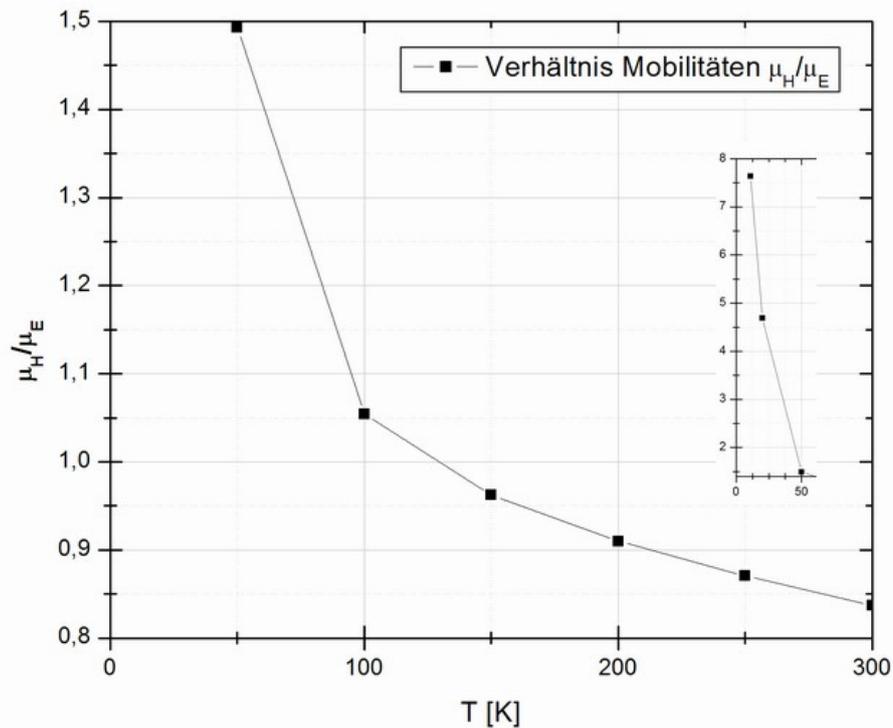


Abbildung 7.4: Temperaturabhängigkeit des Verhältnisses der Mobilitäten von Löchern zu Elektronen im Temperaturbereich von 50K bis 300K. Das rechte Insert zeigt das Verhältnis für Temperaturen unterhalb 50K, für deren Werte nur noch Sinnhaftigkeit besteht, unter der Annahme, dass Minoritäts-Löcher beteiligt sind.

7.1.2. Magnetowiderstand in transversaler Geometrie

Bei der am tiefsten erreichbaren Temperatur von rund 10K und dem höchsten einstellbaren Magnetfeld von 1T zeigt sich mit 11400% der in diesen Messungen größte Wert für den magneto-resistiven Effekt. In Abb. 7.5 ist aufgrund der logarithmischen Skala ersichtlich, dass dieser sehr stark mit einerseits steigenden Temperaturen, aber auch mit abnehmendem Magnetfeld sinkt.

Bei Raumtemperatur beträgt der Effekt trotz vollem Magnetfeld nur noch lediglich 140%, ein Achtzigstel des Wertes bei 10K. Wie schon im magnetfeldfreien Fall festgestellt wurde, handelt es sich nicht um eine hochqualitative Probe, was die r_R angeht. Daher kann man davon ausgehen, dass für identisches Material bei technisch besserer Probenpräparation höhere Werte erzielt werden könnten.

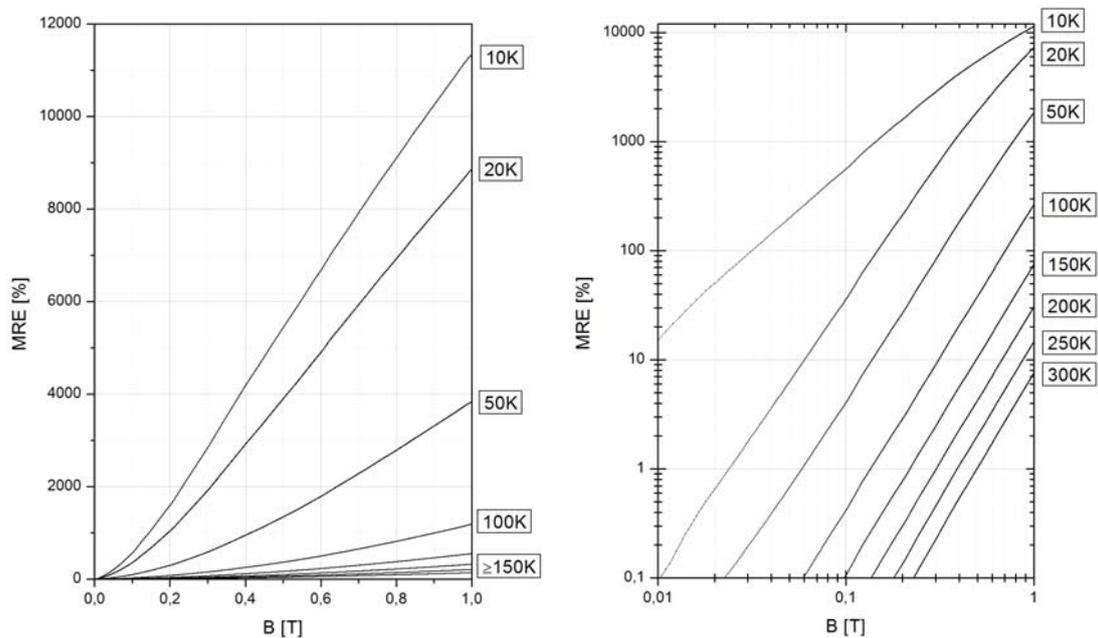


Abbildung 7.5: Darstellung des magneto-resistiven Effektes im Temperaturbereich von 10-300K für Magnetfelder von 0-1T senkrecht zu den Graphitschichten, in denen der Stromfluss stattfindet. Links die lineare, rechts die doppelt logarithmische Darstellung.

Für die Auswertung der Transportkoeffizienten wurde zuerst damit spekuliert, die MR-Werte bei 0,2T zu nehmen, da nach den Messungen von [Sou58] bei diesem Wert für alle Temperaturen eine gleichermaßen hohe Magnetfeldabhängigkeit der Widerstände bestehen soll.

Grund für diese Überlegung ist, dass bei der Berechnung der Transportkoeffizienten aus dem MR, die Berechnungsformel (3.13) nur unter der Voraussetzung gilt, dass der Widerstand quadratisch mit dem Magnetfeld ansteigt.

Nach eigener Auswertung und Fit der Daten nach $\frac{\Delta\rho}{\rho} = c \cdot B^N$ (Abb. 7.6) ist ersichtlich, dass stark vom Magnetfeld abhängig, große Differenzen zu der klassisch erwarteten quadratischen Abhängigkeit auftreten.

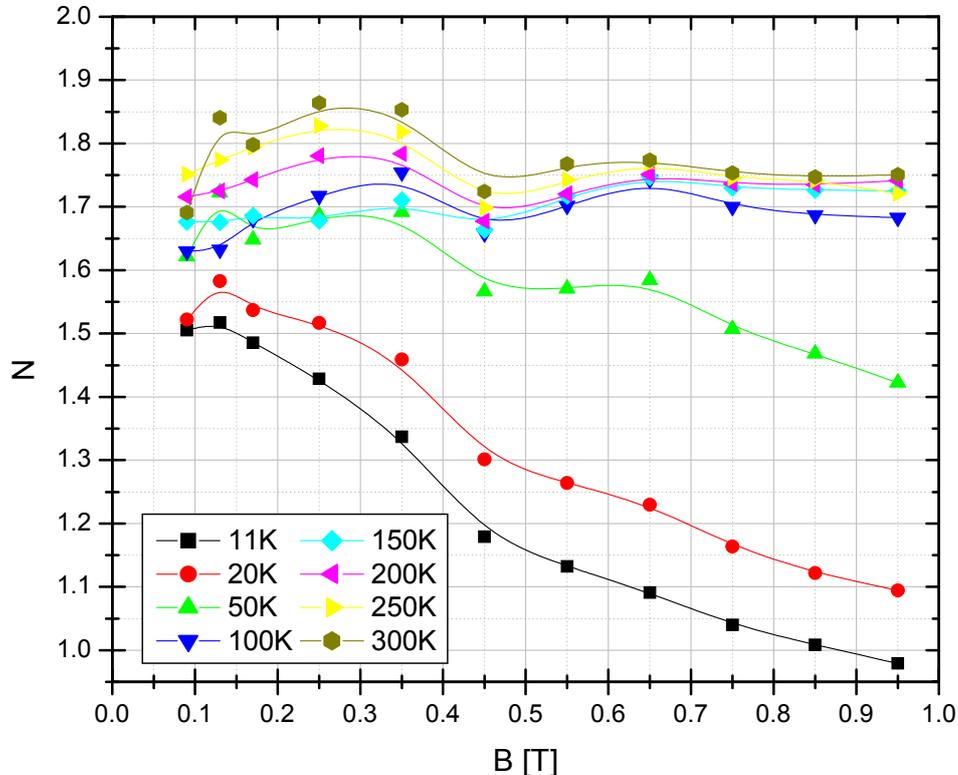


Abbildung 7.6: Verlauf des Magnetfeldexponenten N des Magnetowiderstandes bei Temperaturen von 11K bis 300K.

So ist bei den maximal möglichen Magnetfeldern der verwendeten Messapparatur über den gesamten Temperaturbereich zu keiner Zeit diese quadratische Abhängigkeit zu sehen. Je geringer die Temperatur, umso geringer die B -Abhängigkeit.

Für $T > 100\text{K}$ zeigt sich bis hin zu kleinen Magnetfeldern von 0,05T ein relativ konstanter Wert des Exponenten N von rund 1,75 – in durchaus guter Übereinstimmung mit den Werten von [Sou58], der solche nur für 77K und 298K angibt. Auch [Ono68] berechnete bei ähnlichen Bedingungen vergleichbare Werte.

Bei einem Magnetfeld von 0,115T ist nahezu über den gesamten Temperaturbereich ein Maximum von N zu verzeichnen – jedoch nur für Temperaturen nahe der Raumtemperatur zeigt sich annähernd die B^2 -Abhängigkeit.

Für sehr kleine Magnetfelder bis zu 0,05T liegt der N -Wert für alle Temperaturen unerwarteter Weise bei rund 1. Im Vergleich zu [Ono68] und [Sou58] ist dies für den unteren Temperaturbereich durchaus denkbar, jedoch für Raumtemperatur gänzlich widersprüchlich. Demnach wäre die MR-Berechnungsformel 3.13 bei Graphit für sehr kleine Magnetfelder bei allen Temperaturen nicht gültig.

Bei Betrachtung des Faktors μB zeigt sich für 300K erst ab 0,75T ein Wert $\mu B \geq 1$, gleichbedeutend mit einer zu erwartenden Abweichung von der quadratischen hingehend zu einer linearen Magnetfeldabhängigkeit. Bei den tiefen Temperaturen (<50K) ergeben sich bereits weit unter 0,1T μB -Werte über 1.

Um eine Erklärung für eine lineare Abhängigkeit der Widerstandszunahme mit dem Magnetfeld zu erlangen, gibt es mehrere Modelle die diesen beschreiben können.

Eine B^2 - für schwache und B^1 -Abhängigkeit für starke Magnetfelder zeigt sich bei Herring [Her60], bei dem man von statistisch verteilten Verunreinigungen, die groß gegenüber der mittleren freien Weglänge, aber klein gegenüber der Probengröße sind ausgeht. Diese erzeugen Fluktuationen in den elektrischen Eigenschaften mit Auswirkungen auf die Ladungsträgerdichte.

Ebenso existiert von Abrikosov [Abr98, Abr00] ein quantenmechanisches Modell für Materialien mit keiner oder kleiner Bandlücke mit linearer Dispersionsrelation. Eine lineare MR-Änderung mit B tritt dann neben weiteren Bedingungen für genügend hohe Magnetfelder $\hbar\omega_c > E_F$ auf, wenn das Quanten-Limit erreicht wird, und alle Elektronen das LLL besetzen.

Weitere Modelle von Parish und Littlewood oder Guttal, Stroud, Bergman sind durch die Voraussetzung von stärker inhomogenen Systemen für Graphit eher nicht anwendbar.

Das Problem dieser Modelle ist allerdings, dass diese einen linearen MR unabhängig der Temperatur vorhersagen und mit den an der HOPG-Probe erzielten Ergebnissen keineswegs übereinstimmen.

Auf den ersten Blick scheint die B -Abhängigkeit des MR, wie der eigentliche MR auch, stark mit den Beweglichkeiten zu variieren. Wie sich in der Messauswertung der Beweglichkeiten zeigte, steigt μ_H unterhalb von 50K stark an. Dies wird auf die starke Zunahme der Mobilität der Minoritäts-Löcher mit kleiner effektiver Masse zurückgeführt. Für Temperaturen oberhalb von rund 50K sind keine starken Änderungen im B -Exponenten mehr sichtbar. Anomalien im MR bei tieferen Temperaturen ($T < 100K$) durch Minoritätsladungsträger (Mi-LT) sind daher nicht unwahrscheinlich. Die Effekte dieser nehmen für sinkende Temperaturen zu.

Andererseits treten bei kleinen Magnetfeldern mit $N \sim 1,5$ die für tiefe Temperaturen höchsten N -Werte auf. In Bezugnahme auf den Hall-Effekt und das starke in Erscheinung treten der Effekte des trigonal warplings der Energiebänder des Graphits bei zunehmenden Magnetfeldern, sind auch diese als realistisch anzusehen. Je größer das Magnetfeld ist, umso stärker sind trigonal-warping-Effekte beteiligt, die in einem sich annähernden linearen MR resultieren können.

Die Abnahme von N mit steigendem Feld kann durch die gezeigte starke Abhängigkeit von den Mobilitäten und dadurch von den freien Weglängen, aber auch auf die Erklärung von Gonzalez (siehe auch Kapitel 3.4.2) zurück geführt werden. Nach [Gon07] kommt es für freie Weglängen der LT größer als die Kristallite zur kohärenten Streuung an deren Rändern und einer daraus folgenden Zirkulation von Quantenströmen. Diese zeigen dann quasi-lineares Verhalten in Bezug auf das Magnetfeld.

7.1.3. Magnetowiderstand in longitudinalaler Geometrie

Für Magnetfelder parallel zur Stromrichtung ist durch das Ausbleiben der Lorentzkraft ebenso ein Ausbleiben einer Widerstandsänderung zu erwarten. Jedoch zeigt sich, dass nichts desto trotz ein Effekt von nicht geringem Wert in Erscheinung tritt.

Dieser beträgt bei rund 10K 150% - das ist etwas mehr als ein achtzigstel im Vergleich zu 11400% bei senkrechtem Magnetfeld.

Bei HOPG handelt es sich zwar um hochorientiertes Graphit, allerdings nicht um perfekt ausgerichtetes. Betrachtet man die Abweichung der c-Achsen der einzelnen Graphitkristallite von der perfekt senkrechten Ausrichtung (Mosaic Spread), so beträgt diese dem Hersteller nach $0,4 \pm 0,1^\circ$ [Adv09]. Weiters ist eine kleine Fehlstellung der gesamten Probe, aufgrund der Justierung im Messaufbau miteinzukalkulieren. Durch die Fehlausrichtung der Probe, die hier mit $\pm 0,25^\circ$ geschätzt wird und des maximalen Mosaic Spreads der Kristallite muss mit einer Fehlstellung von $0,75^\circ$ gerechnet werden.

Somit entsteht bei der parallelen Magnetfeldausrichtung durch die Gesamtfehlstellung, die mit dem Sinus des Winkels eingeht, beim Maximalfeld von 1T, ein senkrechter Feldanteil von 13,1mT.

Diese 13,1mT sind exakt das Achtzigstel, welches das eine Achtzigstel des MRE bei parallelem im Gegensatz zum senkrechtem Magnetfeld liefert.

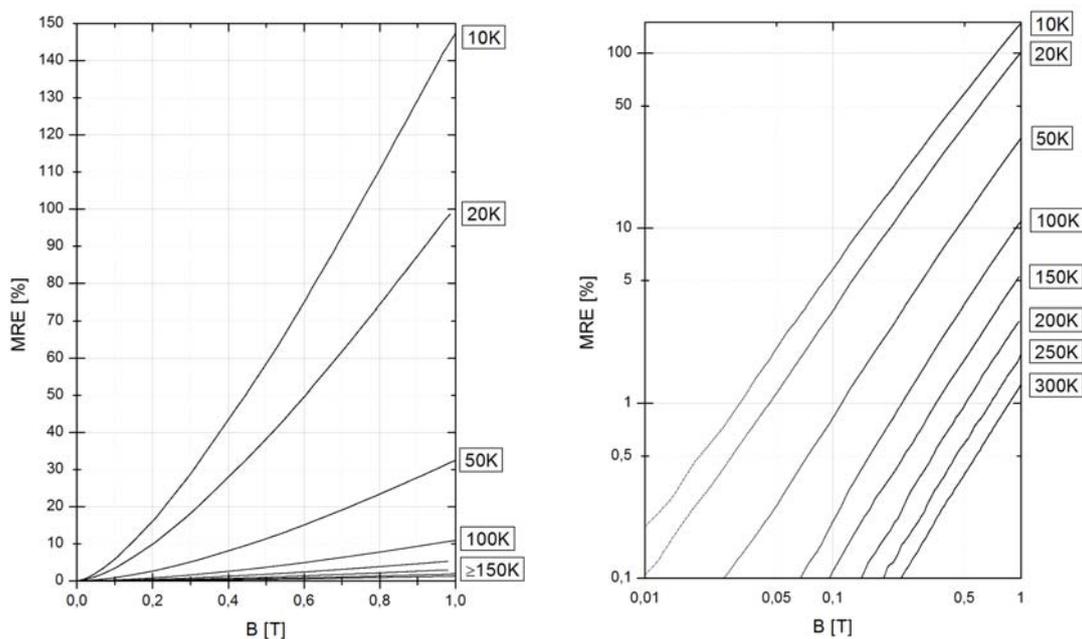


Abbildung 7.7: Darstellung des magnetoresistiven Effektes im Temperaturbereich von 10-300K für Magnetfelder von 0-1T parallel zu den Graphitschichten, in denen der Stromfluss stattfindet. Links die lineare, rechts die doppelt logarithmische Darstellung.

Dass der longitudinal gemessene Magnetowiderstand aus dem transversal gemessenen heraus entsteht, würde sich auch aus deren anteilmäßigen gleichen Verlauf bestimmen lassen, jedoch entspricht ein achtzigstel von einem Tesla gerade mal den 2-3-fachen des kleinsten einstellbaren Magnetfeldes, woraus ein eindeutiger Verlauf nicht ersichtlich ist.

Auf eine genauere Analyse der Werte wird hiermit nicht eingegangen, da diese lediglich aus der Gesamtfehlstellung der Kristallite im Magnetfeld resultieren.

7.2. Widerstandsmessungen in der c-Achse

7.2.1. Spezifischer Widerstand ohne Magnetfeld

Der ermittelte spezifische Widerstand weist bei 10,7K einen Wert von $(0,208 \pm 0,021) \Omega\text{cm}$ auf. Der Widerstand zeigt bei steigenden Temperaturen metallisches Verhalten, bis er bei 33K bis 39K ein breites Maximum von $0,216 \Omega\text{cm}$ erreicht. Für weiter ansteigende Temperaturen zeigt sich ein Halbleiter-Verhalten. Bei 300K wurde ein Widerstand von $(0,102 \pm 0,010) \Omega\text{cm}$ festgestellt.

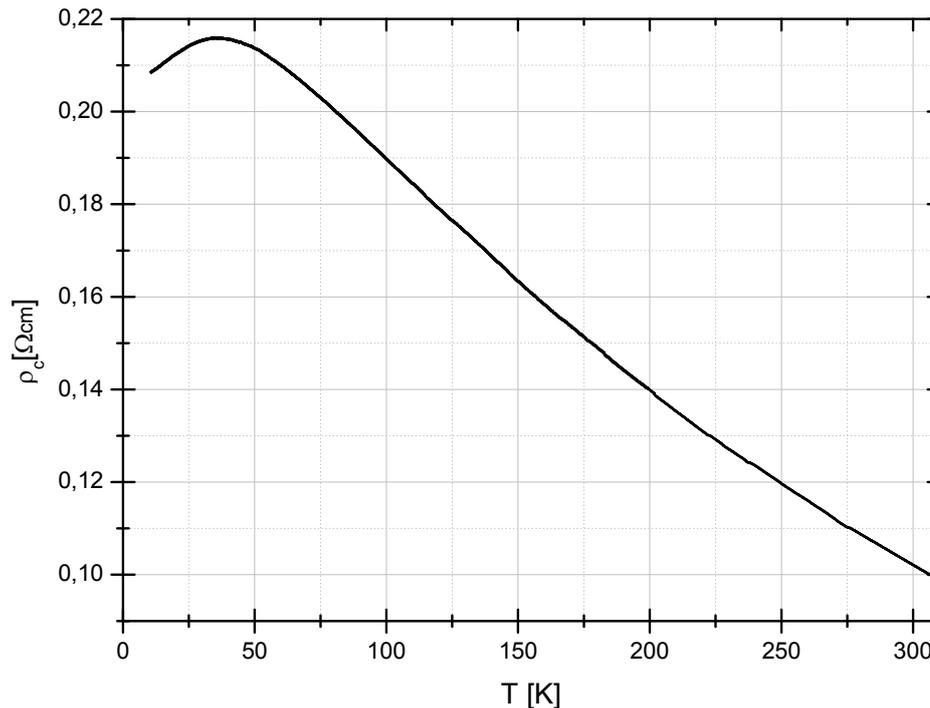


Abbildung 7.8: Widerstandsverlauf in c-Achsenrichtung im Temperaturbereich von 10,7K bis 310K.

Die einzelnen Transportgrößen für den Transport senkrecht zu den Graphit-schichten konnten hier nicht ermittelt werden. Nach den Angaben von [Oka09] sind zumindest die Ladungsträger-Mobilitäten normal zur Ebene um 3 Größenordnungen geringer, als jene parallel in der Ebene.

Konklusio in Übereinstimmung mit den eigenen gewonnen Daten an HOPG und den Daten von Kem02, Tsu79 und Mat90:

Nach Studieren von zwölf Datensätzen der oben genannten Quellen, lässt sich bei Betrachtung derer Perfection Parameter keinerlei Aussage über die Größe von ρ_c treffen. Durch das vollständige Fehlen einer Systematik der Messresultate können nur begründete Vermutungen getroffen werden.

Für die generelle Größe von ρ_c kommen nur 2 Faktoren in Frage – Stapelfehler und Defekte zwischen den Schichten. Nach den ermittelten Werten von [Mat90] für die freie Weglänge zwischen Stapelfehler in

Übereinstimmung mit dessen Resultaten (siehe Abb. 3.8) ergibt sich das Grundlevel (GL) von ρ_c überwiegenden Teils anhand der ungeordneten Graphitschichten.

Bei genauerer Betrachtung, lässt sich jetzt zusätzlich feststellen, dass die Widerstands-Differenz (WD) zwischen Peak-Maximum und dem ρ_c -Wert bei Raumtemperatur für HOPG $> 0,3 \cdot GL$ und für KG $< 0,2 \cdot GL$ ist. Die kleineren Werte der WD können sich durch die bei KG vermutete größere Anzahl an Fremdatomen (von der Produktion herrührend) zwischen den Schichten erklären lassen, wodurch die Mobilität der Ladungsträger stärker reduziert wird und der Widerstand weniger stark abnimmt, im Vergleich zu HOPG.

Den Anstieg in den Widerständen kann man durch die Mischung des Leitungspfades der ab-Ebenen mit jenem senkrecht dazu erklären, die durch Gitterfehler oder Verunreinigungen entsteht [Mat90]. Für Proben mit einer besonders hohen Anzahl an Stapelfehlern scheint diese Mischung allerdings nicht aufzutreten, da die thermische Freisetzung von LT, die auf fehlgestapelten Schichten lokalisiert sind überwiegt. In den meisten Proben dominieren diese LT erst bei höheren Temperaturen, nach dem auftretenden Maxima im Widerstand und führen dort zu einem starken Abfall von diesem. Die durch die steigenden Temperaturen ins Leitungsband angehobenen Elektronen sind ebenfalls für das Sinken des Widerstandes verantwortlich.

Der Mosaic Spread-Wert scheint nahezu keinen Einfluss auf den Widerstandswert zu haben. Leider sind von fast allen Proben keine Werte bekannt. Da aber bei allen von Werten von $0,4^\circ$ bis 3° ausgegangen wird, und bei einer Probe mit $r_R=60$, also extrem guter Leitfähigkeit in den ab-Ebenen, ein möglicher Effekt am deutlichsten zu sehen sein sollte, was allerdings nicht der Fall war, muss man davon ausgehen, dass kein Einfluss existiert.

7.2.2. Magnetowiderstand in transversaler Geometrie

Für Ströme in c-Achsenrichtung ist die transversale Geometrie das Pendant zur longitudinalen mit dem Stromtransport in der ab-Ebene.

Die hier ermittelten Werte resultieren aus den gleichen Gründen - aus der Fehlstellung der Kristallite zur c-Achsenrichtung.

Der Anteil des durch die Fehlstellung verursachten Magnetowiderstandes beträgt rund ein Vierzigstel des longitudinalen. Das dieser im Vergleich zur ab-Ebene deutlich größer ist, resultiert mit hoher Wahrscheinlichkeit aufgrund der Tatsache, dass die Probe hier zwischen zwei Plastikringen sitzt und nicht vollkommen parallel zur Auflagefläche liegt.

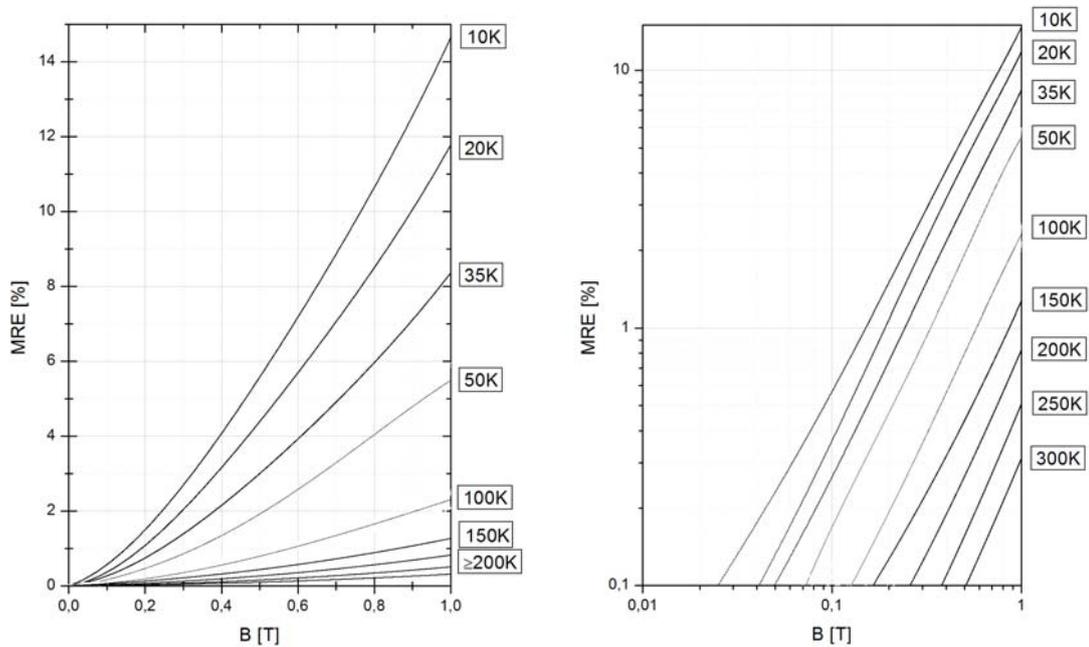


Abbildung 7.9: Darstellung des magnetoresistiven Effektes im Temperaturbereich von 10-300K für Magnetfelder von 0-1T senkrecht zur c-Achse der Graphitprobe, in denen der Stromfluss stattfindet. Links die lineare, rechts die doppelt logarithmische Darstellung.

7.2.3. Magnetowiderstand in longitudinalaler Geometrie

Bei den besten erzielbaren Bedingungen $T \sim 10\text{K}$ und $B=1\text{T}$ zeigt sich ein maximaler MRE von rund 550%. Bei Raumtemperatur sinkt dieser Wert auf gerade mal 15%.

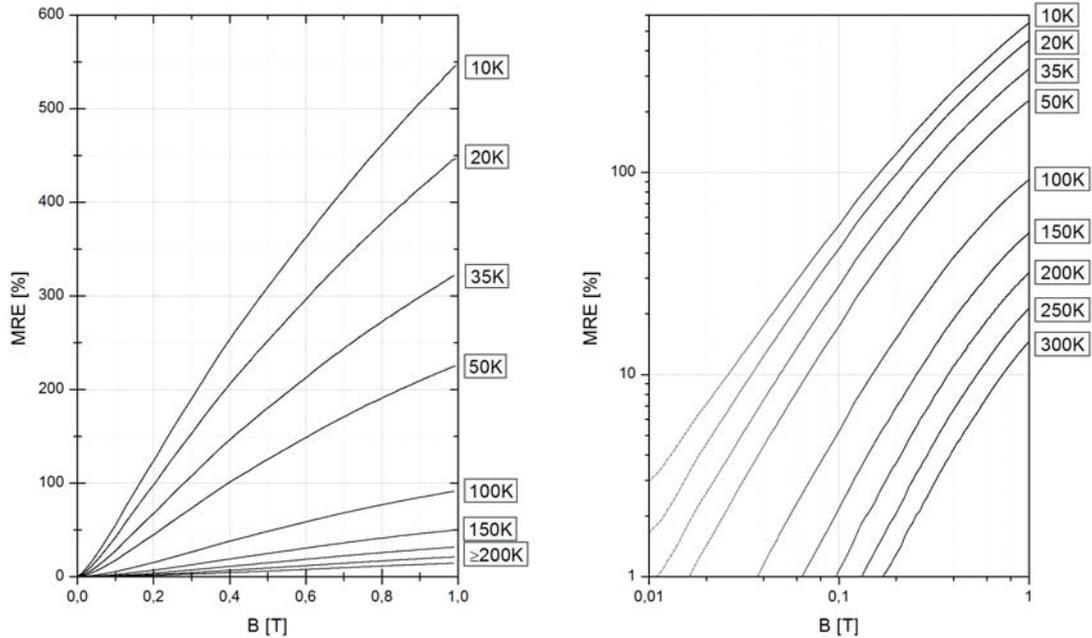


Abbildung 7.10: Darstellung des magnetoresistiven Effektes im Temperaturbereich von 10-300K für Magnetfelder von 0-1T parallel zur c-Achse der Graphitprobe, in denen der Stromfluss stattfindet. Links die lineare, rechts die doppelt logarithmische Darstellung.

Generell ist zu sagen, dass die Magnetfeldabhängigkeit des MR grundlegend unterschiedlich zu jenem bei Stromtransport in der ab-Ebene ist. Eine näherungsweise quadratische Magnetfeldabhängigkeit bei geringen Feldern von 0,05T kann generell gesehen werden. Diese wird jedoch hingehend zu tieferen Temperaturen immer stärker von anderen Effekten unterdrückt – die für tiefe Temperaturen dominierenden Minoritäts-Löcher könnten dafür verantwortlich sein.

Ebenso könnten diese an dem stetig sinkenden N bei steigendem Magnetfeld verantwortlich sein. Für ausreichend hohe Felder zeigt sich sogar bei Raumtemperatur ein linearer Magnetowiderstand ($N=1$). Bei tieferen Temperaturen werden sogar Werte unter 1 erreicht.

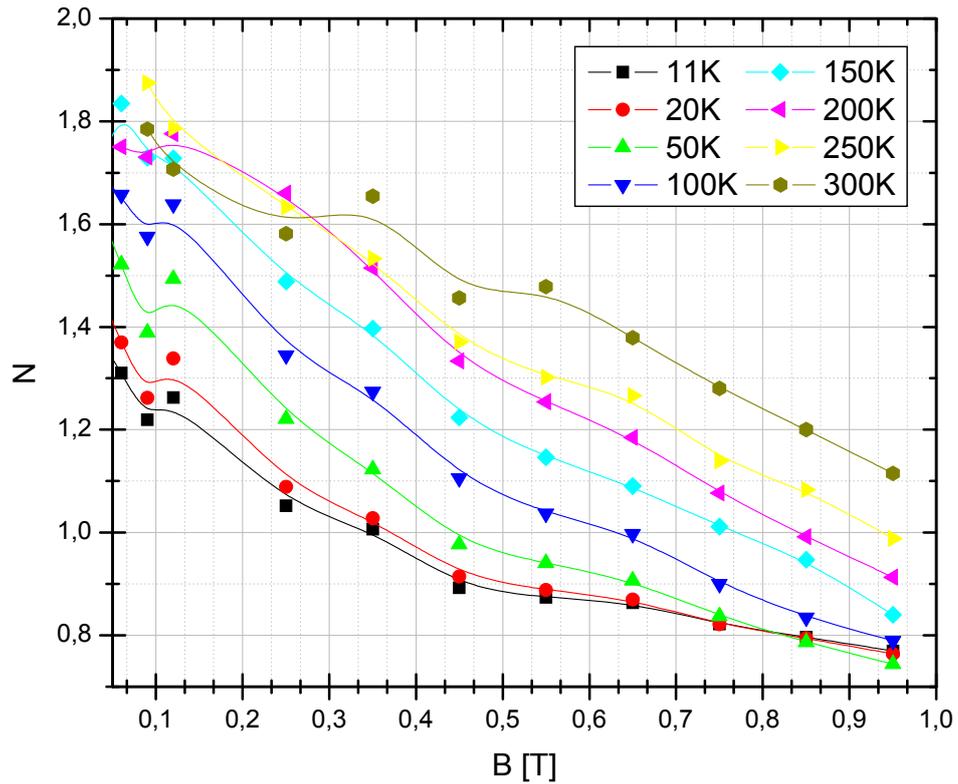


Abbildung 7.11: Verlauf des Magnetfeldexponenten N des Magnetowiderstandes bei Temperaturen von 11K bis 300K.

(Aufgrund des geringen MRE konnten bei den sehr kleinen Magnetfeldern bei 250K und 300K keine Exponenten ermittelt werden.)

7.3. Magnetfeld-induzierte Übergänge in der ab-Ebene

7.3.1. MIT in transversaler Geometrie

Das kritische Magnetfeld, bei welchem der MIT statt findet liegt bei ungefähr 0,036T. Bei dem höchsten Magnetfeld von 1T zeigt sich bei der tiefsten erreichbaren Temperatur von 11K ein wiedereintretendes metallisches Verhalten.

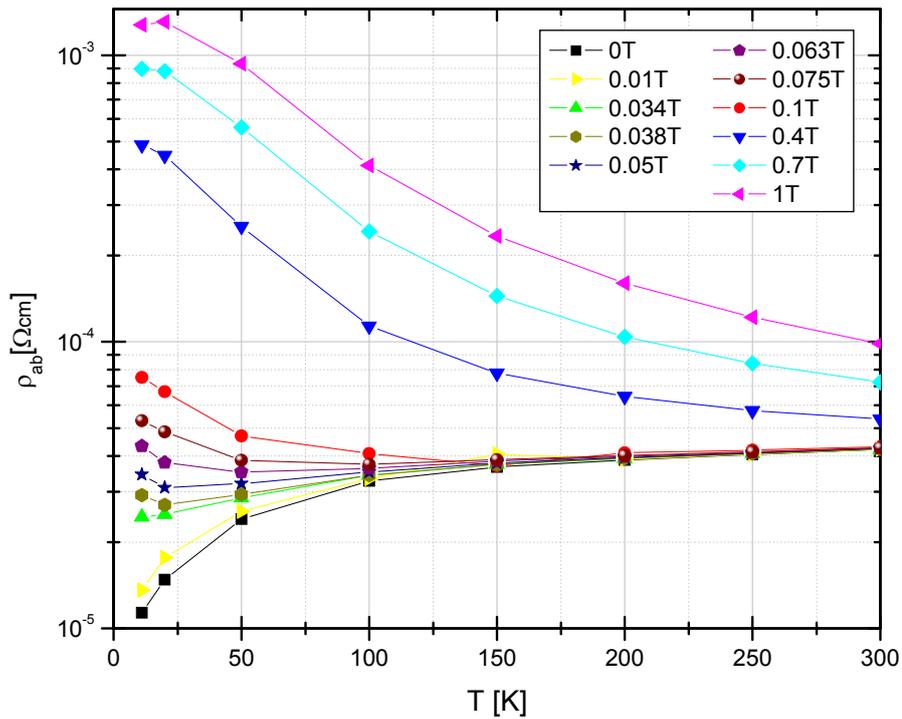


Abbildung 7.13: Verlauf des Widerstandes der ab-Ebene unter Einwirkung eines Magnetfeldes senkrecht zur Ebene.

7.3.2. MIT in longitudinalaler Geometrie

Wie sich schon beim longitudinalen Magnetowiderstand gezeigt hat, erfolgt jede Änderung des Widerstandes in der ab-Ebene bei parallelen Magnetfeld allein aufgrund der Tatsache, dass die c-Achsen der Graphit-Kristallite nicht perfekt senkrecht zu den Schichten sind.

Da für den Widerstand von perfektem Graphit in dieser Geometrie keine Änderung des Widerstandes zu erwarten ist, existiert auch kein Magnetfeld-induzierter Übergang.

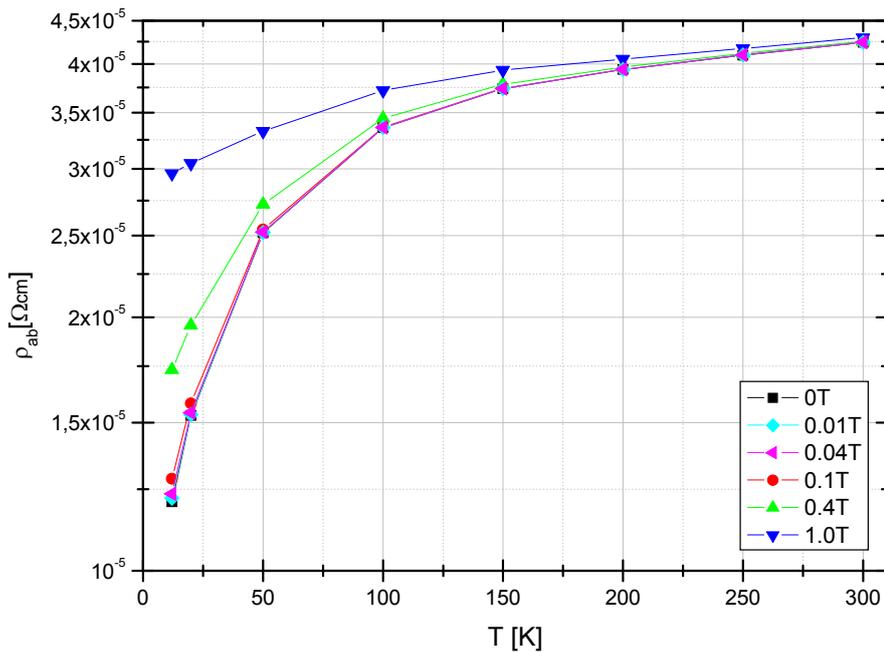


Abbildung 7.14: Verlauf des Widerstandes der ab-Ebene unter Einwirkung eines Magnetfeldes parallel zur Ebene.

7.4. Magnetfeld-induzierte Übergänge in der c-Achse

7.4.1. MIT in transversaler Geometrie

Die Betrachtung des MIT bei Stromfluss entlang der c-Achse und senkrecht dazu liegendem Magnetfeld ist das Analogon zum MIT der ab-Ebene mit Magnetfeld parallel zur Ebene. Für perfekt orientiertes Graphit ist keine Änderung des Widerstandes infolge des Magnetfeldes zu erwarten, daher existiert hier kein MIT.

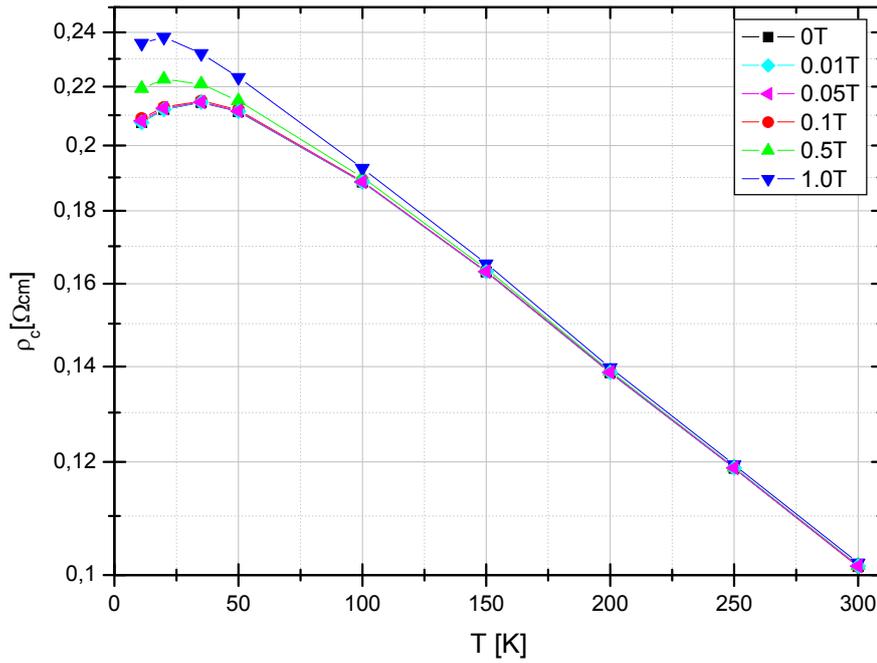


Abbildung 7.15: Verlauf des Widerstandes in c-Achsen-Richtung unter Einwirkung eines Magnetfeldes parallel zur Ebene.

7.4.2. MIT in longitudinaler Geometrie

Der Übergang von metallischem zu Halbleiter-Verhalten findet in der c-Achse bei einem kritischen Feld von ungefähr 0,025T statt.

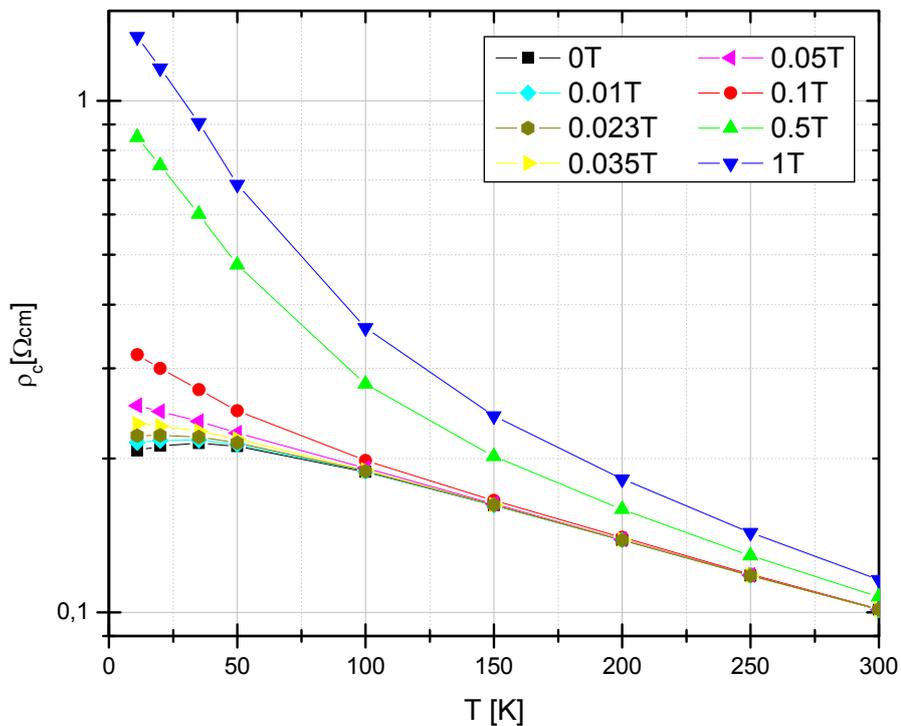


Abbildung 7.16: Verlauf des Widerstandes in c-Achsen-Richtung unter Einwirkung eines Magnetfeldes parallel zur c-Achse.

7.5. Anisotropie

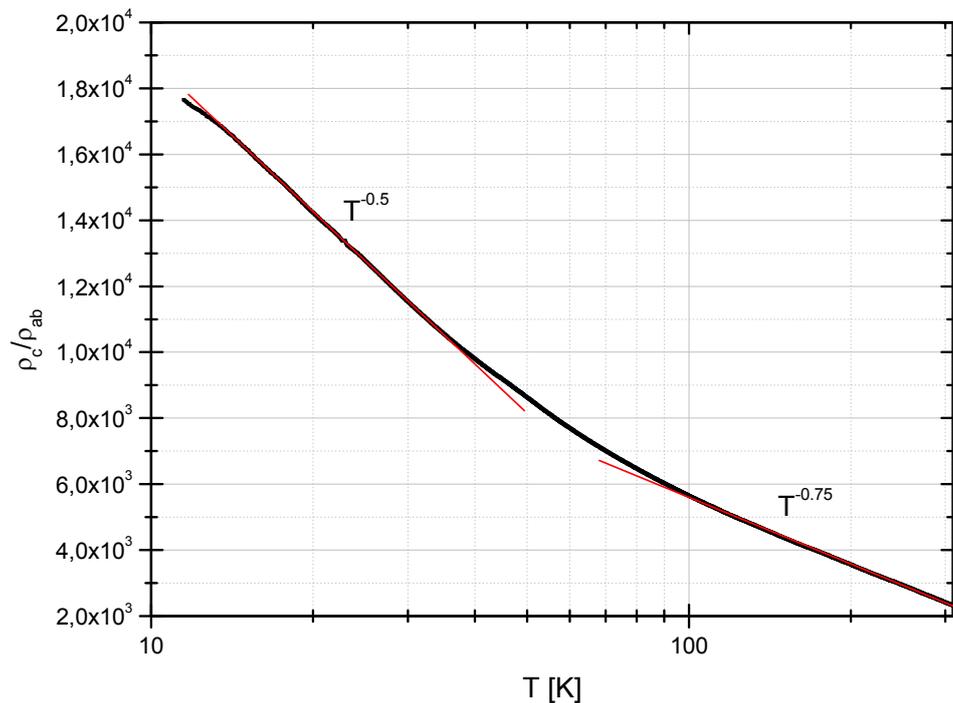


Abbildung 7.12: Verlauf der Anisotropie zwischen c-Achsen- und ab-Ebenen-Widerstand

Das schon bei Raumtemperatur große Widerstandsverhältnis ρ_c/ρ_{AB} von ~ 2000 steigt für Temperaturen nahe 10K um fast einen Faktor 10. Aus dem Widerstandsverlauf der c-Achse zeigt sich, dass diese Steigerung der Anisotropie mit einer Verminderung der Kopplung zwischen den einzelnen Ebenen verbunden ist und zu einer deutlicheren Zweidimensionalität in den Transporteigenschaften führt. Begünstigt wird dieses Verhalten durch den geringen Wert des Mosaic Spreads, wodurch die Leitfähigkeit der c-Achse nahezu nicht mit jener der Schichten vermischt wird. Nur Gitterdefekte oder/und Verunreinigungen tun dies in gewissem Maße.

Dadurch lässt sich vermuten, dass je tiefer die Temperaturen sinken, sich Quanteneffekte umso deutlicher erkennen lassen. Gerade durch diesen 2D-Charakter nehmen allerdings auch Korrelationseffekte und Instabilitäten zu.

Mit ansteigenden Temperaturen sinkt die Anisotropie $\propto T^{-0,53}$ bis 40K und ab 100K bis Raumtemperatur stärker mit $T^{-0,75}$.

7.6. Hall-Effekt-Messungen

7.6.1. *B-Out-of-plane*-Hall-Effekt

Bei dem eingestellten Magnetfeld von rund 1T ist deutlich zu sehen, dass über den gesamten Temperaturbereich eine negative Hallkonstante gemessen werden kann.

Der Wert von R_H bei 300K ist $(-1,26 \pm 0,20) \cdot 10^{-7} \text{m}^3 \text{C}^{-1}$. Bis zu einer Temperatur von ungefähr 100K bleibt R_H relativ konstant. Darunter ist ein rasanter Abfall zu höheren negativen Werten zu sehen, der für sehr tiefe Temperaturen unter 10K zu sättigen scheint, oder aber wie in Abb. 3.11 zu positiveren Werten ansteigt. Bei 13K beträgt die Hallkonstante $(-2,06 \pm 0,32) \cdot 10^{-6} \text{m}^3 \text{C}^{-1}$.

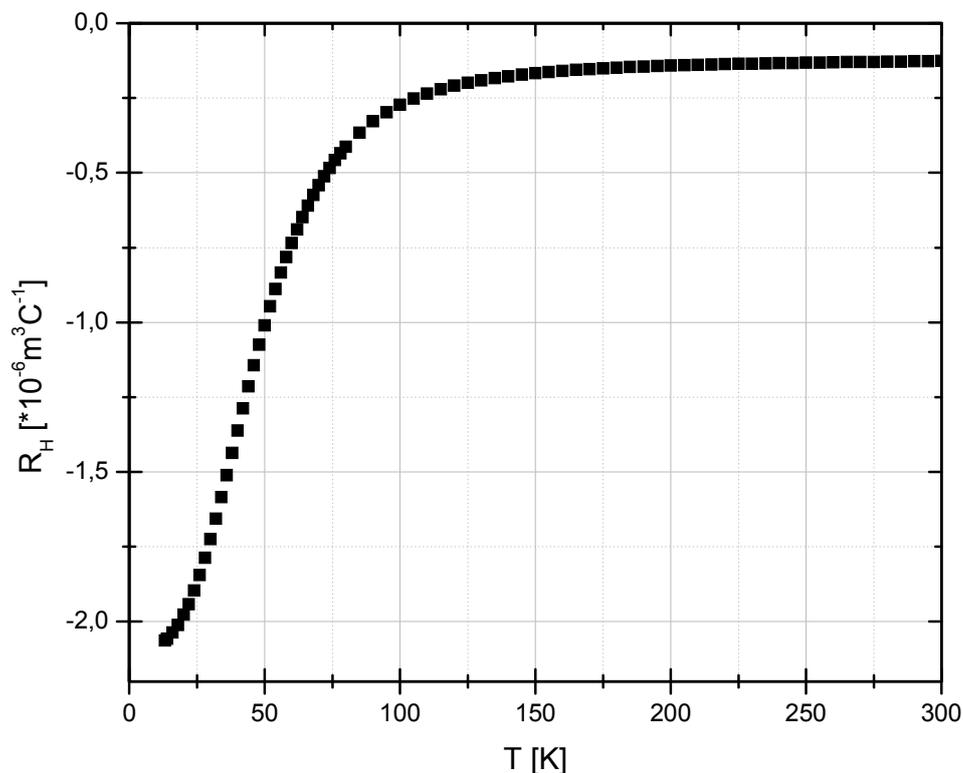


Abbildung 7.17: Verlauf der Hallkonstanten im Temperaturbereich 11 bis 300K für die Messung des Halleffektes in den Schichten bei dazu senkrecht stehendem Magnetfeld von 1T.

Parallelen der Hallkonstanten von HOPG können nicht nur werte-, sondern auch verlaufsmäßig mit jenem von Kish-Graphit (siehe Abb. 3.11) gefunden werden. Dort zeigt sich, dass positive Hallkoeffizienten, für Temperaturen unter 200K bei kleinen Magnetfeldern durchaus möglich sind, allerdings für ansteigende Magnetfelder immer geringer und schließlich negativ werden. Aber auch selbst bei genügend kleinen Magnetfeldern werden die positiven Hallkoeffizienten hin zu tiefen Temperaturen negativ.

Nach den vorgenommenen Messungen und in Übereinstimmung mit KG aus Abb. 3.11 weist R_H für Magnetfelder knapp unter einem Tesla, über einen sehr großen Temperaturbereich (60K bis 300K) einen geringen negativen

nahezu konstanten Wert auf. Die Temperatur, bei welcher der starke Abfall zu größeren negativen Werten auftritt, scheint mit der Größe des Magnetfeldes zu steigen, ebenso die tatsächliche Stärke des Abfalls.

Unter der Annahme, dass es sich bei den experimentell ermittelten Dirac-Fermionen, tatsächlich um Minoritäts-Löcher handelt [Luk09], ist die Vermutung, dass diese für das anormale Verhalten des Hall-Effektes bei tiefen Temperaturen, sowie niedrigen Magnetfeldern verantwortlich sind nicht einfach darzulegen. Wären diese Ladungsträger bei besagten Konditionen vorwiegend am Transport beteiligt, würde der Hallkoeffizient dort in Richtung positiver Werte zunehmen. Das Gegenteil ist der Fall – bei tiefen Temperaturen und kleinen B -Feldern sinkt R_H .

Wie [Sug82] und [Ono68] aus theoretischen Berechnungen heraus allerdings schon gezeigt haben entspricht genau solch ein Verlauf jenem berechneten, indem $\gamma_3 > 0$ ist und Minoritätsladungsträger vorhanden sind.

Ein Erklärungsversuch anhand eines Drag-Effekts, bei dem die hochmobilen Minoritätslöcher Majoritätselektronen mitziehen, es zu einem Vorzeichenwechsel kommt und so in den negativen Werten resultiert, wird wie auch schon von [Coo70] als unrealistisch angesehen. Aus diesen Zusammenhängen und der Tatsache, dass zumindest um eine Größenordnung weniger Minoritäts- als Majoritätsladungsträger in Graphit sind, kann angenommen werden, dass die Dirac-Fermionen nicht vollständig für das anormale Verhalten verantwortlich sind.

Vielmehr ist es wohl so, dass die durch die dreieckige Verzerrung der FO der Ladungsträger, in den Zyklotronbewegungen höhere Harmonische induziert werden [Dil78, Dil78b] und derer effektive Massen die Transportbeiträge reduzieren und/oder deren Vorzeichen ändern. Aufgrund der Lage der Ladungsträger entlang der Zonenkante, muss man davon ausgehen, dass die Verzerrung der Oberflächen der Elektronen größer ausfällt, und daher über jene der Löcher stärker dominiert.

Wechselwirkungen von Majoritäts-Ladungsträgern untereinander werden im weiteren ausgeschlossen. Nach Berechnungen von [Ono68] sind Änderungen in den Relaxationszeiten von nicht mehr als 10% zu erwarten. Sicherlich sind diese Effekte nicht Null, aber dennoch nicht annähernd in einem Bereich um diese zu den auftretenden Anomalien zuzuschreiben.

Vielmehr ist eine Berücksichtigung der WW von Minoritäts-Löchern untereinander notwendig, die vor allem bei tiefsten Temperaturen Beiträge liefern, hier aber nicht weiter behandelt werden.

Effekte durch sich ändernde Ladungsträgereigenschaften entlang der Zonenkante sind durchaus vorhanden, fallen nach [Dil78b] aber im Vergleich zu den Effekten der FO-Verzerrungen nicht ins Gewicht.

Unter welchen Bedingungen und in welcher Weise R_H sich mit Temperatur und Magnetfeld ändert, soll im folgenden aus den bisher erfolgten experimentellen Ergebnissen und theoretischen Berechnungen gedeutet werden.

Grundsätzlich wird bei der hier durchgeführten Analyse des Hallkoeffizienten vorwiegend dessen Verlauf betrachtet, da sich aus diesem die bestimmenden Faktoren deuten lassen. Die tatsächlichen Werte sind dann im folgenden durch die geringe Fermi-Energie stark von Defekten im Material abhängig.

Konklusionen in Übereinstimmung mit den eigenen experimentellen Daten, den Daten aus [His72, Kaw77, Dil78, Sou58, Osh82] und den theoretischen Berechnungen von [Osh82, Ono68]:

In der Magnetfeldabhängigkeit zeigt sich für genügend hohe Magnetfelder bei 4,2K ein negativer Wert von R_H , der bis hin zu Raumtemperatur negativ bleibt, jedoch kleiner wird. Ein vollständiges Ausbleiben von Effekten der Minoritätslöcher hängt möglicherweise damit zusammen, dass diese durch die starken Magnetfelder in ihren Zyklotronbahnen gehalten werden, und nichts beitragen können. Für abnehmendes Magnetfeld zeigt sich ein starker Anstieg hin zu positiven Werten, der für zunehmende Temperaturen jedoch zunehmend flacher wird. Je größer die Kristallitgrößen bzw. r_R sind, umso stärker ist dieser Anstieg, und umso höher liegt das Maximum, bis zu welchem R_H ansteigt. Das dabei auftretende Magnetfeld sinkt mit zunehmender Kristallitgröße. Für weiter sinkendes Magnetfeld fällt R_H wieder. Die Abnahme für Magnetfelder gegen Null scheint durch die FO-Verzerrung der Elektronen zu erfolgen und gegen das Auftreten der Minoritätslöcher, die gegenteiligen Effekt hätten, zu dominieren.

Ausnahmen sind manche Proben bei denen eine starke Dominanz der Dirac-Fermionen zu sehen ist, die sich darin zeigt, dass für kleine B -Felder R_H noch stärker zunimmt und kein deutliches Maximum von R_H , oder erst bei minimalen B -Felder auftritt. (Aufgetreten bei KG mit eher schlechtem r_R von 13 und 18 – möglicherweise durch Verunreinigungen zwischen den Graphitschichten, die zu einer Erhöhung der Mi-LT führt)

Selbiges Verhalten kann auch in Abhängigkeit der Temperatur gesehen werden - das bei tiefen Temperaturen auftretende Maximum, schiebt sich hingehend zu höheren Temperaturen zu kleineren Feldern (z.B. in [Sou58]). Dadurch kann man schließen, dass die Balance zwischen den beiden dominierenden Effekten temperaturabhängig ist und Minoritätsladungsträger bei kleinen T den FO-Verzerrungen umso mehr unterlegen sind, je besser die Probe ist. Ein schlechterer r_R -Wert kann eine größere Konzentration von Mi-LT und deren Dominanz bedeuten.

Für schlechte PG-Proben mit kleinem r_R kann der Anstieg von R_H sogar ausbleiben und für abnehmende Magnetfelder R_H ausschließlich absinken.

Anhand des Temperatur- und Kristalldefekt-abhängigen Auftretens der Effekte von Mi-LT und FO-Verzerrung lässt sich der Verlauf des Hallkoeffizienten auch in Abhängigkeit der Temperatur ausgezeichnet beschreiben.

Bei der Betrachtung des Zero-field-Hallkoeffizienten sind bei Raumtemperatur durch die Phononenstreuung nahezu unabhängig vom Magnetfeld und der Art des Graphits, und somit auch wenig von r_R oder dem mosaic spread, ausschließlich negative Werte zu sehen. Elektronenkonzentration und deren Mobilitäten dominieren über jene der Löcher. Effekte die bei tieferen Temperaturen Anomalien verursachen, sind bei Raumtemperatur nicht auffällig.

Für sinkende Temperaturen zeigt sich ein Anstieg, der für sehr gute Proben zu einem Maximum bei $\sim 60\text{K}$ führt und darunter schnell abfällt. Wie gerade festgestellt wurde, überwiegen bei Proben mit großem r_R -Wert die Effekte der FO-Verzerrung, die sich in einem Sinken des Hall-Werts bemerkbar machen. Damit wäre eine Erklärung hierfür gefunden. Den theoretischen Berechnungen nach, zeigt ein Verlauf des Hall-Effekts mit $\gamma_3 > 0$ den selben Verlauf mit einem Maximum bei ungefähr 50K .

Für Proben mit deutlich kleinerem r_R -Wert steigt der Hallkoeffizient entweder ständig weiter an - solch ein Verlauf entspricht einer theoretischen Berechnung mit $\gamma_3 = 0$, oder erreicht erst bei sehr tiefen Temperaturen, wo ein Überwiegen der FO-Verzerrungs-Effekte bei mittulguten Proben möglich ist ein Maximum. Das Maximum von $R_H(T)$ steigt mit sinkenden Werten von γ_3 .

Für ansteigende Magnetfelder ist ein Abflachen des Anstieges zum Maximum und eine Absinken des Maximums, bzw. das Entstehen eines solchen zu sehen. Mit steigendem B -Feld zeichnet sich also ein Wachstum der Effekte der FO-Verzerrungen ab. Aus den Messungen der HOPG-Probe sieht man, dass sich für große Magnetfelder kein Anstieg von R_H mehr abzeichnet und bei tiefen Temperaturen nur die Verzerrungen der Elektronen-Oberflächen eine Rolle spielen.

Ein bisher noch völlig außer Acht gelassener Aspekt ist die Abnahme der Abstände der Graphitschichten mit der Temperatur, die möglicherweise mit einer signifikanten Änderung der Kopplung und einer Korrektur des Bandparameters γ_3 , welcher maßgeblich mit der Erzeugung der Minoritäts-Löcher zusammen hängt, verbunden sein kann.

Meist erfolgt die Gewinnung der Bandparameter aus Oszillations-Effekten, die ausschließlich bei tiefen Temperaturen auftreten, wodurch sich die Frage stellt in wie fern diese bei höheren Temperaturen noch korrekt sind. So besteht die Möglichkeit, dass eine angesprochene Nichtbeteiligung der Dirac-Fermionen bei Raumtemperatur [Ono66, Ono68] auf einen verringerten Wert von γ_3 zurückführbar ist.

7.6.2. B-In-plane-Hall-Effekt

Diese Pseudo-Hall-Messung dient allein dem Zweck der Überprüfung der Fehlorientierungen der Kristallite. Bei einem Magnetfeld parallel zu den Schichten und paralleler Flussrichtung des Stromes, befinden sich ausschließlich fehlorientierte Kristallite mit dem Anteil ihrer Fehlorientierung in der klassischen Hallanordnung, die zum gemessenen Halleffekt letztendlich beitragen.

Bei dieser Anordnung wird bei Raumtemperatur (300K) eine Hallkonstante von $(-2,48 \pm 0,01) \cdot 10^{-9} \text{m}^3 \text{C}^{-1}$, bei 15K eine von $(-1,82 \pm 0,01) \cdot 10^{-8} \text{m}^3 \text{C}^{-1}$ gemessen.

Dies sind Werte, die um einen Faktor 50 bis 100 kleiner sind, als jene der *B*-Out-of-plane-Messung. Der Verlauf an sich entspricht jenem, der sich für deutlich geringere Magnetfelder in der Messung mit senkrechtem Magnetfeld ergeben würde, wie dies auch in Abb. 3.11 an Kish-Graphit zu sehen ist. Bei der gewählten Anordnung lässt sich analog zum longitudinalen Magnetowiderstand, die tatsächliche senkrechte Komponente des Magnetfeldes zum Strom berechnen. Diese entspräche einem Magnetfeld der Größe 10 bis 20mT senkrecht zu den Ebenen.

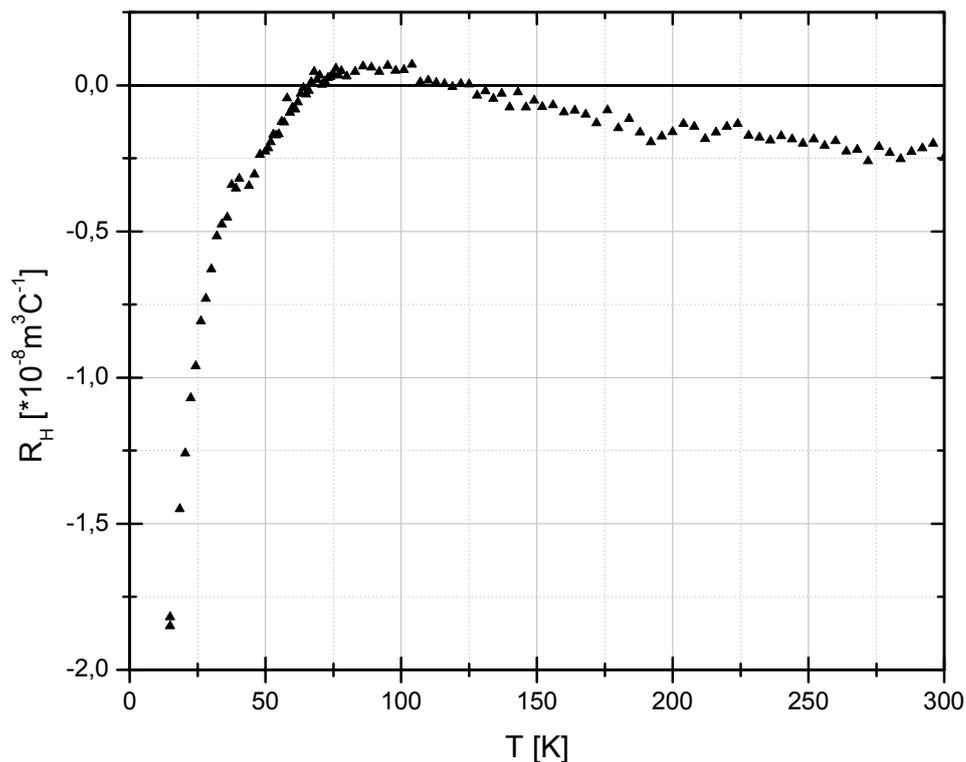


Abbildung 7.18: Verlauf der Hallkonstanten im Temperaturbereich 15 bis 300K für die Messung des Halleffektes in den Schichten bei dazu parallelem Magnetfeld.

In Anlehnung an die Ergebnisse der Ladungsträgerbeweglichkeiten, zeigt sich bei nahezu der selben Temperatur von rund 120K die einsetzende Dominanz der Löcher über die Elektronen. Eine Interpolation für Magnetfelder gegen Null würde die zunehmende Herrschaft der Löcher für sinkende Temperaturen in einem ansteigenden Hallkoeffizienten darstellen. Jedoch für endliche Magnetfelder bestimmen, wie erläutert die auftretenden Effekte das Aussehen von R_H , wodurch dieser für sinkende Temperaturen negativ wird.

KAPITEL 8

8. Schlussfolgerungen

Das Widerstandsverhalten von HOPG innerhalb der Graphitschichten ist nicht sonderlich unterschiedlich zu jenem von natürlichem oder Kish-Graphit. Hauptunterschiede zeigen sich bei HOPG in den Widerstandswerten bei niedrigen Temperaturen vor allem aufgrund der geringeren Kristallitgrößen. Für hochorientierte Proben ist bis 200K stets metallisches Verhalten zu sehen, dessen exakter Verlauf von r_R und den sich daraus ergebenden Beweglichkeiten, aber auch von der Häufigkeit von auftretenden Stapelfehlern abhängt. An ungeordneten Schichten werden im Gegensatz zu KG unterhalb von 100K mit steigender Temperatur zusätzliche Ladungsträger erzeugt, die den Verlauf der Ladungsträgerkonzentrationen unterschiedlich aussehen lassen. Für Temperaturen über 200K ist das Widerstandsverhalten scheinbar von der thermischen Behandlung bei der Produktion abhängig, wodurch neben metallischen und Halbleiter-Verhalten, auch ein konstant bleibender Widerstand möglich ist.

Im c-Achsen-Widerstand ist für tiefe Temperaturen bis 36K $dR/dT > 0$, für Temperaturen darüber $dR/dT < 0$ zu sehen.

Dessen Aussehen scheint wenig von r_R , jedoch stark von der Anzahl der Stapelfehler abzuhängen. In wie fern ρ_c von ungeordneten Schichten, Verunreinigungen und Kristalldefekten in den Ebenen, Verunreinigungen zwischen den Schichten und möglicherweise auch den Kristallitausrichtungen genau abhängt, muss aufgrund der vielen Parameter an Proben deren Eigenschaften darauf getunt werden, erst ermittelt werden.

Für Magnetfelder parallel zur kristallografischen c-Achse konnten beim Stromtransport in den Schichten erwartungsgemäß bei tiefen Temperaturen große Widerstandsänderungen von über 11000% gemessen werden. Beim Stromfluss senkrecht zu den Schichten konnte immerhin noch ein MR von über 500% gesehen werden. Bei parallel zu den Graphitschichten angelegten Magnetfeldern konnte eruiert werden, dass der gemessene Magnetowiderstand durch die Fehlstellung der Kristallite in c-Richtung zustande kommt.

Für die Magnetfeldabhängigkeit des transversalen MR konnten bei Magnetfeldern über 0,1T im oberen Temperaturbereich annähernd das klassische quadratische Verhalten gesehen werden. Der oft prognostizierte lineare MR konnte für sehr kleine Magnetfelder ($< 0,03T$), als auch bei tiefen Temperaturen für große Magnetfelder festgestellt werden. Vor allem die Ladungsträgermobilitäten scheinen bei Temperaturen unter 100K das Verhalten des MR zu bestimmen. In wie weit Mi-LT, FO-Verzerrungen oder Quantenströme an Kristallitgrenzen dafür verantwortlich sind konnte nicht vollständig geklärt werden.

Beim longitudinalen MR zeigte sich eine mit steigendem Magnetfeld abnehmende Magnetfeldabhängigkeit des Magnetowiderstandes.

Ein MIT wurde ausschließlich für parallel zur c-Richtung angelegte B -Felder, in a- und c-Richtung gefunden. Das kritische Magnetfeld beider Übergänge liegt im Bereich von 30mT.

Das Verhalten des Hallkoeffizienten in Abhängigkeit von Magnetfeld- und Temperaturänderungen konnte durch Analyse von vorausgegangenen Messresultaten und den hier durchgeführten Messungen an HOPG vor allem anhand des Perfection Parameters r_R erklärt werden. Daraus konnte weiters aufgezeigt werden, wie sich dadurch die Effekte von Mi-LT und FO-Verzerrungen verhalten und in Erscheinung treten.

Für eine Abhängigkeit vom Mosaic Spread konnten im klassischen Hall-Effekt keine Anzeichen gefunden werden.

In welcher Weise Mosaic Spread und Stapelfehler Veränderungen im Hallkoeffizienten und in der Magnetfeldabhängigkeit des MR verursachen können bleibt ungeklärt und bedarf einer speziellen experimentellen Zuneigung.

Literaturverzeichnis:

- [Abr78] A.A. Abrikosov; J. Less-Common Metals 62, 451 (1978)
- [Abr98] A.A. Abrikosov; Phys. Rev. B 58, 2788 (1998)
- [Abr00] A.A. Abrikosov; Europhys. Lett. 49, 789 (2000)
- [Abr01] E. Abrahams, S.V. Kravchenko, M.P. Sarachik;
Rev. Mod. Phys. 73, 251 (2001)
- [Adv09] GE Advanced Ceramics Corporation (ehemals Union Carbide Inc.)
<http://www.advceramics.com>
- [Arg60] P.N. Argyres; Phys. Rev. 117, 315 (1960)
- [Arn09] A. Arndt, D. Spoddig, P. Esquinazi, J. Barzola-Quiquia, S. Dusari, T. Butz; Phys. Rev. B 80, 195402 (2009)
- [Ash76] N.W. Ashcroft, N.D. Mermin;
Solid State Physics, Saunders College Publishing (1976)
- [Ber55] T. Berlincourt, M.C. Steele, Phys. Rev. 94, 956 (1955)
- [Bia01] C. Biagini et al.; Europhys. Lett. 55, 383 (2001)
- [Bra01] E. Brau, H. Bachmair;
Physik in unserer Zeit, Nr. 6, S.260-266 (2001)
- [Bur09] F.J. Burnell et al.; Phys. Rev. B 79, 155310 (2009)
- [Byk02] D.D. Bykanov, S.V. Novikov, T.A. Polyanskaya, I.G. Savel'ev,
Fiz. Tekh. Poluprovodn. (St. Petersburg) 36, 1475 (2002)
bzw. Semiconductors 36, 1389 (2002)
- [Cas09] A. H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim; Reviews of Modern Physics, Vol. 81 (2009)
- [Cha95] T. Chakraborty, P. Pietilainen;
Springer Series in Solid-State Sciences 85, (1995)
- [Che71] Graham Chedd; Halbmetalle, Verlag DVA. Stuttgart (1971)
- [Coo70] J.D. Cooper, J. Woore, D. A. Young; Nature Vol. 225 (1970)
- [Das01] D. Das, S. Doniach;
Phys. Rev. B 60, 1261 (1999) bzw. 64, 134511 (2001)

- [Die63] R.J. Diefendorf; International Symp. on High Temperature, Technology, Asilomar Conference, California (1963)
- [Dil78] R.O. Dillon, I.L. Spain, J.A. Woolam, W.H. Lowrey; J. Phys. Chem. Solids Vol. 39, pp. 907-922 (1978)
- [Dil78b] R.O. Dillon, I.L. Spain; J. Phys. Chem. Solids Vol. 39, pp. 923-932 (1978)
- [Dre81] M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus; Adv. Phys. 30, 139 (1981)
- [Dre02] M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus; Adv. Phys. 51, 1 (2002)
- [Du05] X. Du, S.-W. Tsai, D. L. Maslov, A. F. Hebard; Phys. Rev. Lett. 94, 166601 (2005)
- [Eng93] L.W. Engel, D. Shahar, C. Kurdak, D. C. Tsui; Phys. Rev. Lett. 71, 8, 263 (1993)
- [Gal56] J.K. Galt, W. A. Yager, H. W. Dail; Phys. Rev. 103, 1586 (1956)
- [Gon01] J.C. Gonzalez, F. Guinea, M.A.H. Vozmediano; Phys. Rev. B, 63 (2001)
- [Gon07] J.C. Gonzalez, M. Munoz, N. Garcia; Phys. Rev. Lett. 99, 216601 (2007)
- [Gor02] E.V. Gorbar, V.P. Gusynin, V.A. Miransky, I.A. Shovkovy; Phys. Rev. B 66, 045108 (2002)
- [Gus05] V.P. Gusynin, S.G. Sharapov; Phys. Rev. Lett. 95, 146801 (2005)
- [Hal84] F.D.M. Haldane, Phys. Rev. Lett. 51, 605 (1983); B.I. Halperin, Phys. Rev. Lett. 52, 1583 & 2390 (1984)
- [Hal83] B.I. Halperin; Helv. Phys. Acta 56, 75 (1983)
- [Hea57] R.R. Haering, P.R. Wallace; J. Phys. Chem. Solids 3, 253 (1957)
- [Hee07] H.B. Heersche, P. Jarillo-Herrero, J.B. Oostinga, L. M. K. Vandersypen, A. F. Morpurgo; Nature 446, 56 (2007)
- [Her60] C. Herring; J. Appl. Phys.; 31/11, 1939 (1960)
- [His72] Y. Hishiyama, A. Ono, T. Tsuzuku, T. Takezawa; Jap. Journal Appl. Pyhs., Vol. 11, No. 7 (1972)

- [His92] Y. Hishiyama, Y. Kaburagi; Carbon 30 (1992)
- [Hol92] N.A.W. Holzwarth; Graphite Intercalation Compounds II (1992)
- [Jai07] J. Jain; Composite Fermions, Cambridge University Press (2007)
- [Kab96] Y. Kaburagi, A. Yoshida, Y. Hishiyama;
J. Mater. Res., Vol. 11, No. 3 (1996)
- [Kaw77] K. Kawamura, T. Saito, T. Tsuzuku;
J. Phys. Soc. Japan 42, 574 (1977)
- [Kec70] V. V. Kechin; Sov. Phys.-Solid State 11, 1448 (1970)
- [Kem00] H. Kempa, Y. Kopelevich, F. Mrowka;
Solid State Communications 115, 539 (2000)
- [Kem02] H. Kempa and P. Esquinazi, Y. Kopelevich;
Phys. Rev. B, Vol. 65, (2002)
- [Kem03] H. Kempa, H.C. Semmelhack, P. Esquinazi, Y. Kopelevich;
Solid State Communications 125, 1–5 (2003)
- [Kem06] H. Kempa, P. Esquinazi, Y. Kopelevich;
Solid State Communications 138, 118–122 (2006)
- [Kel81] B.T. Kelly;
Applied Science, London/New Jersey, pp. 267, 293, 322 (1981)
- [Khv01] D.V. Khveshchenko, Phys. Rev. Lett. 87, 206401 (2001)
bzw. 87, 246802 (2001)
- [Kin53] G. H. Kinchin; Proc. Roy. Soc. (London) A217, 9 (1953)
- [Kin88] K. Kinoshita; Wiley-Interscience Publication, S.11 (1988)
- [Kit99] C. Kittel, 12. Auflage, Oldenbourg-Verlag München (1999)
Einführung in die Festkörperphysik
- [Kli80] K. v. Klitzing et al.; Phys. Rev. Lett. 45, 494 (1980)
- [Kon08] E. V. Konenkova, D. Grundler, M. Morgenstern, R. Wiesendanger;
Technical Physics Letters Vol. 34, No. 1, pp. 30–33 (2008)
- [Koo89] Daniel W. Koon, Arshad A. Bahl, Edward O. Duncan;
Rev. Sci. Instrum.; Vol. 60, No. 2, (1989)
- [Kop99] Y. Kopelevich, V. V. Lemanov, S. Moehlecke, J. H. S. Torres;
Physics of the Solid State Vol. 41, Nr. 12 (1999)

- [Kop00] Y. Kopelevich, P. Esquinazi, J.H.S. Torres, S. Moehlecke, Journal of Low Temperature Physics, Vol. 119, 691 (2000)
- [Kop03] Y. Kopelevich, P. Esquinazi, J.H.S. Torres, R.R. da Silva, H. Kempa; Adv. Solid State Phys. 43, 207 (2003)
- [Kop03b] Y. Kopelevich, J.H.S. Torres, R. Ricardo da Silva, F. Mrowka, H. Kempa, P. Esquinazi; Phys. Rev. Lett. 90, 156402 (2003)
- [Kop03c] Y. Kopelevich; Brazilian Journal of Physics, Vol. 33, No. 4 (2003)
- [Kop04] Y. Kopelevich, R.R. da Silva, J.H.S. Torres, S. Moehlecke, M.B. Maple; Physica C 408–410 (2004) 77–78
- [Kop06] Y. Kopelevich, J.C. Medina Pantoya, R. R. da Silva, S. Moehlecke; Phys. Rev. B 73, 165128 (2006)
- [Kop07] Y. Kopelevich, P. Esquinazi; Adv. Mater. 19, 4559–4563 (2007)
- [Kop09] Y. Kopelevich, B. Raquet, M. Goiran; Phys. Rev. Lett. 103, 116802 (2009)
- [Lan89] W. Lang; Synthetic Metals, 34, 491-496 (1989)
- [Lau83] R.B. Laughlin; Phys. Rev. Lett. 50, 1395 (1983)
- [Ler67] B. Lersmacher, H. Lydtin, W. F. Knippenberg; Zeitschrift für technische Chemie, Verfahrenstechnik und Apparatewesen, Heft 14, 26. Juli 1967
- [Lev09] M. Levin, M. P. A. Fisher; Phys. Rev. B 79, 235315 (2009)
- [Lu06] C.L. Lu, C.P. Chang, Y.C. Huang, J.M. Lu, C.C. Hwang, M.F. Lin J. Phys. Condensed Matter 18, 5849–5859 (2006)
- [Lu06b] Y. Lu, M. Munoz, C. S. Steplecaru, Cheng Hao, Ming Bai, N. Garcia, K. Schindler, P. Esquinazi; Phys. Rev. Lett. 97, 076805 (2006)
- [Luk04] I. A. Luk'yanchuk, Y. Kopelevich; Phys. Rev. Lett. 93, 166402 (2004)
- [Luk06] I. A. Luk'yanchuk, Y. Kopelevich; Phys. Rev. Lett. 97, 256801 (2006)
- [Luk09] I. A. Luk'yanchuk, Y. Kopelevich, Mimoun El Marssi; Physica B 404, 404–406 (2009)
- [Man01] T. Maniv, V. Zhuravlev, I. Vagner, and P. Wyder; Rev. Mod. Phys. 73, 867 (2001)

- [Mar98] N. Markovic, C. Christiansen, A.M. Goldman;
Phys. Rev. Lett. 81, 5217 (1998)
- [Mas99] N. Mason, A.Kapitulnik; Phys. Rev. Lett. 82 (1999)
- [Mas09] D.L. Maslov, V.I. Yudson, A.M. Somoza, M. Ortuno;
Phys. Rev. Lett. 102(21) (2009)
- [Mat90] K. Matsubara, K. Sugihara;
Phys. Rev. B, Vol. 41, No.2, 969 (1990)
- [Mat95] K.Matsubara, K.Sugihara, K. Kawamura;
J. Phys. Soc. Japan, Vol. 64, No.7, pp. 2558-2562 (1995)
- [McC55] J.D. McClelland; Phys. Rev. 100, 1807 (A) (1955)
- [McC57] J.W. McClure, Phys. Rev. 108, 612 (1957)
- [McC58] J.W. McClure, Phys. Rev. 112, 715 (1958)
- [McC61] J.W. McClure, L. B. Smith; Proc. 5th Conf. Carbon; Vol. 2, p. 3
Pergamon Press. Oxford (1961)
- [McC71] J.W. McClure;
Proceedings of the Internatinal Conference on Semimetals an
Narrow Gap Semiconductors, Pergamon, S.127-137 (1971)
- [Moo63] A.W. Moore; Thesis, University of London (1963)
- [Moo64] A.W. Moore, A.R. Ubbelohde, D.A. Young; Proc. Roy. Soc.
(London), Ser. A, 280, 153/69 (1964)
- [Mor84] D.T. Morelli, C. Uher; Phys. Rev. B 30, 1080 (1984)
- [Mro52] S. Mrozowski; Phys. Rev. 85, 609 (1952)
- [Nag77] H. Nagayoshi, K. Nakao, Y. Uemura; Solid State Commun. 18, 225
(1976) bzw. J. Phys. Soc. Japan 41, 1480 (1976); 43, 760 (1977)
- [Not75] K. Noto, T. Tsuzuku; Japan. Journal Appl. Phys. 14, 46 (1975)
- [Nov04] K.S. Novoselov, et al.; Science 306, 666 (2004)
- [Nov05] K.S. Novoselov, et al.; Proc. Natl. Acad. Sci. 102, 10451 (2005)
- [Nov05b] K.S. Novoselov, et al.; Nature 438, 197 (2005)
- [Nov05c] K.S. Novoselov et al.; Phys.Rev. B 72, 201401 (2005)

- [Nov07] K.S. Novoselov, Z. Jiang, Y. Zhang, S.V. Morozov, H.L. Störmer, U. Zeitler, J.C. Maan, G.S. Boebinger, P. Kim, A.K. Geim; Science 315, 1379 (2007)
- [Oca03] R. Ocana, P. Esquinazi, H. Kempa, J. Torres, Y. Kopelevich; Phys. Rev. B 68, 165408 (2003)
- [Och92] H. Ochimizu, T. Takamasu, S. Takeyama, et al.; Phys. Rev. B 46, 1986 (1992)
- [Ohl97] M. Ohler, J. Baruchel, Nuclear Instruments in Physics Research B 129, 257 (1997)
- [Oka09] S. Okada, T. Kobayashi; Japanese Journal of Applied Physics 48, 050207 (2009)
- [Ols62] J.L. Olsen; New York-London (1962) Electron transport in metals
- [Ono66] S. Ono, K. Sugihara; J. Phys. Soc. Japan 21, 861 (1966)
- [Ono68] S. Ono, K. Sugihara; J. Phys. Soc. Japan 24, 4 (1968)
- [Ono76] S. Ono; J. Phys. Soc. Japan 40, 498 (1976)
- [Osh82] H. Oshima, K. Kawamura, T. Tsuzuku, K. Sugihara; J. Phys. Soc. Japan, Vol. 51, No.5, pp. 1476-1481 (1982)
- [Pan06] V. Pantin, J. Avila, M.A. Valbuena, P. Esquinazi, M.E. Davila, M.C. Asensio; Journal of Physics and Chemistry of Solids 67, 546–551 (2006)
- [Par03] M.M. Parish, P.B. Littlewood; Nature 426, 162 (2003)
- [Par06] B. Partoens, F.M. Peeters, Phys. Rev. B 74, 075404 (2006)
- [Pau60] L. Pauling; The Nature of the Chemical Bond, p. 235, 3rd. Edition (1960)
- [Pie93] H.O. Pierson ; Noyes Publications (1993) Handbook of Carbon, Graphite, Diamond and Fullerenes
- [Pip89] A.B. Pippard; in: A.M. Goldman, P.V.E. McClintock, M. Springford (Eds.), Magnetoresistance in Metals, Cambridge Univ. Press (1989)
- [Pru88] A. M. M. Pruisken; Phys. Rev. Lett. 61, 1297 (1988)
- [Rey68] W.N. Reynolds; Elsevier, Amsterdam 1968 Physical Properties of Graphite

- [Ric97] C.F. Richardson, N.W. Ashcroft; Phys. Rev. Lett. 78, 118 (1997)
- [Sha74] M.P. Sharma, L.G. Johnson, J.W. McClure; Phys. Rev. B 9, 2467 (1974)
- [Sim00] M.D. Simon, A.K. Geim; Journal of Applied Physics 87 (2000)
- [Slo58] J.C. Slonczewski, P.R. Weiss; Phys. Rev. 109, No.2 (1958)
- [Sou58] D.E. Soule; Phys. Rev. 112, 708 (1958)
- [Spa67] I.L. Spain, A. R. Ubbelohde, D. A. Young, Phil. Trans. A262, 345 (1967)
- [Spa76] I.L. Spain, R. O. Dillon; Carbon 14, 23 (1976)
- [Spa81] I.L. Spain; Chemistry and Physics of Carbon 16, S. 119-304 (1981)
- [Spi95] B. Spivak, F. Zhou; Phys. Rev. Lett. 74, 2800 (1995)
- [Spi09] SPI Supplies; <http://www.2spi.com>
- [Sta05] P. Stamenov, V. Krstic, J.M.D. Coey; Journal of Magnetism and Magnetic Materials 290–291, 1402-1404 (2005)
- [Sto99] H.L. Stormer; Reviews of Modern Physics 71, 875 (1999)
- [Sug63] K. Sugihara, H. Sato; J. Phys. Soc. Japan, Vol. 18, No.3 (1963)
- [Sug82] K. Sugihara, S. Ono, H. Oshima, K. Kawamura, T. Tsuzuku; J. Phys. Soc. Japan, Vol. 51, No.6, pp. 1900-1903 (1982)
- [Suz02] M. Suzuki, I. S. Suzuki, R. Lee, and J. Walter; Phys. Rev. B 66, 014 533 (2002)
- [Tes92] Z. Tesanovic, M. Rasolt; Phys. Rev. B 39, 2718 (1989); Rev. Mod. Phys. 64, 709 (1992)
- [Tok04] T. Tokumoto, E. Jobiliong, E. S. Choi, et al.; Solid State Communications 129, 599-604 (2004)
- [Tsu79] T. Tsuzuku; Carbon Vol. 17, pp. 293-299 (1979)
- [Tsu82] D.C. Tsui, H.L. Stormer; Phys. Rev. Lett. 48, 1559 (1982)
- [Ulr04] K. Ulrich, P. Esquinazi; Journal of Low Temperature Physics; Vol. 137, No. 3-4, 217-231 (2004)

- [Vig85] G. Vignale, K.S. Singwi; Phys. Rev. B 31, 2729 (1985)
- [Wan03] Z.M. Wang, Q.Y. Xub, G.Ni, Y.W. Dua;
Physics Letters A 314, 328–331 (2003)
- [Wil58] A.H. Wilson; Cambridge University Press, Cambridge (1958)
The Theory of Metals
- [Wil65] S.J. Williamson, S. Foner, M.S. Dresselhaus;
Phys. Rev. 140, A1429 (1965)
- [Woo71] John A. Woollam; Phys. Rev. B, Vol. 3, No. 4 (1971)
- [Yaz95] A. Yazdani, A. Kapitulnik; Phys. Rev. Lett. 74, 3037 (1995)
- [Yos92] A. Yoshida, Y. Hishiyama; J. Mater. Res., Vol. 7, No. 6 (1992)
- [Zha04] X. Zhang, Q.Z. Xue, D.D. Zhu;
Physics Letters A 320, 471–477 (2004)
- [Zha05] Y. Zhang et al.; Nature 438, 201 (2005)
- [Zhe02] Y. Zheng, T. Ando; Phys. Rev. B 65, 245420 (2002)

Bei allen in dieser Arbeit verwendeten Grafiken, die nicht selbst erstellt wurden, wurde versucht sämtliche Inhaber der Bildrechte ausfindig zu machen, um ihre Zustimmung zur Verwendung der Grafiken zu erwirken. Sollte dennoch eine Urheberrechtsverletzung auftreten, ersuche ich um Verzeihung und Meldung bei mir.

Danksagung:

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Wolfgang Lang für die Bereitstellung des Diplomarbeitsthemas und vor allem für die freundliche und wissenschaftliche Unterstützung dabei.

Im weiteren möchte ich mich bei den Mitgliedern der Gruppe „Elektronische Materialeigenschaften“ bedanken. Dies gilt insbesondere für Dr. Ionut Puica und meinen Laborkollegen Philip Rohringer, Tobias Kitzler, Bernd Steiger und Markus Sauer für deren Hilfe und Klärung diverser Frage- und Problemstellungen.

Sehr möchte ich mich auch bei meinen Eltern bedanken, für die finanzielle Unterstützung und das Vertrauen in mich.

Bei allen bisher nicht erwähnten übrigen Studienkollegen und -freunden verbleibe ich zu guter Letzt mit den besten Grüßen.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Nach- und Vorname(n): PENZ Thomas Walter
Geburtsdatum: 6. September 1981
Geburtsort: Wien
Familienstand: ledig
Staatsbürgerschaft: Österreich

Bildungsweg:

1988 – 1992 Volksschule Ruckergasse Wien 12
1992 – 1996 Bundes Realgymnasium Singrienergasse Wien 12
1996 – 2001 Höhere Technische Bundes-Lehranstalt für
Elektronik
Ausbildungszweig Nachrichtentechnik
Ettenreichgasse Wien 10,
erfolgreicher Abschluss der HTL mit Matura
2005 – 2009 Astronomiestudium an der Universität Wien
2005 – 2010 Physikstudium an der Universität Wien
(2009 –2010 Diplomarbeit in der Gruppe
„Elektronische Materialeigenschaften“ unter der
Betreuung von Prof. Dr. W. Lang an der Fakultät für
Physik)

Beruflicher Werdegang:

07/1997 WEBER Heizungsservice (Ferialpraktikum)
08/1999 AUSTRIAN AIRLINES (Ferialpraktikum)
07/2000 GRUNDIG Austria GesmbH (Ferialpraktikum)
2001-2002 BUNDESPOLIZEI Wien Meidling (Zivildienst)
2002-2005 Center Communication Systems (Systemtechniker)
(ehemals CENTERFUNK MOTOROLA
Nachrichtentechnische Anlagen)
Wien 21