

**Magnetotransportmessungen an stark
anisotropen metallischen
Pb-Monolagenstrukturen auf Si(557)**

Diplomarbeit

angefertigt am
Institut für Festkörperphysik der Universität Hannover
unter Anleitung von
Prof. Dr. Pfnür

von
Melanie Gauch

Hannover, September 2009

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theoretische Grundlagen	9
2.1	Leitfähigkeit	9
2.1.1	Drude-Modell der Leitfähigkeit	9
2.1.2	Matthiessensche Regel	11
2.1.3	Leitfähigkeit an der Oberfläche	12
2.1.4	Vierpunktmessung nach Van der Pauw	14
2.2	Lokalisierung	15
2.2.1	Anderson Lokalisierung und Hopping Transport	15
2.2.2	Schwache Lokalisierung	17
2.3	Magnetowiderstand	19
2.3.1	Schwache Lokalisierung im Magnetfeld	20
2.4	Spot profile analysing low energy electron diffraction (SPA-LEED)	22
2.4.1	Kinematische Beugungstheorie	22
2.4.2	Beugung an vicinalen Oberflächen	24
3	Messmethodik	27
3.1	Vakuumsystem	28
3.1.1	Kryostat	29
3.1.2	Probenhalter	30
3.1.3	Bleiverdampfer	31
3.1.4	Aufbau des SPA-LEED	32
3.1.5	Aufbau zur Messung der Leitfähigkeit	34
3.2	Probenpräparation	35
3.2.1	Vorbereitung der Probe	35
3.2.2	Herstellung der Bleischicht	36
4	Der temperaturabhängige Phasenübergang	39
4.1	Strukturelle Untersuchungen	39
4.1.1	Silizium(557)	39
4.1.2	Die Phasen der Blei bedeckten Si(557) Oberfläche	41
4.1.3	Strukturelle Änderungen der Oberfläche aufgrund des Phasenübergangs	46

4.2	Der Phasenübergang in der Leitfähigkeit	48
4.3	Abhängigkeit des Phasenübergangs von der Bedeckung	50
4.4	Die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit	53
5	Magnetotransportmessungen	57
5.1	Simulationen der Streuzeiten nach Hikami	57
5.2	Magnetoleitwert	62
5.2.1	Dünne Schichten	63
5.2.2	Analyse der Streuzeiten von dünnen Schichten	77
5.2.3	Dicke Schichten	85
6	Hall Messungen	93
6.1	Bestimmung der Elektronendichte	95
7	Zusammenfassung und Ausblick	103
	Abbildungsverzeichnis	106
	Literaturverzeichnis	109
	Selbstständigkeitserklärung	117
	Danksagung	119

1 Einleitung

„The complexity for minimum component costs has increased at a rate of roughly a factor of two per year ... Certainly over the short term this rate can be expected to continue, if not to increase. Over the longer term, the rate of increase is a bit more uncertain, although there is no reason to believe it will not remain nearly constant for at least 10 years. That means by 1975, the number of components per integrated circuit for minimum cost will be 65,000. I believe that such a large circuit can be built on a single wafer.[...]“ (Moore's Law [1])

Seit den Siebziger Jahren ist der Trend zur Miniaturisierung in der Mikroelektronik ungebrochen. Moore sagte 1975 eine Verdoppelung der Anzahl der Transistoren auf einem Chip voraus. Im nächsten Jahrzehnt ist zu erwarten, dass eine technische Grenze erreicht wird, da die Dimension der Bauteile so klein wird, dass Quanteneffekte dominieren und herkömmliche Techniken versagen. Andererseits bieten Quanteneffekte ganz neue Möglichkeiten, wie zum Beispiel die Konstruktion von Quantencomputern. Um diese Phänomene in Zukunft einsetzen zu können müssen sie umfassend untersucht werden.

Mit konventioneller Lithographie lassen sich die dafür benötigten Strukturgrößen im Bereich einiger Nanometer nicht herstellen. Eine relativ einfache Methode eindimensionale Drähte mittels Selbstorganisation herzustellen, ist das Aufdampfen von Metallen auf vicinalen Halbleiteroberflächen, wie zum Beispiel auf Silizium. Die Breite der Drähte lässt sich einfach über die Schnitttrichtung des Siliziumkristall einstellen.

In niedrigdimensionalen Systemen lässt sich der Ladungstransport nicht mehr mit klassischen Theorien beschreiben. Aufgrund von Interferenzen der Elektronenwellenfunktion können Elektronen lokalisiert sein, dies wird unter anderem durch die Theorie der Schwachen Lokalisierung beschrieben.

Ein weitere beobachteter Effekte in eindimensionalen Metalldrähten ist die Bildung von Spin- und Ladungsdichtewellen, aufgrund der Instabilität der atomaren Kette in einer Dimension [2, 3]. Durch diese Instabilität öffnet sich eine Bandlücke am Fermi Level und es kommt zu einem Metall-Isolator Übergang. Diesen Übergang findet man z.B. bei Au/Si(553) [4], Au/Si(557) [5] oder In/Si(111) [6].

In dieser Arbeit soll Blei auf Si(557) untersucht werden. Die Verwendung von Blei hat viele Vorteile. Zum Einen lässt sich Blei relativ leicht durch Heizen der Probe entfernen und eine neue Schicht präparieren. Des Weiteren wurde an Blei schon eine

Vielzahl von Effekten beobachtet. Zum Beispiel wurde der quantisierte Transport in dünnen Bleischichten auf Silizium in früheren Arbeiten [7] an Pb/Si(111) mittels Leitfähigkeits- und Magnetotransportmessungen untersucht. Ebenfalls beobachtet an Pb/Si(111) wurde der Rashba Effekt [8].

Die Silizium(557) Oberfläche ist bereits in einer Vielzahl von Untersuchungen gründlich charakterisiert worden [9]. Ebenfalls vorteilhaft ist die geringe Leitfähigkeit halbleitender Substrate bei tiefen Temperaturen, so wird der Einfluß des Substrats auf die Leitfähigkeits- und Magnetotransportmessungen minimiert.

Die strukturellen Eigenschaften von einer Monolage (ML) Pb/Si(557) wurde von Czubanowski [10] mittels SPA-LEED untersucht und umfassend charakterisiert. Durch Umfazzettierung der Siliziumoberfläche in Anwesenheit von Blei bilden sich eine quasiaendimensionale Drahtstruktur aus.

Ebenfalls untersucht wurde die elektronischen Eigenschaften des Systems [11–13]. An Pb/Si(557) lässt sich eine Vielzahl an Effekten sehen, wie zum Beispiel einen Phasenübergang zwischen eindimensionaler und zweidimensionaler Leitfähigkeit. Der größte Unterschied zwischen Blei und anderen bisher untersuchten Materialien (z.B. Au, In) ist die Möglichkeit über die Bleikonzentration die durchschnittliche Oberflächenneigung durch Materialtransport zu ändern. Das Besondere an diesem System ist die Korrelation zwischen Struktur und Transport, somit findet sich die Strukturänderung ebenfalls in der Leitfähigkeit wieder.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die genaue Charakterisierung des elektronischen Transports in einer Monolage Pb/Si(557). Bei einer Bedeckung von 1,3 ML Blei und für Temperaturen unterhalb von 78 K gibt es einen Peierls Übergang senkrecht zu den Stufen und parallel dazu metallische Leitfähigkeit. Die am Transport beteiligten Streumechanismen sollen aus Magnetotransportmessungen mit der Theorie der Schwachen Lokalisierung nach Hikami [14] bestimmt werden. Durch gleichzeitig durchgeführte Hall Messungen lässt sich die Elektronendichte bestimmen. Mit den erhaltenen Informationen erhält man ein umfassendes Bild des Transports. Die Arbeit gliedert sich dabei wie folgt:

In **Kapitel 2** werden die benötigten theoretischen Grundlagen vorgestellt. Besonders eingegangen wird auf die verschiedenen Theorien zur Leitfähigkeitsmessung, Lokalisierung in niedrigdimensionalen Systemen und auf die Grundlagen des Magnetotransports. Ebenfalls wird das Funktionsprinzip des SPA-LEED vorgestellt.

Die verwendete Messapparatur wird im ersten Teil von **Kapitel 3** vorgestellt. Hier wird auch die Konfiguration der Kontakte für die Leitfähigkeitsmessungen gezeigt. Im zweiten Teil dieses Kapitels geht es um die Präparation der Probe und die Herstellung der Bleischicht.

In **Kapitel 4** werden die bisherigen Ergebnisse der Struktur und Leitfähigkeitsuntersuchungen an Pb/Si(557) vorgestellt. Die reine und die Blei bedeckte Siliziumoberfläche wird charakterisiert und der Phasenübergang in der Struktur und in der Leitfähigkeit gezeigt. Zum Abschluss des Kapitels wird die Temperaturabhängigkeit

des Leitwerts für verschiedene Schichtdicken vorgestellt.

Diese Erkenntnisse bilden die Grundlagen für die in dieser Arbeit durchgeführten Magnetotransportmessungen, die in **Kapitel 5** vorgestellt und diskutiert werden. Aus dem gemessenen Magnetotransportverhalten für verschiedene Schichtdicken, Temperaturen und Orientierung zu den Stufen werden die entsprechenden Streuzeiten abgeleitet, die im zweiten Teil diskutiert werden. Zum Schluss werden noch die entsprechenden Messungen an dicken Bleischichten vorgestellt.

Zur Ergänzung der Magnetotransportmessungen wurden Hall Messungen zur Bestimmung der Elektronendichte durchgeführt, diese sind in **Kapitel 6** gezeigt.

Der Abschluss bildet **Kapitel 7**. In diesem Kapitel wird eine Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Ausblick auf zukünftige Messungen gegeben.

2 Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die theoretischen Grundlagen, die notwendig für das Verständnis der nachfolgenden Messungen sind. Im ersten Teil werden die grundlegenden Modelle zur Leitfähigkeit vorgestellt. Im zweiten Teil folgt ein Überblick über die Lokalisierungseffekte, welche in einem externen Magnetfeld auftreten können. Des Weiteren wird die Schwache Lokalisierung und Antilokalisierung vorgestellt. Zum Abschluss des Kapitels wird noch die Theorie zum SPA-LEED (Spot Profile Analysis of Low Energy Electron Diffraction), insbesondere im Spezialfall für eine vicinalen Oberfläche, vorgestellt.

2.1 Leitfähigkeit

2.1.1 Drude-Modell der Leitfähigkeit

Das Drude-Modell [15] wurde 1900 von Paul Drude entwickelt. Er nahm an, dass ein Festkörper aus einem positiv geladenen Ionengitter und aus einem negativ geladenen Elektronengas besteht. Analog zur kinetischen Gastheorie berechnete er die elektrische Leitfähigkeit. Dazu wurden folgende Annahmen gemacht [16]:

1. Die Leitungselektronen werden als ideales klassisches Gas betrachtet, trotz einer tausendmal größeren Dichte als im idealen oder realen Gas.
2. Zwischen den Stößen sind die Wechselwirkungen der Elektronen untereinander und mit den Atomrümpfen vernachlässigbar.
3. Elektronen stoßen nur elastisch an den Ionen. Zwischen den Stößen vergeht die Relaxationszeit τ , die im einfachsten Fall als unabhängig von Ort und Geschwindigkeit angenommen werden kann.
4. Aufgrund der Stöße befinden sich die Elektronen im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung, das heißt bei hoher Temperatur ist die Geschwindigkeit größer und die Relaxationszeit kleiner.

Aus dem allgemeinen Ohm'schen Gesetz

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \tag{2.1}$$

lässt sich mittels der Annahmen von Drude die elektrische Leitfähigkeit eines Festkörpers berechnen. Dabei ist \mathbf{j} das Stromdichte Vektorfeld, \mathbf{E} die elektrische Feldstärke und σ der Leitfähigkeitstensor. Für isotrope Materialien ist σ ein Skalar. Da sich alle Elektronen mit einer Geschwindigkeit v pro Einheitsvolumen bewegen, ist die Stromdichte die sie erzeugen parallel zu v und somit

$$\mathbf{j} = -nev. \quad (2.2)$$

Ohne äußeres elektrisches Feld bewegen sich die Elektronen stochastisch in alle Richtungen und die mittlere Geschwindigkeit \mathbf{v} ist Null, ebenso wie die daraus resultierende effektive Stromdichte \mathbf{j} . Legt man nun ein elektrisches Feld an gibt es einen weiteren Beitrag zur Elektronengeschwindigkeit. Ein Elektron der Masse m_e erhält während der Zeit t nach einem Stoß einen zusätzlichen Geschwindigkeitsbeitrag $\frac{-e\mathbf{E}t}{m_e}$. Im Mittel für alle Elektronen erhält man nun

$$\mathbf{v}_m = \frac{e\mathbf{E}\tau}{m_e}, \quad (2.3)$$

einsetzen in 2.2 ergibt

$$\mathbf{j} = \frac{ne^2\tau}{m_e}\mathbf{E}. \quad (2.4)$$

Damit erhält man für die spezifische elektrische Leitfähigkeit folgenden Ausdruck:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m_e}. \quad (2.5)$$

Das heißt die spezifische Leitfähigkeit hängt von der Elektronendichte n , der Relaxationszeit τ und von der effektiven Masse¹ ab. Für Halbleiter steigt die Elektronendichte mit steigender Temperatur, in Metallen ist sie jedoch konstant. Somit wird die Leitfähigkeit von Metallen ausschließlich von der Relaxationszeit, also der Zeit die im Mittel zwischen zwei Stößen vergeht, dominiert. Im Gegensatz zum Leitwert $G = \frac{I}{U}$, der von der Probengeometrie abhängt, ist σ eine temperaturabhängige Materialkonstante. Wenn man annimmt das ein homogener Strom I durch einen Draht der Länge L mit der Querschnittsfläche A fließt, dann ist die Stromdichte $j = \frac{I}{A}$. Der Spannungsabfall entlang des Drahtes ist somit gegeben durch $U = EL$, unter Verwendung des Ohm'schen Gesetztes folgt dann

$$G = \frac{1}{R} = \frac{A}{L}\sigma. \quad (2.6)$$

¹Die wiederum von der Bandstruktur abhängt

2.1.2 Matthiessensche Regel

Nach dem Drude-Modell spielt die Relaxationszeit für die elektrische Leitfähigkeit eine wichtige Rolle. Wenn man nun annimmt, dass die unterschiedlichen Streumechanismen im Festkörper unabhängig voneinander sind, setzt sich die gesamte Stoßrate aus der Summe der einzelnen Stoßraten zusammen

$$W_{gesamt} = \sum_i W_i. \quad (2.7)$$

Daraus folgt sofort der Zusammenhang für die Relaxationszeiten, die so genannte Matthiessensche Regel

$$\frac{1}{\tau_{gesamt}} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}. \quad (2.8)$$

In Metallen gibt es zwei vorherrschende Streumechanismen, die Elektron-Phonon Streuung und die Streuung an Verunreinigungen und Defekten [16]. Da die Anzahl der Störstellen in erster Näherung temperaturunabhängig ist, bleibt der Anteil dieser Streuung am Gesamtwiderstand konstant. Für tiefe Temperaturen hat man ausschließlich Streuung an Defekten. Für Temperaturen über der Debye-Temperatur

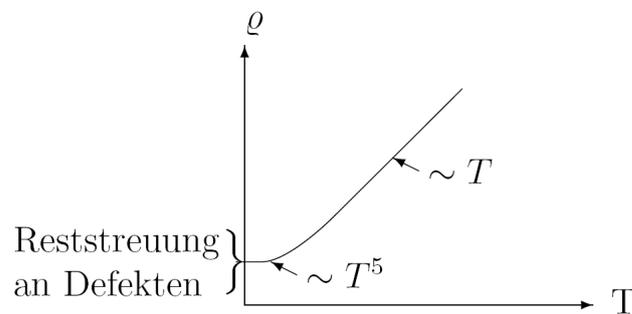


Abbildung 2.1: Schematischer Verlauf der Temperaturabhängigkeit des Widerstandes für reine Metalle (Bloch-Grüneisen Gesetz).

sind alle Phononenzustände bis zur Debye Frequenz besetzt und der Widerstand ϱ ist linear proportional zur Temperatur. Für Temperaturen unter der Debye-Temperaturen gilt $\varrho \sim T^5$, da die Zahl der Phononen mit T^3 wächst und die „Unwirksamkeit der Kleinwinkelstreuung“ mit T^2 eingeht.

2.1.3 Leitfähigkeit an der Oberfläche

In diesem Kapitel soll der Zusammenhang zwischen dem Leitwert G und der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit σ unter Berücksichtigung der Besonderheiten der Oberfläche hergeleitet werden. Hofmann et al. haben eine Zusammenfassung dieser Zusammenhänge für verschiedene Fälle erstellt [17]. Vereinfacht kann man annehmen, dass ein Festkörper aus einem quasi unendlich großen Bulk mit Leitfähigkeit σ_b und einer zweidimensionalen Schicht an der Oberfläche mit Leitfähigkeit σ_s besteht. Die zweidimensionale Leitfähigkeit σ_s wird in der Regel in der Einheit S angegeben, manchmal auch mit Ω^{-1}/\square um sie von dem Leitwert zu unterscheiden. Dies steht im Gegensatz zur normalen dreidimensionalen Leitfähigkeit, die die Einheit Leitwert pro Länge Sm^{-1} (bzw Ωm) hat.

Wichtig für Oberflächen sensitive Leitfähigkeitsmessungen sind die Kontakte mit denen die Probe kontaktiert wird. In den folgenden Berechnungen wird angenommen, dass die Kontakte einen verschwindend geringen Widerstand haben.

Das elektrostatische Potential $\phi(\mathbf{r})$ in der Nähe eines Kontaktes wird beschrieben durch die Poisson-Gleichung $\nabla^2\phi(\mathbf{r}) = 0$ oder in allgemeinerer Form

$$\nabla(\sigma(\mathbf{r})\nabla\phi(\mathbf{r})) = 0. \quad (2.9)$$

Diese Gleichung kann für einen homogenen dreidimensionalen Leiter gelöst werden, indem man das Potential um jeden Kontakt entwickelt. Somit ist es möglich die Potentialdifferenz zwischen den Kontakten für einen bestimmten Strom abzuleiten. Dann erhält man für den Widerstand der Probe zwischen zwei Kontakten folgenden Ausdruck

$$R_{3D}^{2Pkt} = \frac{U}{I} = \frac{1}{\pi\sigma_b} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s-r} \right). \quad (2.10)$$

Hier ist s der Abstand zwischen den Kontakten und r deren Radius. Für den zweidimensionalen Fall kann man den Oberflächenwiderstand analog aus der zweidimensionalen Poisson-Gleichung berechnen und erhält

$$R_{2D}^{2Pkt} = \frac{U}{I} = \frac{1}{\pi\sigma_s} \ln\left(\frac{s-r}{r}\right). \quad (2.11)$$

Für den Fall der Messung mit zwei Kontakten (Zweipunktmessung) kann die Form der Kontakte nicht vernachlässigt werden, insbesondere ist es nicht möglich infinitesimal kleine Kontakte anzunehmen, da für $r \rightarrow 0$ der Widerstand gegen unendlich gehen würde. Wie im Folgenden gezeigt wird, ist dies für vier Kontakte (Vierpunktmessung) jedoch möglich.

Bei der Vierpunktmessung ist der Probenwiderstand definiert als Quotient aus dem Spannungsabfall U zwischen den inneren zwei Kontakten und dem Strom I

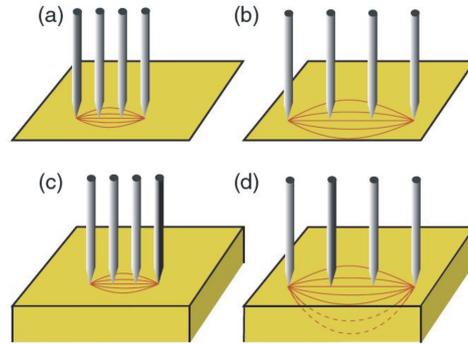


Abbildung 2.2: Skizze des Weges des Stromflusses bei einer Vierpunktmessung mit unterschiedlichen Abständen einmal auf einer 2D Oberfläche ((a)und(b)) bzw auf einer 3D Leiter ((c) und (d)).[17]

der durch die äußeren Kontakte fließt. Er lässt sich analog zur Zweipunktmessung berechnen und man findet für den Oberflächenwiderstand

$$R_{2D}^{APkt} = \frac{1}{\pi\sigma_s} \ln\left(\frac{2s-r}{s+r}\right), \quad (2.12)$$

sowie für den Bulkwiderstand

$$R_{3D}^{APkt} = \frac{1}{\pi\sigma_b} \left(\frac{1}{s+r} - \frac{1}{2s-r} \right). \quad (2.13)$$

In diesem Fall kann man die Kontaktform komplett vernachlässigen und $r = 0$ setzen, dann bekommt man folgende einfachen Gleichungen

$$R_{2D}^{APkt} = \frac{\ln 2}{\pi\sigma_s} \quad (2.14)$$

$$R_{3D}^{APkt} = \frac{1}{2\pi s\sigma_b}. \quad (2.15)$$

Im zweidimensionalen Fall hängt der Widerstand nur noch von der spezifischen Leitfähigkeit ab, im dreidimensionalen Fall spielt der Kontaktabstand zusätzlich noch eine Rolle. Aufgrund der $\frac{1}{s}$ Abhängigkeit ist für große Abstände der Widerstand klein, sowie für kleine Abstände der Widerstand groß. Dieser auf den ersten Blick unerwarteter Sachverhalt erklärt sich durch betrachten von Abbildung 2.2. Wenn die Kontakte nah genug aneinander sind (c) geht der größte Teil des Stromflusses durch die Oberfläche, die einen höheren Widerstand besitzt als der Bulk. In dem Fall weit auseinander liegender Kontakte (d) geht der Stromfluß größtenteils durch den Bulk

und der Widerstand wird kleiner. Im Falle eines gut leitenden dünnen Metallfilm auf einem Halbleiter oder Isolator hat man immer überwiegend einen Stromfluß durch die Oberfläche, aufgrund des höheren Widerstandes des Bulkmaterials. In diesem Fall kann Gleichung 2.14 angewendet werden.

2.1.4 Vierpunktmessung nach Van der Pauw

Im letzten Kapitel wurde ein verschwindend geringer Kontaktwiderstand angenommen. Dies ist jedoch meist nicht der Fall. Besonders wenn man Leitfähigkeitsmessungen an gut leitenden Materialien machen möchte, dominiert der Kontaktwiderstand und der Widerstand der Drähte die Messung. Bei Messungen an Halbleitern kann es im Falle eines Metall/Halbleiterübergangs zur Ausbildung einer Schottky Barriere kommen. Diese Probleme lassen sich umgehen durch Verwendung der Vierpunktmessmethode, da in dem Fall der Widerstand nicht von den Kontakten abhängt (vgl. 2.14 und 2.15). Da diese Messmethode auch für beliebige geformte Proben funktioniert hat van der Pauw gezeigt [18].

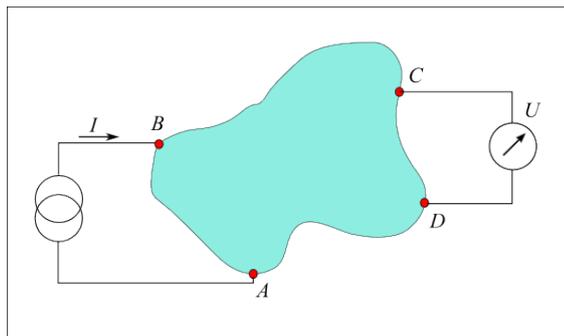


Abbildung 2.3: Ermittlung des Widerstandes einer beliebig geformten Fläche mit vier Kontakten.

Wie in Abbildung 2.3 gezeigt wird, benötigt man eine beliebig geformte zusammenhängende Fläche mit vier Kontakten. Die Kontakte müssen gut leitend, punktförmig und am Rand der Probe sein. Zur Vermeidung von Spannungen aufgrund unterschiedlicher thermoelektrischer Eigenschaften sollten sie aus dem gleichen Material sein. Man legt nun an den Kontakten A und B einen Strom an und misst die Spannung die zwischen den Kontakten C und D abfällt und berechnet dann

$$R_{AB,CD} = \frac{U_D - U_C}{I_{AB}}. \quad (2.16)$$

Entsprechend wird der Widerstand $R_{BC,DA}$ gemessen

$$R_{BC,DA} = \frac{U_A - U_D}{I_{BC}}. \quad (2.17)$$

Aus diesen beiden Widerständen lässt sich nun der spezifische Widerstand ρ bestimmen

$$\exp\left(-\frac{\pi d}{\rho} \cdot R_{AB,CD}\right) + \exp\left(-\frac{\pi d}{\rho} \cdot R_{BC,DA}\right) = 1, \quad (2.18)$$

wobei d die Schichtdicke ist. Näherungsweise folgt daraus

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \cdot \frac{R_{AB,CD} + R_{BC,DA}}{2} \cdot f. \quad (2.19)$$

Die Funktion f ist ein geometrischer Korrekturfaktor und hängt nur vom Verhältnis der Widerstände $R_{AB,CD}/R_{BC,DA}$ ab. Für gleiche Widerstände ist f gleich eins, für alle anderen Widerstandsverhältnisse ist $f < 1$ (Genauere Werte siehe [18]). Die Gleichung lässt sich analytisch lösen, sobald man mindestens eine Symmetrieachse in der Probenform hat. Dann gilt $f = 1$ und man erhält für den spezifischen Widerstand

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \cdot R_{AB,CD}. \quad (2.20)$$

Der Flächenwiderstand ist dann definiert als spezifischer Widerstand durch die Schichtdicke. Mittels der van der Pauw Methode lässt sich des Weiteren der Hall Widerstand dünner Schichten bestimmen [19], wie in Kapitel 6 näher erläutert wird.

2.2 Lokalisierung

2.2.1 Anderson Lokalisierung und Hopping Transport

Elektronen im Festkörper können lokalisiert sein, wenn die Defektabstände in der Größenordnung der Fermiwellenlänge liegen. Diese bemerkenswerte Tatsache wurde 1958 von Anderson [20] entdeckt und nach ihm Anderson Lokalisierung oder Anderson Übergang benannt. Die Anderson Lokalisierung lässt sich beschreiben als System mit periodisch angeordneten Potentialtöpfen, die eine variabler Tiefe haben (vgl. Abb. 2.4). Die Elektronen sind in den Töpfen lokalisiert und ihre Wellenfunktion fällt exponentiell mit dem Abstand ab. Wenn die Wellenfunktionen nicht überlappen, ist das System am absoluten Temperaturnullpunkt ein Isolator. Eine alternative Anordnung ist das Lifshitz-Modell [21]. Über die lokalisierten Zustände des Störstellenbandes kann es jedoch trotzdem zum Hüpftransport (engl. hopping transport) kommen [21]. Beim Hopping Transport können Ladungsträger aufgrund thermischer Anregung von einem Lokalisierungszentrum in ein anderes gelangen.

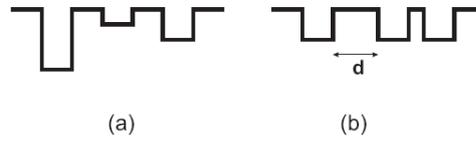


Abbildung 2.4: (a) Anderson Lokalisierung: Periodisch angeordnete Potentialtöpfe mit unterschiedlicher Tiefe. (b) Lifshitz: Potentialtöpfe mit gleicher Tiefe und unregelmäßiger Anordnung. [22]

Dieser Transportmechanismus heißt „variable range hopping“ (VRH), da die Elektronen nicht zwingend zum nächstgelegenen Lokalisierungszentrum „hüpfen“ müssen. Bei sinkender Temperatur nimmt die Anzahl der erreichbaren Störstellen ab und der Widerstand steigt an. Unter Vernachlässigung der Wechselwirkungen der Elektronen untereinander, berechnete Mott folgende Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit [23]:

$$\sigma(T) \propto e^{(T_0/T)^{1/(dim+1)}}. \quad (2.21)$$

Der Faktor T_0 ist definiert als $T_0 = 1,5/(k_B N(E) \alpha^3)$ mit $N(E)$ der Anzahl der Zustände an der Fermikante und α dem Lokalisierungsradius dieser Zustände. Der VRH kann ebenfalls mittels eines schmalen Bandes an der Fermikante beschrieben werden. Nur Zustände deren Energie nahe der Fermienergie liegt können zum Transport beitragen. Aufgrund der Coulomb Wechselwirkung nimmt die Zustandsdichte an der Fermikante ab und es bildet sich eine Coulomb-Lücke aus, wie in Abbildung 2.5 zu sehen ist.

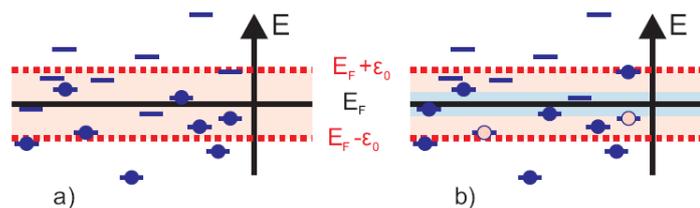


Abbildung 2.5: Konstruktion des zum VRH Transport beitragenden Bandes. Nur die im Band liegenden Zustände tragen zum Transport bei. (a) ohne Berücksichtigung der Coulomb Wechselwirkung und (b) mit Berücksichtigung der Coulomb Wechselwirkung, die resultierende Lücke ist in blau eingezeichnet. [22]

Die Coulomb-Lücke beeinflusst die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes und man erhält

$$\sigma(T) \propto e^{(\frac{T_0'}{T})^{1/2}}. \quad (2.22)$$

Der Einfluss vom VRH auf den Magnetotransport ist umstritten. Man geht davon aus, dass der Magnetowiderstand aus zwei Beiträgen besteht [24]. Zum Einen aus einem isotropen, positiven Magnetowiderstand und zum Anderen aus einem anisotropen, negativen Widerstand. Der positive Magnetowiderstand wird laut Kurobe und Kamimura [25] von Wechselwirkungseffekten hervorgerufen und soll bei kleinen Feldern stark ansteigen um bei einem kritischen Magnetfeld in Sättigung zu gehen. Dieser Beitrag ist in vielen Systemen dominierend. Ein negativer Magnetowiderstand wird verursacht durch orbitale Effekte. Je nach Art der Spin-Bahn Streuung gibt es einen positiven oder negativen Beitrag zum Magnetowiderstand, welcher in Kapitel 2.3 noch näher erläutert wird.

2.2.2 Schwache Lokalisierung

Bei der schwachen Lokalisierung betrachtet man an Störstellen gestreute, nicht untereinander wechselwirkende Elektronen. Für tiefe Temperaturen unterscheidet man zwischen zwei unterschiedlichen Lebensdauern τ_0 und τ_i ([26],[27]), τ_0 ist die elastische Lebensdauer, die angibt wie lange sich das Elektron im Mittel in einem Impuls Eigenzustand befindet und τ_i ist die inelastische Lebensdauer, das heißt die mittlere Verweildauer eines Elektrons in einem Energie Eigenzustand. Für tiefe Temperaturen kann τ_i wesentlich größer werden als τ_0 , das heißt ein Elektron wird wesentlich häufiger elastisch als inelastisch an Störstellen gestreut und die Phasenkohärenz bleibt erhalten. Nach der klassischen Boltzmann Theorie [28] wechselwirken die gestreuten Elektronen nicht miteinander.

Unter Berücksichtigung der Wellennatur des Elektrons können diese miteinander interferieren. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron zum Ausgangspunkt zurück gestreut wird und dort mit sich selbst interferiert, nimmt mit zunehmender Unordnung der Schicht zu. Dies hat eine Erhöhung des elektrischen Widerstandes zur Folge.

Die Leitwertkorrektur aufgrund der Rückstreuung wurde von Anderson [29] und Gorkov [30] berechnet:

$$\Delta L = -L_{00} \ln(\tau_i/\tau_0) \quad \text{mit} \quad -L_{00} = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}. \quad (2.23)$$

Über die Temperaturabhängigkeit von τ_i lässt sich die Temperaturabhängigkeit dieser Leitwertsänderung bestimmen. Mit der Annahme, dass $\tau_i \sim T^{-P}$ gilt, erhält man eine logarithmische Temperaturabhängigkeit:

$$\Delta L = PL_{00} \ln(T) + \text{const.} \quad (2.24)$$

Im Prinzip durchlaufen die Elektronen ein typisches Interferenz Experiment. Die einlaufende Elektronenwelle \vec{k} wird in 2 komplementäre Wellen \vec{k}_1 und \vec{k}_2 geteilt, die sich im Material ausbreiten und im Zustand $-\vec{k}$ zusammenlaufen und interferieren. Konstruktive Interferenz gibt es für Zeiten zwischen τ_0 und τ_i . Die klassische

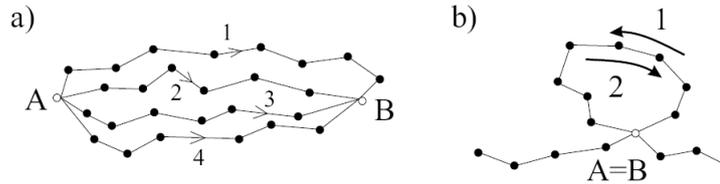


Abbildung 2.6: Schematische Skizze des Diffusionspfades eines Elektrons. (a) Vier mögliche Pfade ohne Interferenz von Punkt A nach B und (b) ein mit sich selbst interferierender Pfad [31].

Wahrscheinlichkeit für die Rückkehr zum Ursprungsort ist gegeben durch $1/(4\pi Dt)$, dabei ist D die Diffusionskonstante und t die vergangene Zeit. Im Quantenmechanischen Fall muss man die Wellennatur berücksichtigen. Sind Ausgangs- und Endpunkt der Streusequenz gleich, so wird der Pfad in beide Richtungen durchlaufen (siehe Bild 2.6(b)). Solange das System zeitumkehrbar ist, stimmen die Phasen am Ursprungsort überein und die Intensität wird doppelt so groß. Entsprechend wird die Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Ursprungsort doppelt so groß (vgl. Abb. 2.7). Die „Schwache Lokalisierung“ (WL) beschreibt somit die Tendenz der Elektronen, aufgrund phasenkohärenter Rückstreuung am Ursprungsort zu verweilen. Mit zunehmender Temperatur überwiegt inelastische Streuung, bei der die Phasenkohärenz verloren geht. Die Phasenkohärenz wird ebenfalls durch spinabhängige Streuprozesse zerstört. Unter Einfluss von Spin-Orbit Wechselwirkungen, zeigt sich eine reduzierte Diffusion der Elektronen und somit eine geringere Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Ursprungsort. Dieser Effekt ist als „schwache Anti-Lokalisierung“ (WAL) bekannt geworden [26].

Ein angelegtes Magnetfeld zerstört die Phasenkohärenz, wodurch sich der Widerstand verringert. In Anwesenheit von starker Spin-Orbit Streuung sagen Hikami et. al [14] eine logarithmische Abnahme des Widerstandes mit der Temperatur und somit ein verändertes Magnetotransportverhalten voraus. Dies wird im folgenden Kapitel (2.3.1) näher vorgestellt.

Bei Spin 1/2 Teilchen hat die Spinwellenfunktion eine 4π Periodizität, das heißt nach einer Rotation von 2π wird das Vorzeichen des Spin Zustandes umgekehrt. Nach einer Streuserie (z.B. wie in Abb. 2.6) haben die beiden interferierenden Wellenzustände unterschiedliche Spinzustände, da bei elastischer Streuung eines Elektrons der Spin um einen kleinen Winkel gekippt wird [32]. Bei stark dominierender Spin-

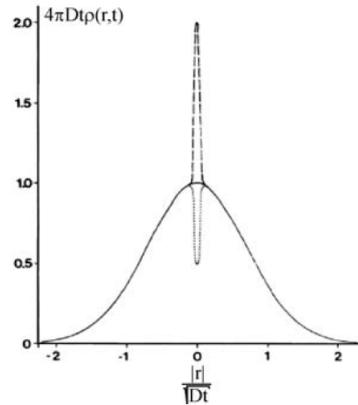


Abbildung 2.7: Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons. Der klassische Fall wird durch die durchgezogene Linie beschrieben. Im Falle der Quantendiffusion erhält man eine doppelt so große Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Ursprungsort (gestrichelte Linie) und somit schwache Lokalisierung. Spin-Orbit Wechselwirkungen reduzieren die Aufenthaltswahrscheinlichkeit um die Hälfte (gepunktete Linie) und es liegt Antilokalisierung vor [26].

Orbit Kopplung geht die ursprüngliche Spinausrichtung komplett verloren. Dann dominiert die destruktive Interferenz, da im Mittel am häufigsten 2π vorkommt. Aufgrund der destruktiven Interferenz nimmt die Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Anfangsort ab, wie in Abb. 2.7 zur sehen ist. Aufgrund dieses Verhaltens sinkt der Widerstand. Die totale Phasenkohärenzzeit τ_{gesamt} setzt sich aus Spin-Orbit Streuung τ_{so} und inelastischer Streuung zusammen:

$$\tau_{gesamt}^{-1} = \tau_i^{-1} + \tau_{so}^{-1}. \quad (2.25)$$

Der Beitrag zur Phasenkohärenzzeit wird bestimmt durch die Ordnungszahl Z des Elements. Dabei gilt $\tau_{so}^{-1} \sim Z^4$ ([33–35]), d.h. für Blei mit Ordnungszahl 82 ist dieser Beitrag nicht vernachlässigbar [36].

2.3 Magnetowiderstand

Als Magnetowiderstand bezeichnet man die Änderung des elektrischen Widerstandes mit einem extern angelegten Magnetfeld. In den meisten Materialien werden die Ladungsträger durch das Feld lokalisiert, wodurch es zu einer Erhöhung des Widerstandes kommt.

Anschaulich betrachtet übt das Magnetfeld eine Lorentzkraft auf die Elektronen aus, die sich dadurch Kreisförmig bewegen, wie in Abbildung 2.8(b) gezeigt ist. Dieses Verhalten führt zu einer Verkürzung der freien Weglänge, was einem steigenden Widerstand entspricht.

In dünnen Schichten hat man ein abweichendes Verhalten aufgrund des Size Effektes. Die Ablenkung der Elektronen im Magnetfeld auf Kreisbahnen führt hier zu veränderten Widerständen. Bei dünnen Schichten ist die Streuung an der Oberfläche nicht vernachlässigbar und führt zu erhöhten Widerständen. Durch anlegen des Magnetfeldes beschreiben die Elektronen Kreisbahnen mit Radius

$$r = \frac{\hbar\kappa_F}{eB} \sin(\alpha). \quad (2.26)$$

α ist der Winkel zwischen Magnetfeld B und κ_F . Wie man sieht wird der Radius mit zunehmenden Magnetfeld kleiner, wie in Abbildung 2.9 zu sehen ist. Dadurch verringert sich die Oberflächenstreuung und der Widerstand sinkt, was von Grosse [38] berechnet wurde. Der Widerstand nimmt aufgrund des Size Effektes quadratisch in B ab, wird jedoch meistens von der normalen Magnetowiderstandszunahme überlagert, so dass man im Endeffekt höchstens einen langsameren Anstieg des Magnetowiderstands mit dem Magnetfeld misst.

2.3.1 Schwache Lokalisierung im Magnetfeld

Wie in Kapitel (2.2.2) gezeigt, gibt es Materialien in denen kohärente Rückstreuung der Elektronen den Widerstand erhöhen. Legt man an diese Systeme ein Magnetfeld an, wird die Phasenkohärenz zerstört und der Widerstand sinkt. Man kann diesen Effekt als eine Streuung an magnetischen Verunreinigungen beschreiben. Hikami [14] hat die Temperaturabhängigkeit des Leitwerts in Abhängigkeit vom Magnetfeld

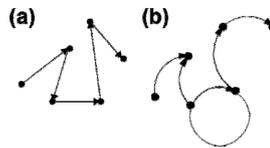


Abbildung 2.8: Driftbewegung der Elektronen (a) ohne Magnetfeld und (b) mit Magnetfeld (aus [37])

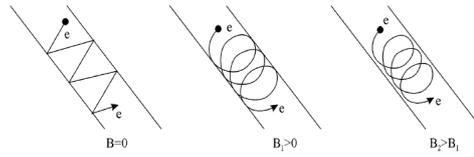


Abbildung 2.9: Bahn des Elektrons im Magnetfeld in dünnen Schichten. Ohne Magnetfeld ist die Streuung an der Oberfläche stark ausgeprägt (ganz links) mit zunehmenden Magnetfeld wird der Radius kleiner und die Streuung reduziert sich (aus [37]).

berechnet. Dabei sind die Felder B_i (mit $i=1,2,3$) definiert als:

$$\begin{aligned} B_1 &= B_0 + B_{so} + B_s \\ B_2 &= \frac{4}{3}B_{so} + \frac{2}{3}B_s + B_i(T) \\ B_3 &= 2B_s + B_i(T). \end{aligned} \quad (2.27)$$

Die charakteristischen Felder B_n mit $n = 0, i, so, s$ sind durch den folgenden Ausdruck gegeben:

$$B_n = \frac{\hbar}{4eD\tau_n}. \quad (2.28)$$

$n = 0$ steht für die Störstellenstreuung, i für die inelastische Streuung, so für die Spin-Orbit Streuung und s für die magnetische Streuung, τ_n ist die zugehörige Streuzeit und $D = v_F^2 \tau_0 / \text{dim}$ die Diffusionskonstante eines Systems der Dimension dim . Für Blei ist die magnetische Reinheit so groß, dass die magnetische Streuung vernachlässigt werden kann [7]. Die Temperaturabhängigkeit des Leitwerts wird somit bestimmt durch die temperaturabhängige, inelastische Streuung

$$\Delta L_{WL} = -L_{00} \left[\ln(B_1/B_2(T)) - \frac{1}{2} \ln(B_3(T)/B_2(T)) \right]. \quad (2.29)$$

L_{00} ist in 2.23 definiert. Die einzelnen Streuzeiten lassen sich über die Magnetfeldabhängigkeit des Leitwerts berechnen. Durch das angelegte Magnetfeld B wird die Phasenkohärenz der Elektronen nach der Zeit

$$t_H = \frac{\hbar}{4eDB}. \quad (2.30)$$

im Mittel vollständig zerstört und es gibt keine Lokalisierung mehr. Durch die Aufhebung der Lokalisierung ändert sich der Leitwert. Diese Änderung ist durch die Änderung der kohärente Rückstreuung I_{koh} gegeben durch $\Delta L(B) = \int_{\tau_0}^{t_H} I_{koh} dt \sim$

$-L_{00} \ln \frac{tH}{\tau_0}$. Nach einsetzen der Felder ergibt sich für die Leitwärtsänderung zweidimensionaler Systeme mit senkrecht angelegten Magnetfeld nach Hikami [14] folgender Ausdruck:

$$\Delta L_{WL}(B) = L(B) - L(0) = -L_{00} \left[f\left(\frac{B_1}{B}\right) - \frac{3}{2} f\left(\frac{B_2}{B}\right) + \frac{1}{2} f\left(\frac{B_3}{B}\right) \right]. \quad (2.31)$$

Mit

$$f(B_i/B) = \Psi\left(\frac{1}{2} + B_i/B\right) - \ln(B_i/B). \quad (2.32)$$

und der Digammafunktion Ψ , der Ableitung des Logarithmus der Gamma-Funktion

$$\Psi = \frac{d(\ln(\Gamma(x)))}{dx}. \quad (2.33)$$

Für ein Magnetfeld, das parallel zum durch die Probe fließenden Strom ausgerichtet ist, haben Altshuler und Aronov [39] die Leitwärtsänderung berechnet. Dies soll hier nicht betrachtet werden, da in den folgenden Messungen das Magnetfeld senkrecht zur Probe angelegt wurde.

2.4 Spot profile analysing low energy electron diffraction (SPA-LEED)

Die Elektronenbeugung an Oberflächen ist eines der wichtigsten Methoden zur Untersuchung von Oberflächen. Dabei verwendet man niederenergetische Elektronen mit Energien zwischen 50 und 200 eV, die eine geringe Eindringtiefe haben und somit sehr oberflächensensitiv sind (Abbildung 2.10). Zur Beschreibung von Beugungsbildern kann man die kinematische und die dynamische Theorie verwenden. Bei der kinematischen Theorie wird nur Einfachstreuung der Elektronen betrachtet. Mehrfachstreuung von Elektronen wird nur in der wesentlich komplexeren dynamischen Theorie berücksichtigt. Für die meisten Fälle, z.B. für die Berechnung der Position der Beugungsreflexe, reicht die kinematische Theorie aus. Im folgenden wird die kinematische Beugungstheorie kurz vorgestellt. Im Anschluss daran wird der Einfluss vicinaler Oberflächen auf das Beugungsbild näher betrachtet. Der technische Aufbau eines SPA-LEED Systems wird in Kapitel 3.1.4 vorgestellt.

2.4.1 Kinematische Beugungstheorie

Bei der kinematischen Beugungstheorie wird nur Einfachstreuung der Elektronen berücksichtigt. Die verwendeten Elektronen werden elastisch gestreut bis zu einer Tiefe von wenigen Monolagen aufgrund der starken Elektron-Elektron Wechselwirkung. Die Amplitude Ψ der gebeugten Welle ist proportional zum Strukturfaktor

$f(n, \mathbf{K}, \mathbf{k}_i)$ und dem Streuvektor $\mathbf{K} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$, wobei \mathbf{k}_i der einfallende Wellenvektor ist, der an den Oberflächenatomen zum ausgehenden Wellenvektor \mathbf{k}_f gestreut wird [40]. Betrachtet man die Streuung an mehreren Atomen überlagern sich die Amplituden der einzelnen Streueignisse zu einer gemeinsam gebeugten Welle und man erhält

$$\Psi(\mathbf{K}, \mathbf{k}_i) = \sum_n f(n, \mathbf{K}, \mathbf{k}_i) e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}(n)}. \quad (2.34)$$

Die Position der Streuzentren wird mit $\mathbf{r}(n)$ bezeichnet. Der Strukturfaktor enthält alle Informationen über den Streuquerschnitt der Atome der Oberfläche sowie über deren Umgebung. In der kinematischen Approximation kann man den Strukturfaktor durch den räumlichen gemittelten Strukturfaktor ersetzen

$$f = f(\mathbf{K}, \mathbf{k}_i) = \langle f(n, \mathbf{K}, \mathbf{k}_i) \rangle_n, \quad (2.35)$$

der unabhängig von der genauen Anordnung der Einheitszellen ist. Für ganz glatte Oberflächen ist diese Näherung immer gültig, bei gestuften Oberflächen kann es kleine Abweichungen geben. Da bei Beugungsexperimenten nicht die Amplitude, sondern die Intensität der Elektronenwelle gemessen wird, muss noch das Betragsquadrat der Wellenfunktion gebildet werden.

$$I(\mathbf{K}, \mathbf{k}_i) = |\Psi(\mathbf{K}, \mathbf{k}_i)|^2 = F(\mathbf{K}, \mathbf{k}_i)G(\mathbf{K}). \quad (2.36)$$

Die Intensität ist somit das Produkt aus Formfaktor und Gitterfaktor. Der Formfaktor hängt ausschließlich von einfallenden und gestreuten Wellenvektor ab

$$F(\mathbf{K}, \mathbf{k}_i) = |f(\mathbf{K}, \mathbf{k}_i)|^2, \quad (2.37)$$

während der Gitterfaktor

$$G(\mathbf{K}) = \frac{1}{2\pi} \left| \sum_n e^{ia\mathbf{K}_{\parallel}n} e^{idK_{\perp}h(n)} \right|^2 \quad (2.38)$$

nur von der Oberflächenstruktur und dem Streuvektor \mathbf{K} bestimmt wird. Für die einfachere Beschreibung wurde \mathbf{K} aufgeteilt in einen Anteil parallel zur Oberfläche K_{\parallel} und einen Anteil senkrecht zur Oberfläche K_{\perp} . Des Weiteren beschreibt d der Abstand der Netzebenen, a die Gitterkonstante und $h(n)$ ist die Höhenfunktion für die Einheitszelle an Position n . Für eine eindeutige Bestimmung der Höhenfunktion, muss der Gitterfaktor für verschiedene Werte von K_{\perp} bekannt sein. Da man die Höhenfunktion nicht direkt messen kann. Die Spotintensität wird bestimmt durch den Strukturfaktor. Im rechten Bild von Abb. 2.10 ist die Intensitätsverteilung im reziproken Raum entlang den Stangen zu sehen. Für große Eindringtiefen würde man anstatt der Stangen Punkte sehen, da viele Netzebenen an der Beugung

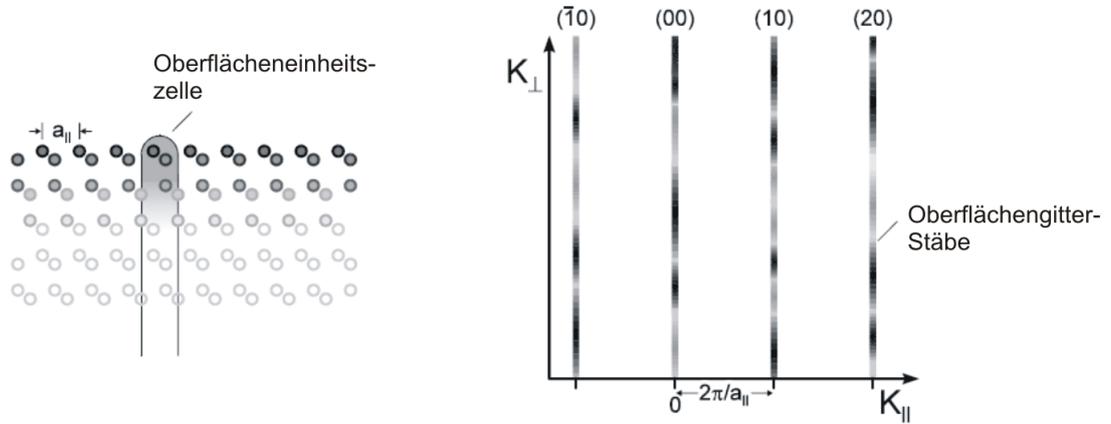


Abbildung 2.10: Oberflächenbeugung für Elektronen. Links zu sehen ist die Eindringtiefe der einfallenden Elektronen, die resultierende Struktur im reziproken Raum ist auf dem rechten Bild gezeigt [40].

beteiligt wären. Im zweidimensionalen Fall werden die Punkte durch Stangen ohne Intensitätsmodulation ersetzt, da eine der drei Bragg Bedingungen wegfällt und man keine Informationen senkrecht zur Oberfläche hat. Die in Abb. 2.10 gezeigte Intensitätsmodulation der Stangen wird verursacht durch die Informationen der zweiten Netzebene, da man keine perfekte zweidimensionale Beugung hat, wie in Abb. 2.10 links zu sehen ist. Ebenfalls für Intensitätsmodulationen sorgen Oberflächenstrukturen wie Facetten und Stufen.

2.4.2 Beugung an vicinalen Oberflächen

Die Oberflächenbeschaffenheit lässt sich im Beugungsbild detektieren, da die ausgehenden Elektronen miteinander interferieren. Dafür muss jedoch eine regelmäßige Struktur (z.B. Stufen) vorliegen. Für eine perfekt glatte Oberfläche ist jeder Wert von K_{\perp} erlaubt (vgl. Abb. 2.10) [41]. Sobald die Oberfläche mindestens 2 unterschiedliche Höhen aufweist, kann man eine Streuphase

$$S = \frac{K_{\perp} d}{2\pi} \quad (2.39)$$

eingeführen. S ersetzt den vertikalen Streuvektor als eine dimensionslose Größe und beschreibt die Phasendifferenz in Einheiten der Elektronenwellenlänge nachdem die einfallende Welle an unterschiedlichen Höhen gestreut wurden (vgl. Abb. 2.11).

Für konstruktive Interferenz d.h. ganzzahlige Werte von S erhält man keine Informationen über die Oberflächenrauigkeit, da man in diesem Fall immer scharfe Spots

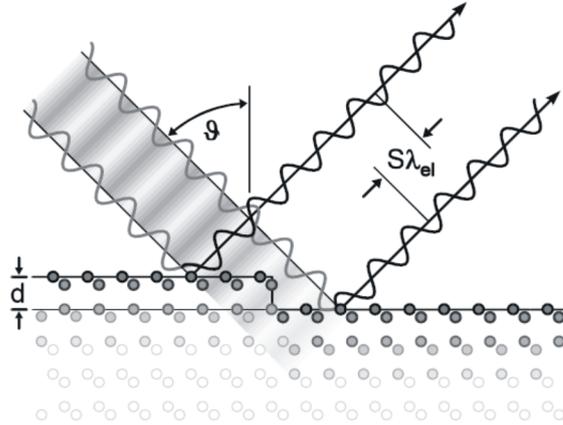


Abbildung 2.11: Gangunterschied an einer Stufenkante. Die Elektronen interferieren konstruktiv für ganzzahlige Werte von S „in-Phase“ und destruktiv für halbzahlige Werte „out-of-Phase“, hier dargestellt ist die konstruktive Interferenz [40].

erhält. Dieser Sachverhalt wird bei betrachten von Abb. 2.12 klar. Für ganzzahlige Werte von S hat man sowohl für die flache Oberfläche, als auch für die vicinale Oberfläche scharfe Punkte an der gleichen Position mit gleicher Intensität.

Für einen Kristall mit einer homogenen Terrassenverteilung ergibt sich eine von der Phase S abhängige Halbwertsbreite des Hauptreflexes

$$FWHM = 4 \cdot \frac{1 - \cos 2\pi S}{\pi \Gamma}. \quad (2.40)$$

Mit der mittleren Terrassenbreite $\Gamma = N \cdot \text{Gitterkonstante}$. Aus der Halbwertsbreite und der Phase lässt sich somit die Terrassenbreite bestimmen. Aufgrund der Anisotropie einer vicinalen Oberfläche unterscheidet sich die Halbwertsbreite für die Richtungen parallel und senkrecht zu den Stufen. Das Beugungsbild einer vicinalen Oberfläche ist das Produkt aus Fourier Transformation eines Übergitters und aus der Fourier Transformaten einer einzelnen Terrasse. Der erste Term beschreibt Stangen die durch $\Delta k = 2\pi/\Gamma$ getrennt sind. Die Terrassenbreite Γ lässt sich somit aus dem Abstand der Stangen bestimmen (siehe Abb.2.12). Dieser Term bestimmt ebenfalls die Position der Spots. Der zweite Term moduliert die Intensität der Stangen. Die Intensität der Stangen wird somit beschrieben durch die Fouriertransformierte einer

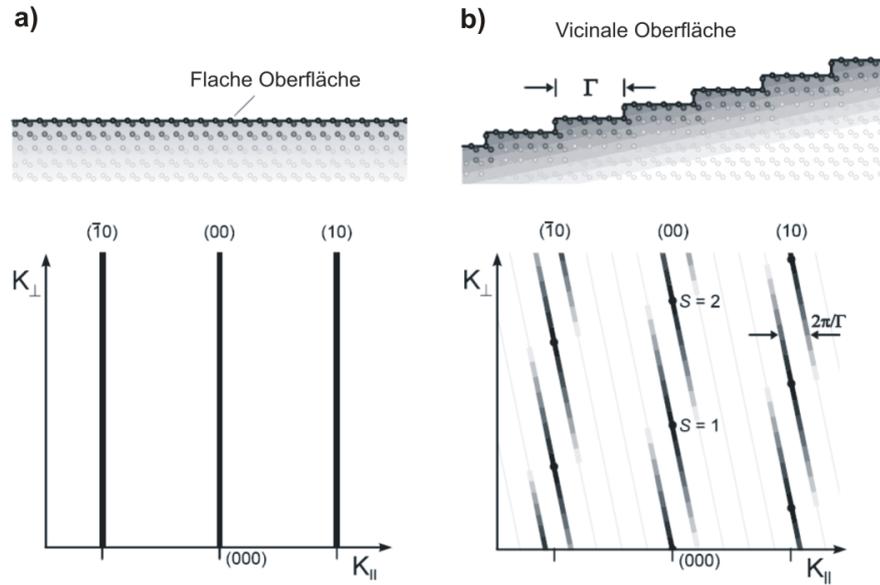


Abbildung 2.12: K_{\perp} - K_{\parallel} Plot für a) ebene und b) vicinale Oberflächen[40].

Terrasse und ist gegeben durch

$$A(k) = \frac{\sin^2(\frac{N}{2}ka)}{\sin^2(\frac{1}{2}ka)} \quad (2.41)$$

mit der Gitterkonstante a . Das Maximum dieser Funktion liegt bei $k = 2\pi/a$, das heißt die Intensität der Oberflächenspots ist nur in der Nähe der Positionen der Spots einer flachen Oberfläche vorhanden. Die Stangen im reziproken Raum sind gegenüber denen der glatten Oberfläche gekippt und aus dem Winkel lässt sich der durchschnittliche Steigungswinkel der Oberfläche berechnen. Die periodische Anordnung der Stufen lässt sich somit gut in einem K_{\perp} - K_{\parallel} Plot (Abb.2.12) sehen. Wie ein LEED Bild einer vicinalen Oberfläche im Detail aussieht, wird in Kapitel 4.1.1 am Beispiel der Si(557) Oberfläche erläutert.

3 Messmethodik

Dieses Kapitel beschreibt die verwendete Messtechnik. Im ersten Abschnitt geht es um die Vakuumkammer und die verwendeten Komponenten. Das Verfahren zum Aufbringen der Bleischicht wird erläutert, sowie das Funktionsprinzip des SPA-LEED's, welches zur Detektierung der Oberflächenstruktur und zur Bestimmung der Schichtdicke benötigt wird.

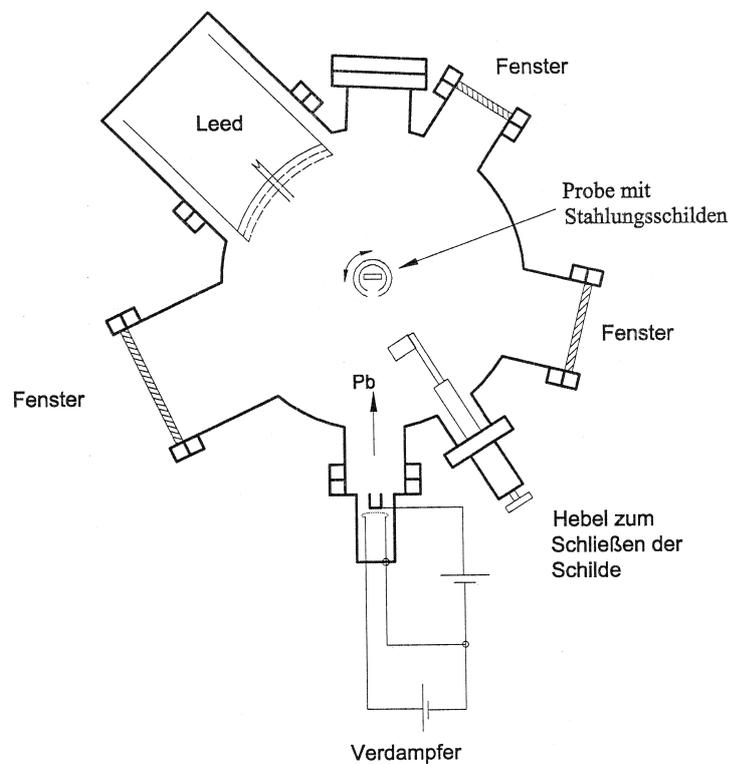


Abbildung 3.1: Querschnitt durch die Messkammer. Der Probenhalter kann in alle drei Raumrichtungen bewegt werden. In dieser Ansicht ist der Magnet nicht gezeigt, da er sich vor der Schnittebene befindet.

3.1 Vakuumsystem

Um sinnvolle Messungen an Oberflächen vornehmen zu können, darf die Oberfläche einer gereinigten Probe nicht zu stark durch Adsorbate und Schmutzpartikel kontaminiert werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Restgasmolekül aus der Luft an der Probe haften bleibt, ist ungefähr eins. Aus diesem Grund sollte der Druck möglichst gering sein. Mittels der kinetischen Gastheorie kann man die Flächenstoßrate n , das heißt die Zahl der Gasmoleküle, die pro Zeiteinheit bei einem bestimmten Druck auf einer bestimmten Fläche adsorbiert werden, berechnen [42]

$$n = \frac{dN}{dt} = \frac{p}{\sqrt{2\pi m k_B T}}. \quad (3.1)$$

Hier ist m die Atom- oder Molekülmasse des Gases, T die Temperatur und k_B die Boltzmann-Konstante ($1,38 \cdot 10^{23} \text{ JK}^{-1}$). Damit die Flächenstoßrate möglichst klein ist, sollten die verwendeten Materialien einen geringen Dampfdruck p haben.

Die verwendete Kammer besteht aus nicht rostendem Edelstahl, da dieser auch bei Temperaturen um 200°C einen geringen Dampfdruck hat, so dass kaum Teilchen von den Wänden desorbiert werden. Dieser geringe Dampfdruck ist unerlässlich für das Ausheizen, welches später noch genauer erläutert wird. In der Regel ist bei einem Druck von $3 \cdot 10^{-7}$ mbar eine Monolagenschicht nach 30 Minuten zu 1% verunreinigt. Die Messungen an der Bleischicht wurden deswegen im Ultrahochvakuum (UHV) bei einem Druck von maximal $1 \cdot 10^{-10}$ mbar vorgenommen. Um diesen Druck zu erreichen wird mit einem mehrstufigen Pumpensystem gepumpt.

Als Vorpumpe im Bereich vom Atmosphärendruck bis $1 \cdot 10^{-3}$ mbar arbeitet eine Drehschieberpumpe. Im Bereich 10^{-2} mbar bis 10^{-10} mbar pumpt die Turbomolekularpumpe (Abb. 3.2). Diese Pumpe funktioniert mittels mehrerer schnell rotierender Blätter, die den Restgasteilchen durch Stößen eine Vorzugsrichtung aufprägen. Aufgrund der durch Reibung entstehenden hohen Wärmeenergie, muss diese Pumpe durch Wasser gekühlt werden. Die Turbomolekularpumpe erreicht ein Hochvakuum im Bereich von ca. 10^{-7} mbar. Dieser Druck kann aufgrund ständiger Desorption von adsorbiertem Wasser ohne weitere Hilfsmittel nicht unterschritten werden. Um die Desorption zu beschleunigen wird die Kammer auf eine Temperatur, die mindestens über dem Siedepunkt von Wasser liegt, erwärmt. Übliche Temperaturen sind zwischen 130°C und 200°C , dabei hängt die Temperatur stark von den verbauten Komponenten ab. Die in dieser Arbeit verwendete Kammer wurde für mindestens 24 Stunden auf 180°C geheizt. Die Turbomolekularpumpe pumpt das nun gasförmige Wasser ab, ebenso wie eventuell vorhandene Kohlenstoff Verunreinigungen.

Zum Erreichen des Ultrahochvakuums mit einem Druck von ca. 10^{-10} mbar werden nun nichtmechanische Pumpen verwendet. Im Bereich von 10^{-7} bis 10^{-11} mbar



Abbildung 3.2: Schnitt durch eine Turbomolekularpumpe, deutlich zu sehen sind die verschiedenen Rotorblätter.

pumpt eine Ionengetterpumpe. Diese Pumpen ionisieren die Teilchen mittels Elektronenstoß. Die Ionen werden beschleunigt und durch ein elektrisches Feld auf eine Oberfläche gelenkt, wo sie adsorbiert werden. Zur weiteren Verbesserung des Drucks wurde noch eine Titansublimationspumpe verwendet, die in regelmäßigen Abständen (alle 8 Stunden) Titan verdampft. Durch die hohe chemische Reaktivität des Titans werden Restgasmoleküle erst an das Titan und dann an die kalten Kammerwände gebunden [43].

3.1.1 Kryostat

Da quantenmechanische Effekte wie Schwache Lokalisierung (vgl. Kapitel 2.2.2) nur bei tiefen Temperaturen beobachtbar sind, muss die Probe gekühlt werden. Für die nachfolgenden Messungen wurde ein handelsübliches Kryostat verwendet. Das Kryostat besteht aus einem Heber und einem Wärmetauscher. Das flüssige Helium oder der flüssige Stickstoff werden durch den Heber zum Wärmetauscher gepumpt. Während des Durchflusses verdampft die Kühlflüssigkeit und kühlt den Probenhalter, der über ein Kupfergewinde thermisch an das Kryostat gekoppelt ist. Die Temperatur des Kryostats wurde mittels einer Diode gemessen, die tatsächliche Proben-temperatur kann sich davon jedoch unterscheiden. Besonders beim Abkühlen bzw. Erwärmen der Probe unterscheiden sich die Temperaturen um bis zu 10 K. Mit flüssigem Stickstoff lassen sich Temperaturen bis zu 70 K erreichen, mit flüssigem Helium konnte bis zu 4 K gekühlt werden. Um bei tiefen Temperaturen den Wärmeeinfluss zu minimieren kann ein um den Probenhalter angebrachter Strahlungsschild

geschlossen werden. Des Weiteren werden die Leitungen durch den Probenhalter mitgekühlt.

3.1.2 Probenhalter

Der Probenhalter wurde eigens für die nachfolgenden Messungen konzipiert. Er muss die Probe halten und kontaktieren, sowie die Wärme abtransportieren. Zur Vorbereitung der Siliziumoberfläche wurde eine, ebenfalls am Probenhalter installierte, Elektronenstoßheizung verwendet. Wie man in Abbildung (3.1) sieht kann der Probenhalter in alle 3 Raumrichtungen bewegt und zusätzlich um die eigene Achse gedreht werden. Dies ist nötig um die Probe sowohl für das Aufbringen der Bleischicht, die Untersuchungen mit LEED und die Magnetotransportmessungen in die optimale Position bringen zu können.

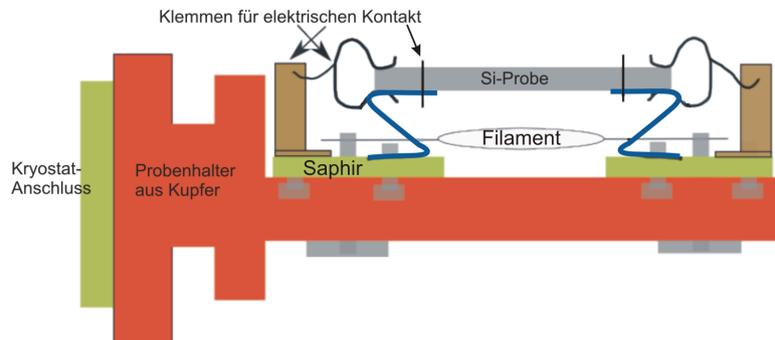


Abbildung 3.3: Skizze vom Probenhalter, zur Funktionsweise der einzelnen Elemente siehe Text.

Der Probenhalter besteht aus Kupfer, wodurch ein optimaler Wärmefluß zum Kryostat gewährleistet wird. Auf dem Kupfer sind 2 Saphirplättchen angebracht, die die Probe elektrisch von der Masse isolieren. Die Probe liegt oberhalb der Saphirplättchen auf vier S-förmig gebogene Wolframblechen (in Abb 3.3 blau eingezeichnet). Der elektrische Kontakt wird nun über aus Draht gefertigte Klemmen hergestellt, die von oben und unten auf die Probe drücken und sie gleichzeitig an den Blechen befestigt. Im Laufe dieser Arbeit wurden verschiedene Materialien für die Klemmen getestet. Da die Probe während der Präparation auf bis zu 1000 °C geheizt wird und für Messungen auf 4 K gekühlt wird, müssen die Klemmen in diesem großen Temperaturbereich formstabil und elastisch bleiben. Sie dürfen zum Beispiel bei den hohen Temperaturen nicht rekristallisieren, wie dies bei Klemmen aus

gesintertem Wolframdraht passierte, da es sonst zu einem Kontaktverlust bei tiefen Temperaturen kommen kann. Am Besten den Anforderungen gewachsen war Wolfram/Rhenium und Molybdän. Die Drahtstärke richtete sich nach dem Material. Der Molybdändraht hatte einen Durchmesser von 0,25 mm, Wolfram/Rhenium 0,2 mm und Wolfram 0,15 mm.

Für die Präparation der Siliziumoberfläche (siehe auch Abschnitt 3.2) musste die Probe bis auf 1000 °C geheizt werden. Dies wurde realisiert durch eine Elektronenstoßheizung. Auf der Rückseite der Probe wurde ein auf Masse liegendes Filament geheizt. Legt man nun an die Probe eine positive Spannung an werden die Elektronen auf die Probe beschleunigt und heizen diese auf. Die angelegte Spannung und der Emissionsstrom richteten sich nach dem Verwendungszweck. Zum Flashen der Probe wird eine Spannung von 1000 V angelegt und ein Emissionsstrom von 45 mA eingestellt, die Probe wird also mit 45 W Leistung geheizt. Die resultierende Proben temperatur wurde extern über ein auf die Probe gerichtetes Pyrometer bestimmt.

3.1.3 Bleiverdampfer

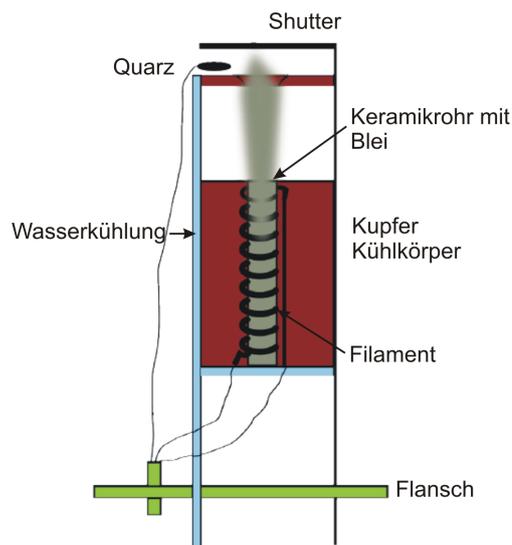


Abbildung 3.4: Skizze des Bleiverdampfers

Der Verdampfer besteht aus einem Keramikrohr um das ein Wolframfilament gewickelt ist (Abb. 3.4). Das mit Blei gefüllte Rohr wird nun durch Anlegen eines Stro-

mes am Filament geheizt und das Blei verdampft. Die Verdampfungsrate lässt sich über den angelegten Strom steuern. Zur Messung der Verdampfungsrate ist oberhalb von der Keramik ein 10 Mhz Schwingquarz installiert. Dessen Schwingungsfrequenz nimmt proportional zur aufgedampften Bleimenge ab und kann wie folgt berechnet werden

$$\Delta f = C_q \rho G. \quad (3.2)$$

C_q ist die charakteristische Quarzkonstante ($C_q = 3,764 \frac{\text{HzA}^2}{\text{amu}}$), ρ die Dichte des Materials und G ein Geometriefaktor, der definiert ist als

$$G = \left(\frac{\text{Abstand Probenoberfläche vom Keramikrohr}}{\text{Abstand Quarz vom Keramikrohr}} \right)^2. \quad (3.3)$$

Für das hier verwendete System entsprechen 500 Hz einer Monolage Blei.

3.1.4 Aufbau des SPA-LEED

Für die Untersuchung der Kristallstruktur und zur Bestimmung der Schichtdicke (vgl. 4.1) wurde ein SPA-LEED verwendet. Die physikalischen Grundlagen sind die gleichen wie beim optischen LEED und wurden in Kapitel 2.4 vorgestellt.

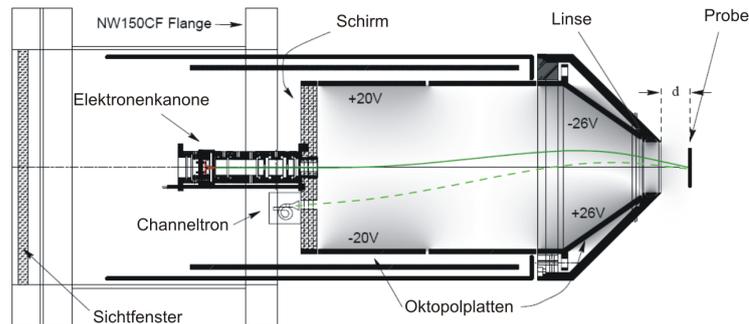


Abbildung 3.5: Schnitt durch ein SPA-LEED System. Gezeigt ist der Weg der Elektronen, die von der Elektronenkanone erzeugt werden. Die einfallenden Elektronen sind dunkelgrün dargestellt und der Weg der gestreuten Elektronen ist grüngestrichelt gezeigt. [40]

Eine LEED Apparatur (vgl. Abb.3.5) besteht immer aus zwei wesentlichen Komponenten, der Elektronenquelle und dem Detektor. Die Elektronenquelle muss einen möglichst gut fokussierten Elektronenstrahl liefern. Je kleiner die Halbwertsbreite des Strahles, umso größer wird die Transferweite d.h. der Bereich in dem die Elektronen kohärent wechselwirken. Es lassen sich somit nur Effekte messen, die kleiner

als die Kohärenzlänge sind. Durch den scharf fokussierten Strahl wird das Signal zu Rausch Verhältnis gebessert und die Reflexe lassen sich besser detektieren. Zur weiteren Fokussierung ist vor der Elektronenkanone eine Linse angebracht.

Es lässt sich generell nicht jede Probe mit LEED untersuchen. Um Aufladungseffekte zu vermeiden muss die Probe leitend oder halbleitend sein und geerdet werden. Da Beugung immer eine Mittelung über einen bestimmten Bereich bedeutet muss die Probe zusätzlich noch eine langreichweitige Ordnung aufweisen.

Die Detektion der Elektronen erfolgt im konventionellen LEED mittels Leuchtschirm. Bei einem SPA-LEED wird ein Channeltron d.h. ein fest eingebauter Einzelelektronendetektor verwendet. Da nur wenige Elektronen zurückgestreut werden muss ein Sekundärelektronenvervielfacher verwendet werden. Dieser besteht aus verschiedenen aktiven Schichten (Bleiglas, leitende Schicht, Siliziumoxid, Emissionsschicht) an denen eine Hochspannung von 2-3 kV angelegt wird. Im Elektronenvervielfacher kann ein einzelnes Elektron 10^8 Elektronen erzeugen. Diese Elektronen führen an der Anode zu einem elektrischen Puls, der noch weiter verstärkt werden kann. Die elektrischen Pulse werden zur Messelektronik weitergeleitet und aufsummiert.

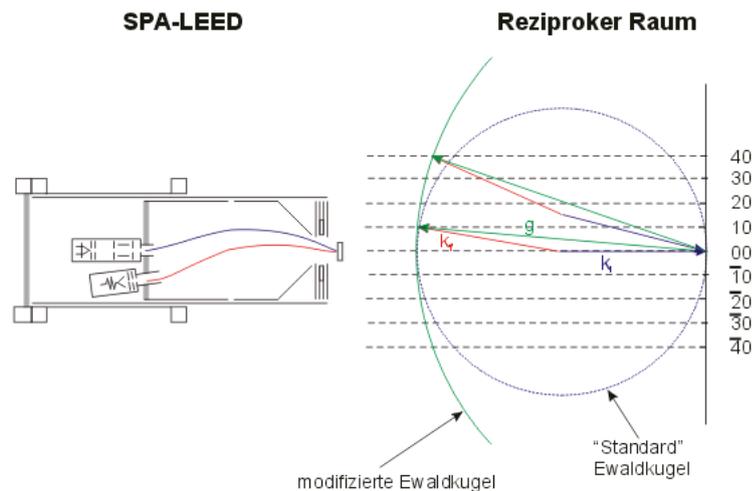


Abbildung 3.6: Prinzip des SPA-LEED Systems. Gezeigt ist die Entstehung der Ewaldkugel für das optische LEED und für das SPA-LEED im reziproken Raum.

Bei einem SPA-LEED wird sowohl Einfalls- wie auch der Ausfallswinkel der Elektronen beim scannen durch die an die Oktopolplatten angelegte Spannung variiert. Da Detektor und Elektronenkanone direkt nebeneinander angebaut sind (vgl. Abb. 3.5) nehmen die Elektronen auf Hin- und Rückweg fast den gleichen Pfad. Für den

Scan des Beugungsbildes wird der Einfallswinkel variiert. Aufgrund des veränderten Einfallswinkel verändert sich der Ausfallswinkel ebenfalls, jedoch bleibt der Winkel zwischen einfallenden Wellenvektor k_i und ausgehenden Wellenvektor k_f unverändert (siehe Abb. 3.6). Dadurch erhält man eine modifizierte Ewaldkugel d.h. der Radius ändert sich von k_i auf $2k_i$. Somit kann man einen größeren Bereich des reziproken Gitters aufnehmen.

3.1.5 Aufbau zur Messung der Leitfähigkeit

Die Leitfähigkeit wurde mittels der Van der Pauw Messmethode (vgl. Kapitel 2.1.4) bestimmt. Wie man in Abbildung 3.7 sieht hat die Probe acht Kontakte aus TiSi₂.

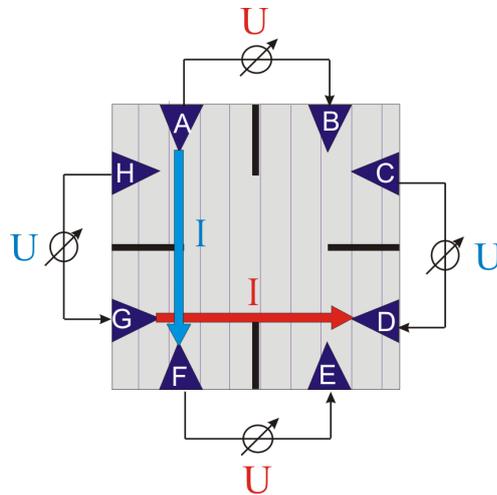


Abbildung 3.7: Aufbau der Probe. Die Kontakte sind mit A-H bezeichnet. Der Stromfluß ist durch die dicken Pfeile dargestellt. Die Spannung wird über die Kontakte an der Seite, die mit den dünnen Pfeilen markiert sind, gemessen. Rot und Blau bezeichnen unterschiedliche Messrichtungen bezüglich der Stufen(dünne graue Streifen).

Davon werden jeweils vier für eine Messung benötigt. Durch zwei gegenüberliegenden Kontakte wird der Strom geschickt und mittels der an der Seite liegenden Kontakte, die abfallende Spannung gemessen. Dies geschieht senkrecht und parallel zu den Stufen, die im Bild durch dünne, graue Streifen angedeutet werden. Das angelegte Magnetfeld bei den Magnetotransportmessungen steht hier senkrecht auf der Probe. Die Probe ist 15 mm × 15 mm groß. Um die Kontakte voneinander elektrisch zu isolieren und um den Strompfad zu verlängern sind Schlitze (schwarz) vorhanden.

3.2 Probenpräparation

Im folgenden wird die Präparation der Siliziumoberfläche und das Aufbringen der Bleischicht näher erläutert. Die Güte der Präparation wurde mit dem SPA-LEED kontrolliert.

3.2.1 Vorbereitung der Probe

Um die Probenoberfläche von Schmutzpartikeln zu befreien wurde die Probe jeweils 15 Minuten durch Petroleumbenzin, Azeton und Propanol im Ultraschallbad gereinigt. Die Kanten des Silizium wurden danach jeweils für 40 Sekunden in Flußsäure getaucht, dadurch wird das Oxid entfernt, welches sich an der Oberfläche befindet. Dies ist nötig, da die später aufgedampften TiSi_2 Kontakte ohne unterliegende Oxidschicht besser leiten und einen guten Kontakt zum Silizium haben. Der Rest der Oberfläche wurde nicht mit HF behandelt, da die Oxidschicht als Schutz gegen Verunreinigungen beim Transport an Luft wirkt.

Im Anschluss an die Reinigung konnten die Kontakte aufgedampft werden. Dies geschah bei einem Druck von 10^{-7} mbar. Titan wurde aus einem stromdurchflossenen Titandraht aufgedampft. Die Siliziumprobe wurde bei diesem Vorgang auf rund 700°C erhitzt, damit sich das Titan mit dem Silizium zu TiSi_2 verbindet. Der Vorteil von TiSi_2 ist metallisches Verhalten und eine große Temperaturstabilität.

Die Kontaktpads sind sehr wichtig für die Leitfähigkeitsmessungen. Wenn der Widerstand zu groß ist werden die Leitfähigkeitsmessungen beeinflusst. In der Regel lag der Widerstand der Pads bei $20\ \Omega^1$ und ist somit im Vergleich zum Siliziumwiderstand vernachlässigbar. Problematisch waren jedoch die Messungen bei tiefen Temperaturen ($< 30\ \text{K}$), da keine Leitfähigkeit mehr vorhanden war bzw. die Messwerte stark voneinander abwichen. In diesem Temperaturbereich scheint eine Art Schottky Barriere zwischen TiSi_2 und Silizium Substrat vorhanden zu sein. Eine weitere Möglichkeit ist die Bildung einer Si oder SiO_2 Schicht auf dem TiSi_2 aufgrund der Erwärmung auf über 700°C [44].

Nach dem Abkühlen konnte die fertige Probe zur weiteren Behandlung in die Messkammer transferiert werden. Um eine gut rekonstruierte Oberfläche mit langreichweitiger Ordnung zu erhalten, wird die Probe bei ca. 600°C über mehrere Stunden ausgegast. Sobald der Druck bei diesem Vorgang im niedrigen 10^{-10} mbar Bereich ist, kann die Probe geflasht werden. Dabei wird sie für ein paar Sekunden auf ca. 1000°C erhitzt und dann langsam abgekühlt. Dabei ist wichtig, dass die Temperatur um 800°C für ein paar Minuten beibehalten wird, da bei dieser Temperatur das Silizium diffundieren und somit eine langreichweitige Ordnung herstellen kann. Wie die rekonstruierte Si(557) Oberfläche aussieht, wird im Detail in Kapitel 4.1.1 erläutert.

¹Gemessen wurde auf dem TiSi_2 Kontakt in einem Abstand von ungefähr 2 mm

3.2.2 Herstellung der Bleischicht

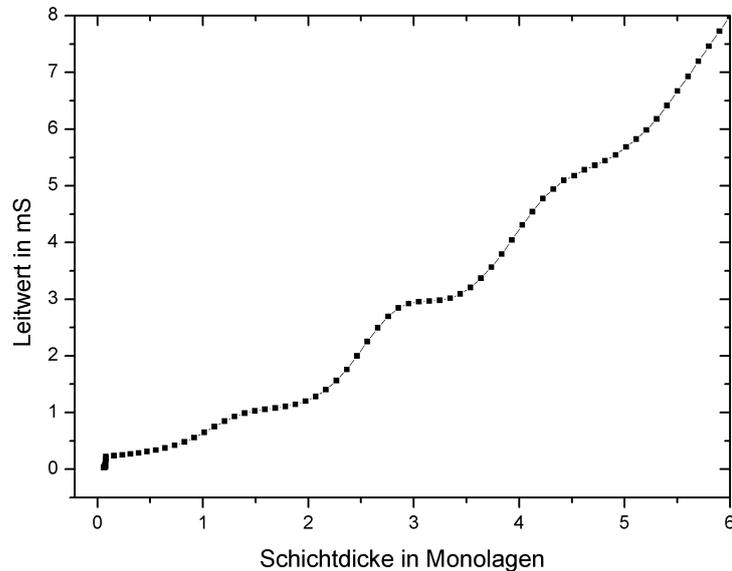


Abbildung 3.8: Oszillationen des Leitwerts beim Aufdampfen von Blei auf Silizium(557) aufgrund des Quantum Size Effects. Aufgedampft wurde bei einer Proben­temperatur von 70 K.

Die Bleischicht wird direkt in der Kammer bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-10}$ aufgedampft. Das Prinzip des Bleiverdampfers wurde in Kapitel 3.1.3 beschrieben.

Das Blei wird aus dem Verdampfer auf die Probe gedampft. Dabei ist wichtig, dass die Proben­temperatur unter 100 K liegt, da bei höheren Temperaturen die Mobilität der Bleiatome sehr groß ist und das Blei als Inseln aufwächst. Bei Temperaturen unter 100 K wächst das Blei Lage für Lage.

Dieses Lage für Lage Wachstum sieht man insbesondere in der Leitfähigkeit (vgl. Bild 3.8). Die Oszillationen im Leitwert werden durch den Quanten Size Effekt hervorgerufen [45]. Die Zustände in einem endlichen Kristall sind quantisiert. Dies ist normalerweise vernachlässigbar, jedoch nicht für Schicht­dicken im Bereich der Fermiwellenlänge λ . Die Zustandsdichte erhöht sich aufgrund der Quantisierung in Stufen und somit auch den Leitwert. Anschaulich kann man argumentieren, dass für volle Monolagen die Elektronen an der Grenzfläche in Bewegungsrichtung reflektiert werden. Für halbzahlige Bedeckungen ist die Oberfläche sehr rau und die Elektronen werden diffus in alle Richtungen gestreut. Die Leitfähigkeit nimmt somit ab. Dies

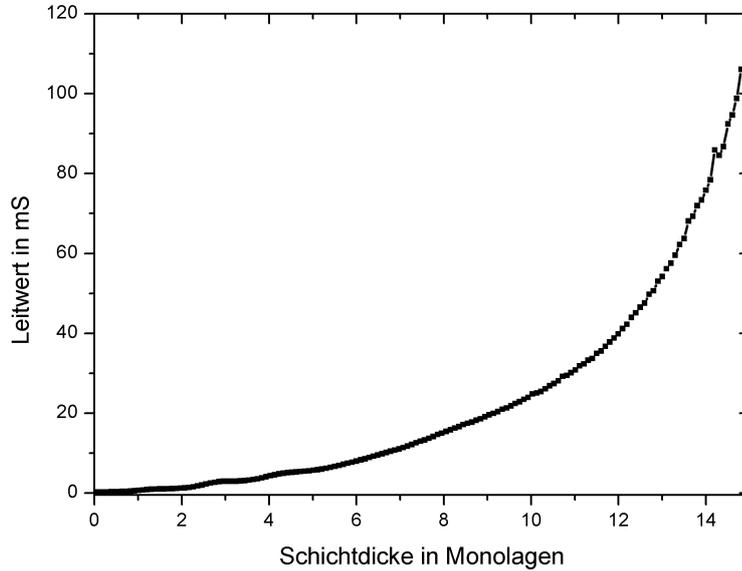


Abbildung 3.9: Leitwertänderung beim Aufdampfen von Blei bei 70 K. Bei 5 ML sieht man den Knick in der Änderung des Leitwertanstiegs, der durch die Änderung der Bleiordnung hervorgerufen wird.

sieht man auch an der Quantum-Size-Effect(QSE) Bedingung:

$$N \cdot \frac{\lambda}{2} = nd \quad \text{mit} \quad n, N = 1, 2, 3... \quad (3.4)$$

Hier ist n die Anzahl der Monolagen und $N \cdot \lambda$ ganzzahlige Vielfache der Fermiwellenlänge. Die ersten 5 Lagen werden stark durch das unterliegende Silizium beeinflusst. Erst die nächsten Lagen weisen die Gitterkonstante von Blei auf. Dadurch haben diese Schichten einen geringeren Widerstand, den man als Knick im Widerstand sehen kann (siehe Abb. 3.9). Die ersten Lagen sind stark ungeordnet, durch Tempern, also das langsame Erhöhen der Temperatur bis ca. 100K, ordnen sie sich besser an und der Widerstand sinkt.

In Abb. 3.9 ist eine typische Aufdampfkurve gezeigt. Die Leitwertsänderung lässt sich in drei Bereiche aufteilen. Bis zur Perkolationsgrenze bei etwa einer Monolage misst man nur den Substratwiderstand. Für eine Bedeckung von einer bis zu fünf Monolagen sind die Oszillationen aufgrund des Quantum Size Effektes zu sehen und der Leitwert steigt im Mittel linear an. Ab fünf Monolagen steigt der Leitwert aufgrund der besseren Ordnung stark an.

Die Messung der Bleibedeckung mit dem Quarz ist recht ungenau, so kann es vorkommen dass der starke Anstieg des Leitwerts erst bei sechs oder sieben Monolagen einsetzt. Zur Kontrolle der Gleichmäßigkeit der Bedeckung und der Menge wurde deswegen immer eine Leitfähigkeitsmessung gemacht. Zum Präparieren einer gut geordneten Monolage Blei wurde eine mindestens 10 Monolagen dicke Bleischicht aufgedampft, die anschließend bis 120 K getempert wurde, um die Schicht besser zu ordnen. Bei 360°C wird das Blei in Anschluss daran abgedampft bis nur noch der stabile wetting layer übrig bleibt.

Die resultierende Schichtdicke kann mit dem LEED bestimmt werden, da die Oberflächenstruktur einer Blei bedeckten Silizium(557) Oberfläche sich stark unterscheidet von einer reinen Silizium(557) Oberfläche, siehe dazu Kapitel 4.1. Von einer Monolage ausgehend konnte man geringe Mengen Blei aufdampfen um z.B. Stufen zu dekorieren. Zur Erzeugung gut geordneter Schichten muss die Schicht nochmal bis 120 K getempert werden und danach die Güte mit LEED kontrolliert werden.

4 Der temperaturabhängige Phasenübergang

In diesem Kapitel geht es um die Eigenschaften von einer physikalischen Monolage Blei auf Silizium(557) (kurz: Pb/Si(557)). Insbesondere zeigt dieses System einen strukturellen Phasenübergang bei 78 K und infolge dessen einen Übergang der elektrischen Leitfähigkeit vom zweidimensionalen zum quasideimensionalen System. Im ersten Teil wird die Änderung der Oberflächenstruktur in Abhängigkeit von der Temperatur und von der Bedeckung vorgestellt. Im zweiten Teil geht es um die Auswirkung der strukturellen Phasenübergangs auf die Leitfähigkeit des Systems.

4.1 Strukturelle Untersuchungen

4.1.1 Silizium(557)

Eindimensionale Phänomene¹ werden seit einiger Zeit intensiv studiert und zeigen gänzlich andere Eigenschaften als zwei- oder dreidimensionale Systeme. Um eindimensionale Systeme herstellen zu können, ist es von Vorteil vicinale Oberflächen wie z.B. Si(557) zu verwenden. Durch Aufdampfen verschiedener Metalle, zum Beispiel Blei oder Gold, erhält man selbststrukturierte, eindimensionale Drähte. Im Folgenden wird die reine Si(557) Oberfläche näher vorgestellt.

Die vicinale Si(557) Oberfläche hat eine Fehlneigung von 9.45° zur Si(111) Oberfläche in $[\bar{1}\bar{1}2]$ Richtung, wodurch eine Stufenstruktur entsteht. Sie besteht nicht aus regelmäßig angeordneten, 1,92 nm (entsprechend $5\frac{2}{3}a_{Si}$) breiten Si(111) Terrassen, da diese Anordnung energetisch ungünstig ist [9].

Energetisch günstiger für die rekonstruierte Si(557) Oberfläche sind abwechselnd angeordnete breite Si(111) Terrassen und eine Dreierstufenanordnung von kleinen Si(112) Facetten, wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist. Die rekonstruierte Oberfläche hat, mit einer Breite der Einheitszelle von 5,73 nm in $[\bar{1}\bar{1}2]$ Richtung, eine drei Mal so große Einheitszelle wie regelmäßig gestuftes Si(557).

Auf den $9a_{Si}$ breiten (111) Terrassen kann sich eine halbe 7×7 Rekonstruktion bilden. Diese sind in den weiß eingezeichneten Dreiecken im oberen Bild von Abbildung 4.1 zu sehen. Die 7×7 Rekonstruktion ist wichtig für die elektronische Stabilisierung der Oberfläche und der Grund für die Anordnung aus (111) Terrassen

¹ z.B. Luttinger Flüssigkeiten [46]

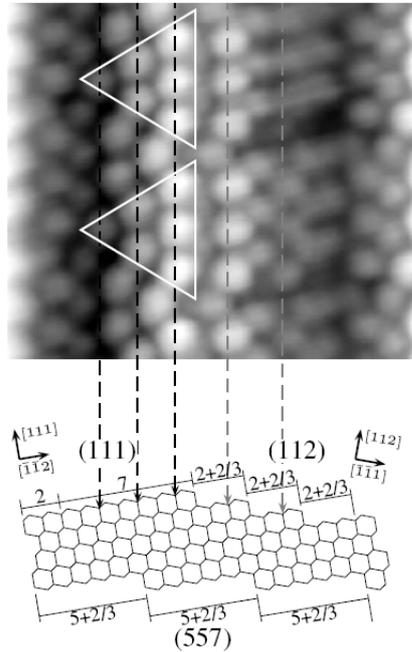


Abbildung 4.1: STM Bild der Si(557) Oberfläche mit Modell in der Seitenansicht. Die weiß eingezeichneten Dreiecke kennzeichnen die halbe 7×7 Rekonstruktion auf den großen (111) Terrassen. [47]

und (112) Facetten. Die (112) Facetten sind mit einer Breite von $2\frac{2}{3}a_{Si} = 0,88$ nm, wesentlich kleiner als die (111) Terrassen. Im Jahr 2008 haben Oh et al. [47] die (112) Facetten mit dem STM auflösen können. Allerdings wurde die Interpretation der Bilder und die daraus folgenden Hypothesen angezweifelt [48].

Diese Oberflächenstruktur aus abwechselnden (111) Terrassen und (112) Facetten lässt sich auch in LEED Bildern sehen. In Abbildung 4.2 ist ein LEED Bild der Si(557) Oberfläche gezeigt. Man erkennt deutlich die blau gekennzeichneten 1×1 Reflexe des Siliziums. Zwischen den 1×1 Reflexen findet man die Reflexe der 7×7 Rekonstruktion, die sich auf den großen (111) Terrassen ausbildet. Die Reflexe sind in $[\bar{1}\bar{1}2]$ gestreckt, aufgrund der endlichen Breite der Terrasse. Es passt nur eine halbe 7×7 Rekonstruktion auf eine (111) Terrasse. Für schlecht geordnete Oberflächen mit größeren (111) Terrassen sind die 7×7 Spots rund.

Als Abschluss der 7×7 Rekonstruktion und damit an den Stufenkanten, befinden sich freie Bindungen [49]. Diese freien Bindungen erzeugen bei 50 % Surface Brillouin Zone (SBZ) die 2×1 Rekonstruktion (grün), welche es nur in $[\bar{1}\bar{1}2]$ gibt.

Aufgrund der großen Si(557) Einheitszelle mit $17 \times 7 a_{Si}$, sieht man zwischen den

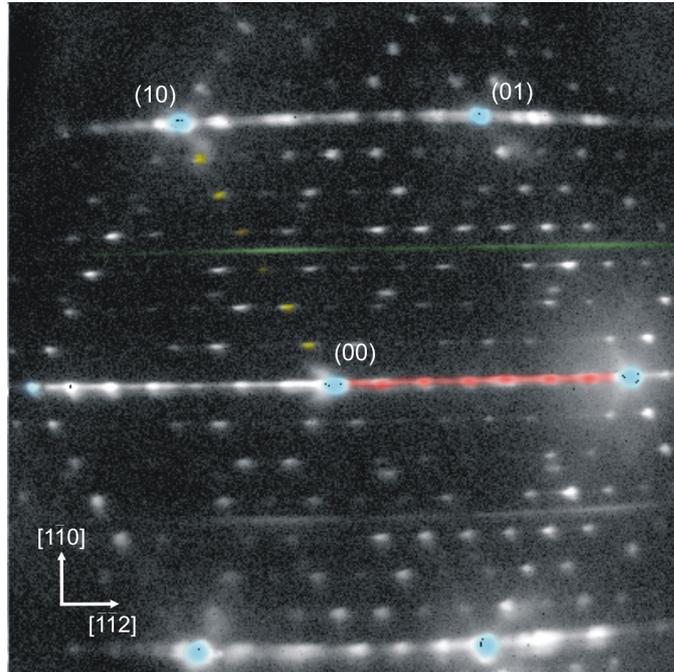


Abbildung 4.2: LEED Bild der Si(557) Oberfläche, aufgenommen bei $T=70$ K und $E=97$ eV. In blau markiert sind die 1×1 Reflexe. An den 7×7 Spots (gelb) der (111) Terrassen sieht man eine Streckung in $[\bar{1}\bar{1}2]$ -Richtung. Die 2×1 Rekonstruktion ist in grün eingezeichnet. Die 16 Spots der Einheitszelle (rot) sind in dem Bild nicht einzeln aufgelöst zu sehen. Jedoch deutet die durchgängige Intensität zwischen den Hauptpeaks auf viele Reflexe hin.

1×1 Spots in $[\bar{1}\bar{1}2]$ Richtung 16 Reflexe in Übereinstimmung mit dem Modell in Abb. 4.1. Diese 16 Reflexe haben einen Abstand von 5,9% SBZ und sind der Nachweis, dass die Oberfläche nicht in äquidistanten Stufen rekristallisiert. Bei regelmäßigen Stufen der Länge $5\frac{2}{3}a_{Si}$ würde man 5 Reflexe im Abstand von 17,7 % SBZ sehen.

Aus dem LEED Bild einer Si(557) Oberfläche kann man also die Struktur der Oberfläche ableiten. Für die nachfolgenden Untersuchungen ist entscheidend, dass die Oberfläche absolut regelmäßig gestuft ist. Wichtige Hinweise sind die in $[\bar{1}\bar{1}2]$ Richtung gestreckte 7×7 Spots, eine gut ausgeprägte 2×1 Rekonstruktion und die 16 Reflexe in $[\bar{1}\bar{1}2]$ Richtung zwischen den 1×1 Reflexen.

4.1.2 Die Phasen der Blei bedeckten Si(557) Oberfläche

Bringt man nun auf die Si(557) Oberfläche eine 1,3 Monolagen (ML) dicke Bleischicht auf, die einer Monolage Blei auf Si(111) entspricht, ändert sich die Ober-

flächenstruktur stark. Die genaue Kenntnis der verschiedenen Phasen von Blei auf Silizium ist wichtig zur Bestimmung der genauen Bedeckung. Mittels LEED lässt sich die Bedeckung bis auf ein Zehntel Monolage genau bestimmen, weil man für jede Phase charakteristische Eigenschaften im LEED Bild sieht [10]. Da die Messung der Bedeckung mittels Quarz aufgrund des schwer exakt bestimmbareren Geometriefaktors (vgl. Kapitel 3.1.3) recht ungenau ist, ist die Bestimmung der Bedeckung mit LEED besser.

Um die Gleichmäßigkeit der Bedeckung zu gewährleisten, wurde erst eine dicke Schicht aufgebracht, welche dann bis auf ca. 1 Monolage abgedampft wurde (näheres dazu in Kapitel 3.2.2). Die Periodizität der Oberflächenstruktur und die Gleichmäßigkeit der Bleibedeckung lässt sich ebenfalls im LEED sehen.

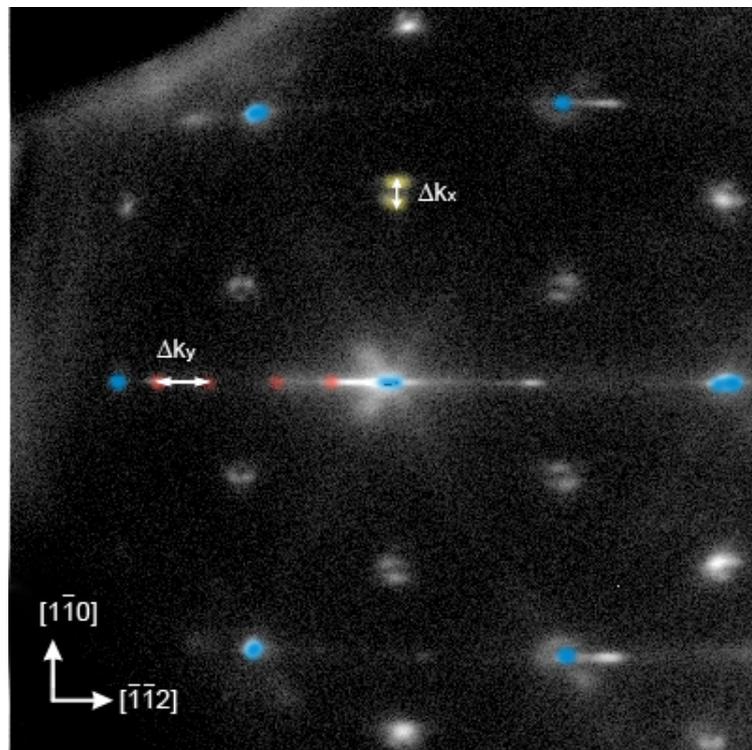


Abbildung 4.3: LEED Bild der Pb/Si(223) Oberfläche aufgenommen mit 85 eV. Die Hauptpeaks sind blau eingezeichnet. Wie man sieht ist die 7×7 Rekonstruktion zerstört, dafür erscheinen an den $\sqrt{3}$ Positionen neue aufgespaltene Reflexe (gelb).

In Abb. 4.3 ist ein LEED Bild einer 1,3 Monolagen Bleischicht auf Si(557) gezeigt. Wie man sieht wird durch das Aufbringen von 1,3 - 1,4 Monolagen Blei auf Si(557) die Oberflächenstruktur stark verändert, das heißt die abwechselnde Folge von (111) und (112) Facetten wird umstrukturiert zu einer regelmäßig gestuften Oberfläche

mit einer (223) Neigung. Dies ist möglich, da die aufgebrauchten Bleiatome die 7×7 Rekonstruktion zerstören, welche für die elektronische Stabilisierung der Oberfläche wichtig ist. Die aufgebrauchten Bleiatome sättigen die freien Bindungen und erhöhen somit die Oberflächenenergie. Deutlich zu sehen ist die Umstrukturierung im LEED Bild.

Die neue Orientierung der Oberfläche ist an den in rot gekennzeichneten Reflexen zu sehen. Die Spot Aufspaltung Δk_y in $[\bar{1}\bar{1}2]$ Richtung zwischen den Hauptreflexen hat sich geändert. Für die reine Si(557) Oberfläche sind 16 Reflexe zu sehen, mit Bleibedeckung nur noch 4. In Abb. 4.3 sind nicht alle Reflexe zu sehen dies ist ein Hinweis darauf, dass die Oberfläche nicht periodisch gestuft ist und teilweise größere (111) Terrassen hat. Aus dem Grund ist die 2×1 Rekonstruktion ebenfalls nicht mehr zu sehen.

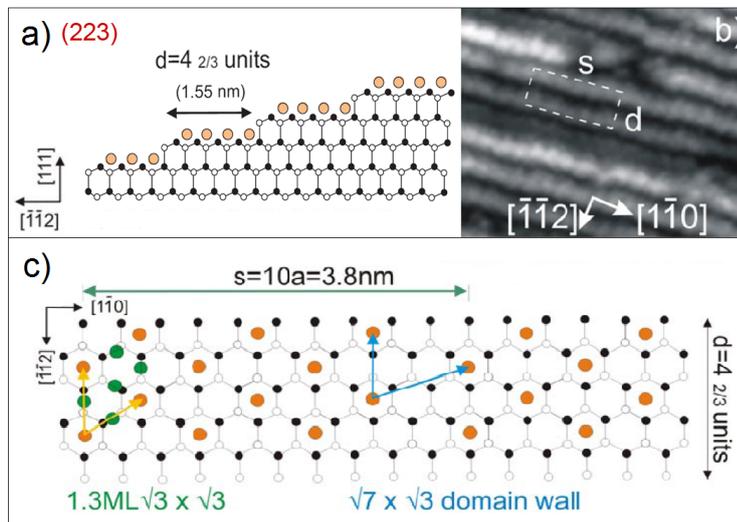


Abbildung 4.4: a) Seitenansicht der Pb/Si(223) Oberfläche, die orangenen Kreise symbolisieren die Bleiatome. b) STM Bild und c) Draufsicht der Terrassen mit der $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ Überstruktur (grün) und den $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ Domänenwänden (blau) [13].

An den $\sqrt{3}$ Positionen entstehen neue Reflexe vom Blei. Dieser $\sqrt{3}$ Reflex ist aufgespalten (gelb gekennzeichnet). Der Abstand Δk_x zwischen den Reflexen ist ein wichtiger Hinweis auf die Bleibedeckung, wie in Tabelle 4.1 gezeigt ist. Die Ursache für die Aufspaltung wird im folgenden erläutert.

Ab einer Bedeckung von 1,3 Monolagen hat die Oberfläche eine (223) Struktur mit verschiedenen linearen Phasen, wie in Abb. 4.4 zu sehen ist. In Abb. 4.4 (a) ist die Seitenansicht gezeigt, wie man sieht lagern sich die Bleiatome nur auf den (111) Terrassen an und bedecken nicht die Stufenkanten. Dadurch entsteht die im

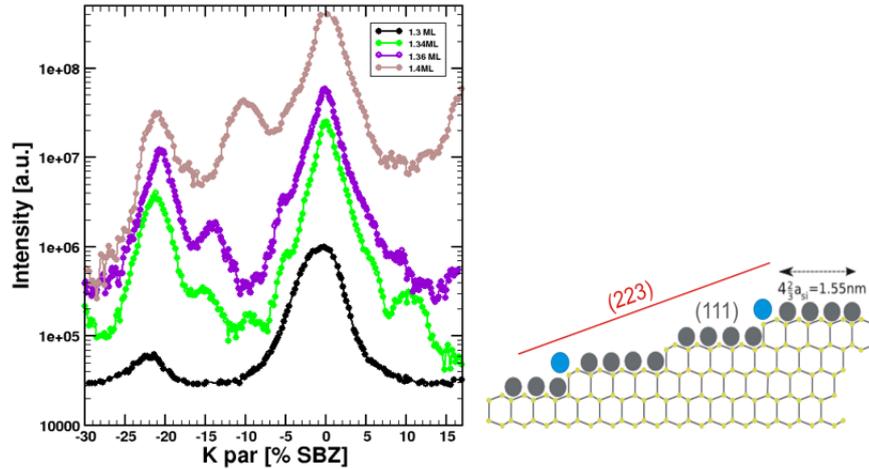


Abbildung 4.5: Linienscans der LEED Bilder in $[\bar{1}\bar{1}2]$ Richtung zur Bestimmung von k_y . Man sieht die zusätzlichen Peaks hervorgerufen durch Stufendekoration. Bei 1,4 ML Bedeckung haben sich die Reflexe verdoppelt, aufgrund der Dekoration von jeder Zweiten Stufenkante. Rechts das Modell der Oberfläche, die Bleiatome auf den Stufenkanten sind blau eingezeichnet. In diesem Beispiel ist jede zweite Stufenkante bedeckt, entsprechend dem Linescan bei 1,4 ML.[10]

STM Bild (b) zu sehende Draht ähnliche Struktur. Im Bild (c) ist eine Draufsicht der (111) Terrassen mit den linearen Phasen gezeigt.

Die linearen Phasen setzen sich aus einem Verhältnis von $m\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ und $n\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ Einheitszellen zusammen. Dabei ist der Anteil der $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ höher, aufgrund der dichteren Anordnung der Bleiatome. Das heißt die (1,5) Phase besteht aus $5\sqrt{3} \times \sqrt{3}$, die durch eine $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ Domänenwand getrennt ist. Die Domänenwände müssen senkrecht zu den Stufen verlaufen, da die Terrassen nur $4\frac{2}{3}a_{Si}$ breit sind.

Die im STM Bild 4.4 (b) zu sehende Zehnerperiodizität entspricht genau der (1,5) Phase, da die Domänenwand genau nach Zehn Silizium Einheitszellen auftritt. Diese Phase ist besonders interessant in Hinblick auf das Temperaturabhängige Verhalten, was in Kapitel 4.1.3 und 4.2 näher vorgestellt wird.

Die Domänenwände lassen sich als Spots an den $\sqrt{3}$ Positionen mit einer Aufspaltung von k_x in $[1\bar{1}0]$ Richtung sehen. Mit zunehmender Bedeckung steigt der Anteil der $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ Anteile und die Domänenwände rücken im Realraum weiter auseinander. Dies lässt sich im reziproken Raum als kleiner werdender Wellenvektor k_x

Tabelle 4.1: Bedeckung und Abstände der Domänenwandreflexe für die verschiedenen Phasen [41].

Phase	Bedeckung (ML)	Abstand Δk_x (% SBZ)
(1,3)	1,300	14,2
(1,4)	1,306	11,7
(1,5)	1,311	10,5
(1,6)	1,314	8,16
SIC	> 1,34	8,1

zwischen den Domänenwandreflexen sehen [41]. In Tabelle 4.1 ist Δk_x in Abhängigkeit von der Bedeckung gezeigt. Wie man sieht nimmt die Aufspaltung der Reflexe mit zunehmender Bedeckung ab.

Mit LEED Bildern lässt sich somit aus dem Abstand der Domänenwandreflexe die Bedeckung sehr genau bestimmen. Für Bedeckungen über 1,34 Monolagen bis mindestens 1,62 Monolagen ist die SIC-Phase (striped incommensurate) vorhanden [10]. Der Abstand der Domänenwandreflexen ändert sich für diese Phase nicht mehr mit der Bedeckung, sondern bleibt konstant bei 8,1 % SBZ. Die zusätzlich aufgebrauchten Bleiatome lagern sich an den Stufenkanten an. Dabei wird nicht jede Stufenkante dekoriert, sondern je nach Bedeckung jede Vierte, Dritte oder Zweite (vgl. Abb. 4.5).

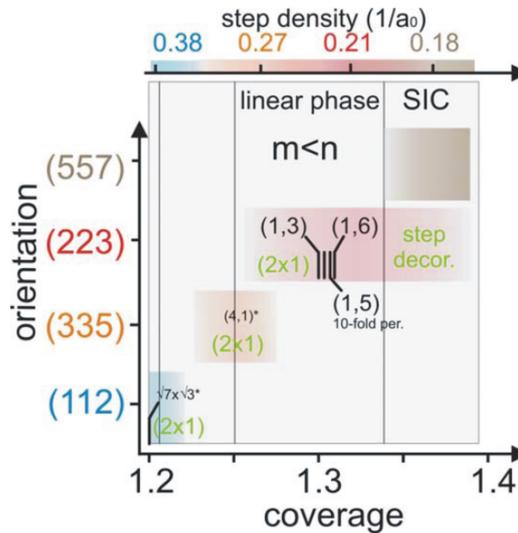


Abbildung 4.6: Phasendiagramm für Pb/Si(557). Die mit * gekennzeichneten Phasen existieren nur für große (111) Terrassen [10].

Für eine Bedeckung von 1,2 Monolagen bis zu einer Bedeckung von 1,25 Monolagen kann man im LEED Bild ebenfalls charakteristische Merkmale sehen. In diesem Fall hat die Oberfläche eine (335) Neigung und eine $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ Überstruktur. Diese Phase erkennt man an den dreieckig angeordneten Reflexen um die $\sqrt{3}$ Position. Umso größer die Bedeckung, umso näher rücken die Reflexe an die $\sqrt{3}$ Position heran [50], bis die Oberfläche in die nächste Phase mit der (223) Oberfläche übergeht.

Alle vorher genannten Phasen sind in Abbildung 4.6 gezeigt. Zu sehen ist das Phasendiagramm von Pb/Si(557) für Bedeckungen zwischen 1,2 und 1,4 Monolagen Blei. Mit zunehmender Bedeckung nimmt die Stufendichte ab, das heißt die (111) Terrassen werden größer. Für Bedeckungen zwischen 1,2 - 1,3 ML ist die Oberflächenstruktur instabil und die Oberfläche wechselt mit zunehmender Bedeckung von (112) zur (335) Orientierung und anschließend zur (223). Für die (223) Oberfläche existierten verschiedene lineare Phasen und eine Draht ähnliche Struktur, aufgrund der unbesetzten Stufenkanten. Erst bei Bedeckungen über 1,34 ML werden die Stufen besetzt.

4.1.3 Strukturelle Änderungen der Oberfläche aufgrund des Phasenübergangs

Im letzten Kapitel wurden die verschiedenen Phasen von Pb/Si(557) vorgestellt. In diesem Kapitel soll besonders auf die (1,5) Phase der (223) Oberfläche eingegangen werden. Für dieses System sieht man einen temperaturabhängigen Phasenübergang, bei dem zwischen eindimensionaler und zweidimensionaler Leitfähigkeit reversibel gewechselt wird [12]. Dieser Phasenübergang ist ebenfalls in der Struktur zu sehen.

Bei einer Temperatur von 78 K unterläuft das System einen reversiblen Phasenübergang von einem 1d System zu einem 2d System. Diesen Übergang kann man sowohl im LEED als auch mit ARPES, STM und in der Leitfähigkeit sehen. Der Phasenübergang wird bewirkt durch eine Umordnung der Bleiatome auf den Si-Terrassen. Dadurch ändert sich der Neigungswinkel der Oberfläche, welcher sich über einen k_{\perp}, k_{\parallel} Plot via $\tan(\text{Neigungswinkel}) = \frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}}$ bestimmen lässt [10]. Eine ausführliche Erläuterung dazu findet sich in Kapitel 2.4.2.

Unterhalb der Übergangstemperatur von 78 K hat die Oberfläche eine Neigung von $11,4^{\circ}$ zur Si(111) Oberfläche, was einer regelmäßig gestuften Si(223) Oberfläche entspricht. Die Bleiatome lagern sich auf den Terrassen an und bilden Kettenstrukturen aus, wie in Kapitel 4.1.2 Abb. 4.4 zu sehen ist. Die Leitfähigkeit ist aufgrund perfekt erfüllter Fermi nesting Bedingung senkrecht zu den Stufen nahe Null. Parallel zu den Stufen ist metallische Leitfähigkeit vorhanden. Dieses Verhalten wird in Kapitel 4.2 näher erläutert und das elektronische System in Kapitel 5 und 6 untersucht.

Oberhalb von 78 K hat die Oberfläche eine Neigung von $10,8^{\circ}$ zur Si(111). Diese Winkeländerung entsteht durch eine Umstrukturierung der Oberfläche, infolgedessen

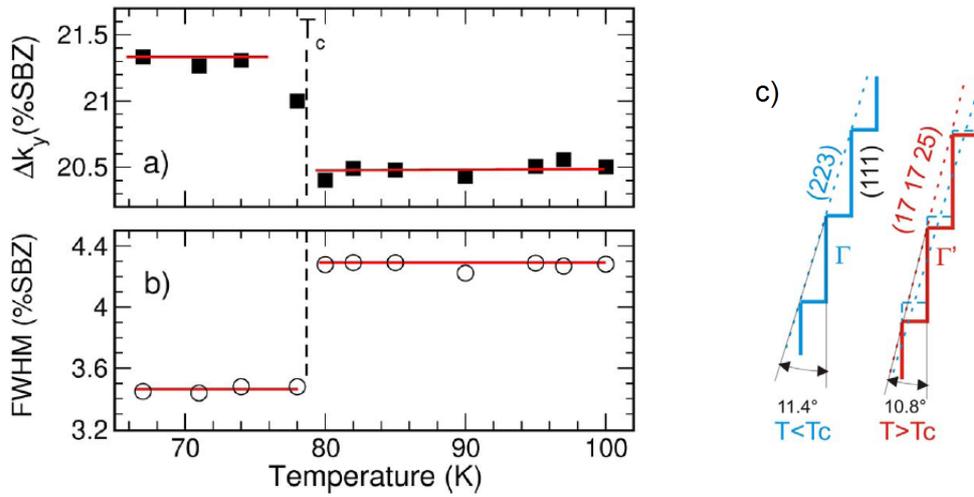


Abbildung 4.7: (a) Änderung von Δk_y mit der Temperatur, aufgenommen bei 96eV. Man erkennt die abrupte Strukturänderung bei 78 K. (b) Änderung der Halbwertsbreite des $(\bar{2}0)$ Spots aufgrund des Wechsel zu einer höher indizierten Oberfläche. In (c) ist die mittlere Terrassenbreite unterhalb und oberhalb der Phasenübergangstemperatur T_c skizziert [11].

die Terrassenbreite auf jeder sechsten Terrasse geändert wird. Die neue Oberfläche entspricht einer $(17\ 17\ 25)$ Neigung. Dieser Phasenübergang in der Struktur lässt sich im LEED an verschiedenen Anzeichen erkennen. Eine Möglichkeit ist die Auftragung im k_\perp, k_\parallel Plot.

Aufgrund der geänderten Terrassengröße ändert sich Δk_y in $[\bar{1}\bar{1}2]$ Richtung mit steigender Temperatur von 21,3 % zu 20,5 %, wie in Abb. 4.7 gezeigt ist. Im Durchschnitt wird eine Atomreihe jeder sechsten Terrasse der (223) Oberfläche hinzugefügt, um die neue Steigung zu erzeugen.

Die Halbwertsbreite des Hauptspots nimmt für Temperaturen über 78K einen höheren Wert an, deutlich zu sehen in Abb. 4.7 (b). Wenn die (223) Oberfläche durch eine höher indizierte $(17\ 17\ 25)$ Oberfläche ersetzt wird, enthält der Reflex einen nicht auflösbaren weiteren Reflex. Dieser weitere Reflex verursacht die höhere Halbwertsbreite.

Der Phasenübergang ist aufgrund der abrupten Strukturänderung ein Übergang erster Ordnung und reversibel. Jedoch kann man ihn nicht als eindimensional betrachten, da bei dem Übergang eine Änderung der Spot Aufspaltung Δk_x der Domänenwandreflexe in $[1\bar{1}0]$ - Richtung um 0,4 % SBZ zu sehen ist, aufgrund thermisch diffundierender Bleitatome. Das heißt es gibt sowohl parallel als auch senkrecht zu

den Stufen Änderungen in der Struktur.

Diese Strukturänderung der Oberfläche hat starke Auswirkungen auf die Leitfähigkeit des Systems, da Struktur und Leitfähigkeit korreliert sind. Die Leitfähigkeit über und unter der Phasenübergangstemperatur wird im nächsten Kapitel 4.2 beschrieben.

4.2 Der Phasenübergang in der Leitfähigkeit

Wie im letzten Kapitel (4.1) gezeigt wurde, unterläuft das System Pb/Si(557) bei einer Bedeckung von rund 1,3 ML einen reversiblen Phasenübergang erster Ordnung bei 78 K. Dabei geht die (223) in eine (17 17 25) Oberfläche über, indem im Durchschnitt jeder sechsten Terrasse eine Atomreihe Blei hinzugefügt wird. Dies geschieht da die Bleiatome ihre Position verschieben können, aufgrund der zugeführten thermischen Energie. Dieser strukturelle Übergang lässt sich in der Leitfähigkeit sehen, wie in Abbildung 4.8 gezeigt wird.

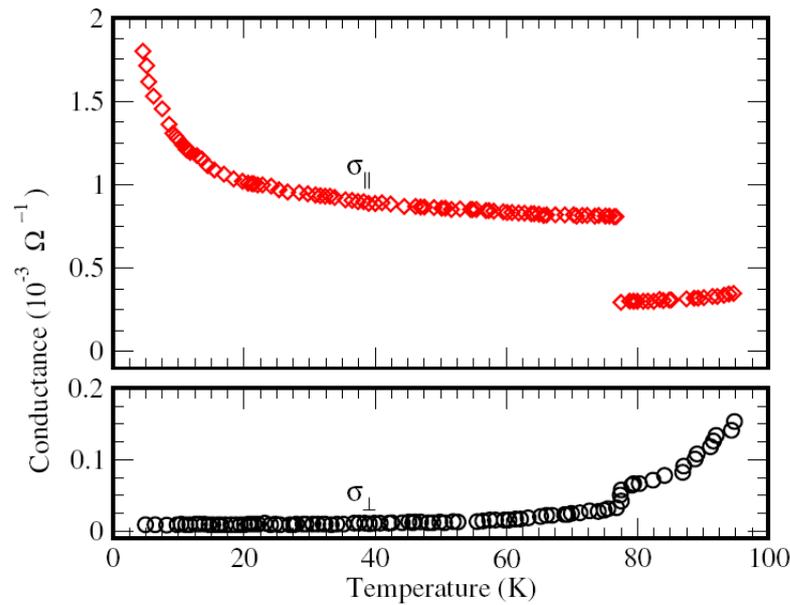


Abbildung 4.8: Phasenübergang in der Leitfähigkeit. Unter 78 K hat man ein eindimensionales System, die Leitfähigkeit senkrecht zu den Stufen ($[\bar{1}\bar{1}2]$ Richtung) ist nahe Null. Über 78 K hat man Leitfähigkeit in beide Richtungen, jedoch aufgrund der Stufen eine Anisotropie [12].

Unterhalb von 78 K ist das System in nur eine Dimension leitend. In Richtung senkrecht zu den Stufen also in $[\bar{1}\bar{1}2]$ Richtung ist das System ein Isolator. Parallel

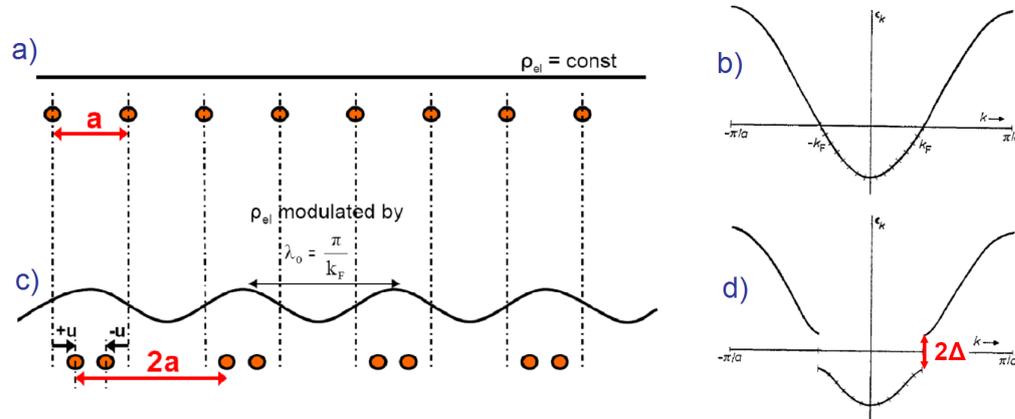


Abbildung 4.9: Schema des Peierls Übergangs in einer Dimension. (a) und (b) zeigen den Normalfall im Festkörper. Die Ionen sind als lineare Kette beschrieben, mit gleichen Abständen a dazwischen und die Ladungsdichteverteilung ist homogen (zu sehen in (a)). Die Elektronen haben eine parabolische Dispersionsrelation (b). Unten in (c) und (d) ist der Fall zu sehen, in dem die Ionen Dimere bilden, das heißt sie rücken paarweise zusammen und die Periodizität ändert sich (c). Die Ladungsdichte wird moduliert und es bildet sich eine stehende Welle, die sogenannte „Charge Density Wave“. In diesem Fall öffnet sich eine Bandlücke (d).

zu den Stufen in $[1\bar{1}0]$ Richtung hat man metallisches Verhalten. Oberhalb von 78 K steigt die Leitfähigkeit mit der Temperatur für beide Richtungen an, entsprechend einem Halbleiter.

Wie Messungen mit ARPES [13] gezeigt haben, ist das System zweidimensional gekoppelt. Für reines Si(557) ist die Valenzbandkante 0.65 eV unter der Fermienergie. Nach aufdampfen von einer Monolage Blei ändert sich die elektronische Struktur stark und das Valenzbandmaximum ist nur noch 0.2 eV unter der Fermienergie. Das heißt der elektronische Transport findet zum großen Teil über die Oberfläche statt.

Der Phasenübergang in der Leitfähigkeit senkrecht zu den Stufen ist ein Peierls Übergang¹ [51, 52]. Dieser Übergang ist in Abb. 4.9 schematisch gezeigt. Der Peierls Übergang ist ein Metall-Isolator Übergang, das metallische Verhalten findet sich oben im Bild. Das Leitungsband ist halb gefüllt und der reziproke Gittervektor beträgt $g = 2\pi/a = 4k_F$. Verringert man nun die Temperatur arrangieren sich die Ionen neu und bilden Paare², wie unten in Abb. 4.9 (c,d) gezeigt ist.

Durch diese Paarbildung hat das Kristallgitter eine neue Periodizität, die Periode

¹oder Peierls Instabilität

²bzw. Dimere, nach denen dieser Vorgang Dimerisation genannt wird

a wird zu $2a$. Diese Periodenverdopplung verursacht eine neue Bandlücke 2Δ bei der Fermienergie E_F , da der reziproke Gittervektor nun $g = 2k_F$ beträgt. Das bedeutet das höchste Band in dieser Richtung ist komplett gefüllt und es bildet sich eine stehende Welle in der Elektronendichte, eine so genannte „Charge Density Wave“. Die Wellenlänge ist direkt gekoppelt an den Fermiwellenvektor k_F , siehe Abb. 4.9 (c).

Nur im eindimensionalen Fall, bei dem die Fermi Fläche aus zwei Punkten bei $\pm k_F$ mit Abstand $2k_F$ besteht oder im quasia eindimensionalen Fall ist perfektes Fermi nesting mit der Bedingung $g = 2k_F$ möglich. Der reziproke Gittervektor g wird bestimmt durch die Abstände der Terrassen.

Für das System 1,3 Monolagen Blei auf Si(557) geht dieses Fermi nesting mit der Öffnung einer Bandlücke von 20 meV einher, das heißt das System wird in der $[\bar{1}\bar{1}2]$ Richtung (entspricht senkrecht zu den Stufen) ein Isolator. Mit Überschreiten der Phasenübergangstemperatur von 78 K ändert sich die Oberflächenstruktur, wie in Kapitel 4.1.3 näher erläutert wurde. Aufgrund der geänderten Breite der Terrassen, ändert sich der Gittervektor g und die Nesting Bedingung wird nicht mehr erfüllt.

Entlang der Stufen hat man eine Zehner Periodizität aufgrund der Domänenwandstruktur (siehe Kapitel 4.1.2). Diese Periodizität führt zur Bildung von zwei Bändern, welche verantwortlich für den elektronischen Transport in $[1\bar{1}0]$ Richtung sind. Auffallend ist die große Fermiwellenlänge von 20 nm, die Elektronen werden somit kaum an atomaren Defekten gestreut. Dieses Verhalten erklärt die gute Leitfähigkeit in diese Richtung. Eine genaue Untersuchung der Streumechanismen in Kapitel 5 zeigt, dass eine große Spin-Orbit Streuzzeit diese große Fermiwellenlänge erklärt.

4.3 Abhängigkeit des Phasenübergangs von der Bedeckung

In diesem Kapitel wird der Einfluss der Bedeckung auf den Phasenübergang untersucht. Da der Phasenübergang von der Anordnung der Bleiatome abhängt, hat die Blei Bedeckung einen entscheidenden Einfluß auf den Übergang. Dabei stellt man fest, dass für Bedeckungen größer als 1,5 ML der Phasenübergang verschwindet.

Ausgehend von der linearen (1,5) Phase entsprechend 1,31 Monolagen Blei wurde zusätzliches Blei bei 80 K aufgebracht und der Spotabstand Δk_y untersucht. Wie in Kapitel 4.1.3 gezeigt wurde, ändert sich der Spotabstand Δk_y bei 78 K aufgrund des Wechsels der Oberfläche zu einer höher indizierten (17 17 25) Oberfläche. Diese Strukturänderung hängt stark von der genauen Bleibedeckung und der Dekoration der Stufenkanten ab, wie in Abb. 4.10 zu sehen ist. Mit zunehmender Bedeckung und somit zunehmender Dekoration der Stufenkanten wird die Änderung von Δk_y bei 78 K kleiner. Für Bedeckungen ab 1,5 Monolagen gibt es keinen Phasenübergang mehr, da in diesem Fall alle Stufenkanten dekoriert sind.

Mit der Bedeckung der Stufenkanten ändert sich die Struktur und der reziproke

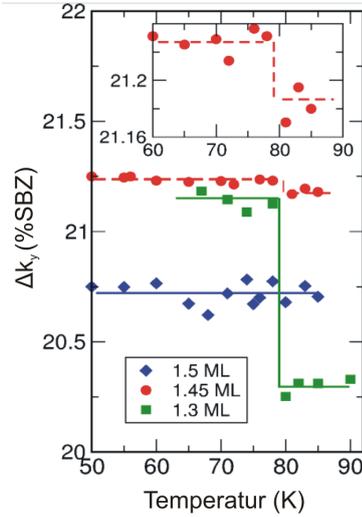


Abbildung 4.10: Δk_y in Abhängigkeit von der Temperatur für drei verschiedenen Bleibedeckungen. Die Größe der Änderung bei 78 K nimmt mit zunehmender Bedeckung ab [53].

Gittervektor des Systems. Die für 1,31 Monolagen Bedeckung perfekt erfüllte Nesting Bedingung $g = 2k_F$ (siehe Kapitel 4.2) gilt dann nicht mehr. Dadurch ändert sich die Leitfähigkeit senkrecht zu den Stufen. Für 1,3 Monolagen ist die Probe in dieser Richtung ein Isolator, mit zunehmender Bedeckung wird sie leitfähiger. Dieses Verhalten ist in Abb. 4.11 gezeigt.

Die Stärke des Übergangs nimmt mit zunehmender Bedeckung ab, ebenso wird die Probe zunehmend zweidimensional leitend. Die durch die Stufenstruktur hervorgerufene anisotrope Leitfähigkeit nimmt erst bei Bedeckungen ab 10 Monolagen in beide Richtung einen gleichen Wert an. Der Phasenübergang bei 78 K verschwindet jedoch schon für Bedeckungen ab 1,5 Monolagen, da in diesem Fall jede Stufenkante dekoriert ist.

Das beim Phasenübergang strukturelle und elektronische Eigenschaften korreliert sind, sieht man deutlich in Abb.4.12. In (a) sieht man die Änderung von Δk_y bei 78 K, siehe dazu auch Abb. 4.10. Das Maximum der Änderung liegt bei 1,3 Monolagen Bedeckung, für Bedeckungen unterhalb und oberhalb verschwindet der Phasenübergang.

In (b) ist die Größe des Sprungs in der Leitfähigkeit senkrecht zu den Stufen gezeigt. Dazu wird die Leitfähigkeit für Temperaturen knapp über T_c und knapp unter T_c gemessen und die Differenz $\Delta\sigma_{\perp}$ berechnet. Diese Differenz gibt die Leitfähigkeitsänderung beim Phasenübergang in senkrechter Richtung an. Wie man sieht ist ebenfalls ein Maximum bei 1,3 Monolagen und die Differenz wird für größere und

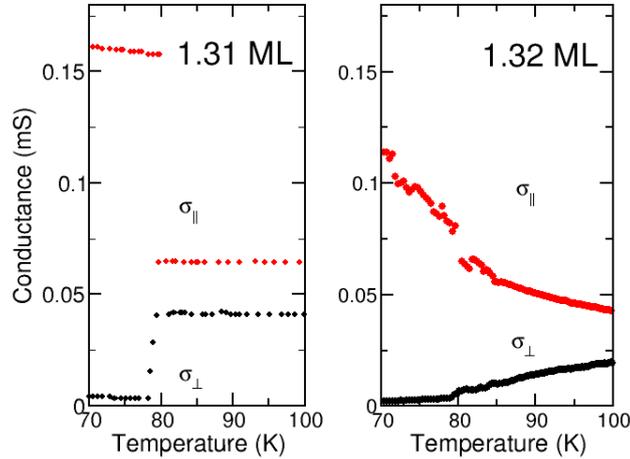


Abbildung 4.11: Der Phasenübergang in der Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Bedeckung. Links die Maximale Änderung bei 1,31 ML und rechts der Fall bei 1,32 ML. Entsprechend der Strukturellen Untersuchungen nimmt die Stärke des Übergangs mit zunehmender Bedeckung ab [53].

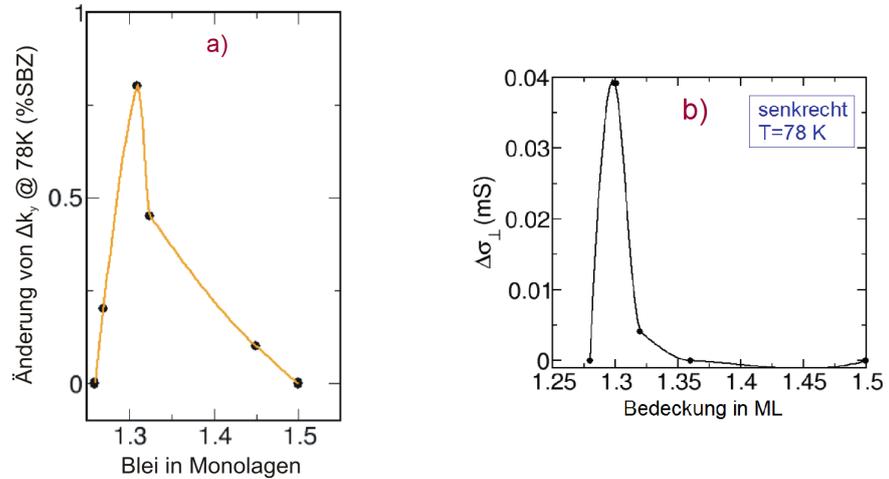


Abbildung 4.12: Der Phasenübergang in der Struktur (a) und in der Leitfähigkeit (b) in Abhängigkeit von der Bedeckung. (a) Änderung von Δk_y bei 78 K. (b) Leitfähigkeitsdifferenz $\Delta\sigma_{\perp} = \sigma(T = 82K) - \sigma(T = 70K)$ senkrecht zu den Stufen gemessen [53].

kleinere Bedeckungen kleiner.

Das heißt das elektronische System hängt direkt von der Struktur ab. Entscheidend ist die regelmäßige Struktur der Oberfläche, die ist jedoch nicht für jede Probe gegeben. Bei Abweichungen der Oberfläche von einer perfekten (223) Oberfläche ist die Nesting Bedingung ebenfalls nicht mehr erfüllt und der Phasenübergang verschwindet.

4.4 Die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit

In diesem Kapitel soll die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit untersucht werden. Insbesondere wird die Leitfähigkeit dünner Schichten mit dem Verhalten von dicken Bleischichten verglichen. Wie in Kapitel 4.2 gezeigt wurde, gibt es für eine Be-

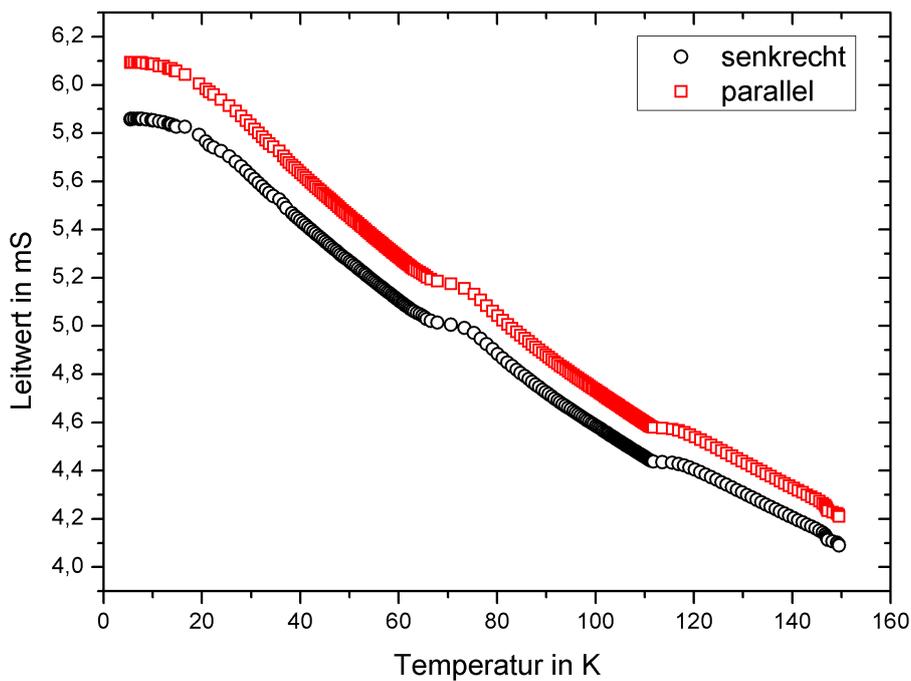


Abbildung 4.13: Leitwert einer 10 Monolagen Bleischicht in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Oszillationen sind ein Effekt des Kryostats und keine reale Änderung des Leitwerts.

deckung von 1,3 Monolagen einen reversiblen, temperaturabhängigen Phasenübergang. Dieser Phasenübergang verschwindet für Bedeckungen über 1,5 Monolagen.

In Abb.4.13 ist eine Leitwertmessung an einer 10 Monolagen Bleischicht in Abhängigkeit von der Temperatur gezeigt. Eine Bleibedeckung von 10 Monolagen zeigt metallisches Verhalten, das heißt die Leitfähigkeit nimmt mit zunehmender Temperatur ab, da die Elektron-Phonon Streuung steigt (siehe Kapitel 2.1.2).

Ein Einfluß der anisotropen Oberfläche ist ebenfalls nicht zu sehen. Der geringe Unterschied in senkrechter und paralleler Richtung kann am Kontaktwiderstand oder an einer leicht unterschiedlichen Bleibedeckung liegen.

Die zu sehenden Oszillationen sind ein Effekt des Kryostats. Die Probe wird aufgewärmt indem das Kryostat langsam geheizt wird. Die Temperatur wird am Kryostat gemessen. Erwärmt man nun das Kryostat zu schnell ist die Probe mit dem Kryostat nicht mehr im thermischen Gleichgewicht. Das heißt die gemessene Leitfähigkeit entspricht nicht der gemessenen Temperatur, sondern einer Temperatur die etwas unterhalb der gemessenen Temperatur liegt ¹. Diese Temperaturdifferenz zwischen Probe und Kryostat kann bis zu 20 K betragen.

In der gezeigten Messung ist die Temperatur für den Fall das die Heizung des Kryostat höher geschaltet wurde, Drei bis Vier K über der realen Proben temperatur und gleicht sich etwas später wieder an. Somit sind die Oszillationen nur durch anschalten der Heizung hervorgerufen.

Wie frühere Messungen gezeigt haben [7], beginnt die Bleischicht ab einer kritischen Temperatur bis auf den wetting layer aufzureißen und die Leitfähigkeit sinkt wieder. Für dicke Bleischichten liegt diese Temperatur jedoch erst nahe der Raumtemperatur.

Dünne Schichten zeigen keine metallische Leitfähigkeit. Im Allgemeinen steigt die Leitfähigkeit dünner Schichten mit der Temperatur, ähnlich wie bei einem Halbleiter. In Abb. 4.14 ist der Leitwert einer ausgeheilten 1,3 Monolagen Bleischicht in Abhängigkeit von der Temperatur gezeigt. Für 78 K sollte diese Schichtdicke einen Phasenübergang durchlaufen, bei dieser Probe ist jedoch keine sprunghafte Änderung des Leitwerts erkennbar. Die wahrscheinlichste Ursache für das Fehlen des Phasenübergangs ist die Oberflächenstruktur. Voraussetzung für das Auftreten des Phasenübergangs ist die makroskopisch regelmäßig gestufte Oberfläche, damit der Fermi Nesting Bedingung erfüllt ist. Die Umstrukturierung der Oberfläche von der (223) zur (17 17 25) tritt ebenfalls für eine unregelmäßig gestufte Oberfläche nicht auf. Ist die Probe nicht makroskopisch perfekt gestuft gibt es zwar eine Anisotropie, aber keinen Sprung in der Leitfähigkeit.

Alternativ könnte auch die Bleibedeckung leicht unterschiedlich sein. Im LEED Bild sieht man jedoch eine deutliche Aufspaltung der $\sqrt{3}$ Reflexe, was auf eine

¹Beim Abkühlen der Probe liegt die Proben temperatur somit oberhalb der gemessenen Kryostattemperatur

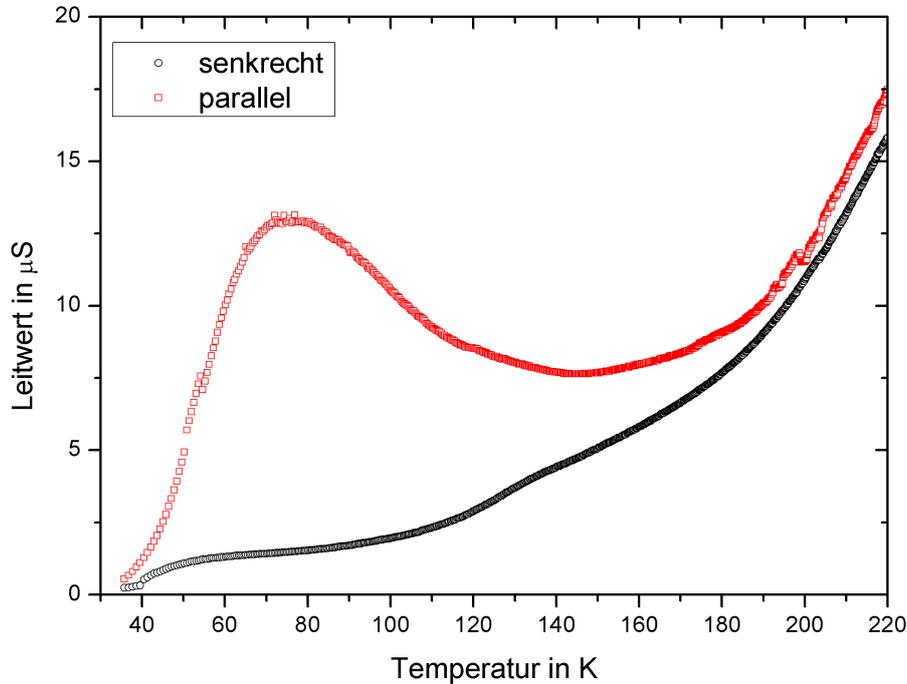


Abbildung 4.14: Leitwert für 1,3 Monolagen in Abhängigkeit von der Temperatur. Ein Phasenübergang bei 78 K ist nicht zu sehen, jedoch sieht man deutlich das unterschiedliche Verhalten senkrecht und parallel zu den Stufen.

gleichmäßige Bleibedeckung schließen lässt.

Trotz der unterschiedlichen Terrassengröße sieht man eine starke Anisotropie im Leitwert. Senkrecht zu den Stufen nimmt der Leitwert stetig mit der Temperatur zu. Bei einer Temperatur von rund 120 K sieht man einen größeren Anstieg des Leitwerts. Ab dieser Temperatur wird das Siliziumsubstrat aktiviert und somit leitender. Dies ist ebenfalls die Ursache für den starken Leitwertanstieg bei 200 K.

Das Verhalten parallel zu den Stufen unterscheidet sich für hohe Temperaturen nicht von der senkrechten Richtung. Somit ist es wahrscheinlich, dass für Temperaturen um 200 K der Transport ebenfalls über das Siliziumsubstrat stattfindet. Bei tiefen Temperaturen um die 40 K gibt es ebenfalls keinen Unterschied in der Leitfähigkeit für beide Richtungen. Die Leitfähigkeit ist für diese Temperatur kaum vorhanden. Eine mögliche Ursache für den fehlenden Transport über die Bleizustände könnte der Kontaktwiderstand sein. Möglicherweise bildet sich bei der $\text{TiSi}_2 - \text{Si}$

Grenzfläche bei tiefen Temperaturen eine Schottky Barriere aus [44]. Ebenso könnten die Kontakte selber schlechter leitend für tiefe Temperaturen werden.

Für Temperaturen zwischen 50 K und 140 K unterscheidet sich das Verhalten des Leitwerts parallel und senkrecht zu den Stufen. Bei etwa 75 K gibt es in paralleler Richtung ein Leitwertmaximum. Für höhere Temperaturen sinkt der Leitwert wieder ab und gleicht sich dem Wert in senkrechter Richtung an. Diese erhöhte Leitfähigkeit in paralleler Richtung findet sich ebenfalls in Systemen mit Phasenübergang wieder. Die Ursache für die große Leitfähigkeit ist eine große Fermiwellenlänge. In Kapitel 5.2.2 wird gezeigt, dass die große Wellenlänge durch eine erhöhte Spin-Orbit Streuzzeit verursacht wird.

Insgesamt weicht das Verhalten von dünnen Schichten von dem Verhalten von Volumenblei ab. Dicke Bleischichten zeigen metallische Leitfähigkeit und keine Anisotropie. Dünne Bleischichten zeigen überhaupt keine metallische Leitfähigkeit, sondern die Leitfähigkeit steigt mit zunehmender Temperatur. Für diese Schichtdicke zeigt sich sehr deutlich der Einfluß der vicinalen Oberfläche. Insbesondere im Leitwert sind die Unterschiede zwischen senkrechter und paralleler Richtung groß. Diese Unterschiede verschwinden mit zunehmender Bedeckung.

Dieser Unterschied zwischen dicken und dünnen Bleischichten findet sich ebenfalls im Magnetotransportverhalten wieder (siehe Kapitel 5).

5 Magnetotransportmessungen

5.1 Simulationen der Streuzeiten nach Hikami

In diesem Kapitel soll die Abhängigkeit des Magnetotransports von den Streuzeiten untersucht werden. Im nächsten Kapitel 5.2 sind die Magnetoleitwertmessungen an Pb/Si(557) gezeigt. Die folgenden theoretischen Überlegungen sollen zum besseren Verständnis der Messkurven beitragen. Nach Hikami sind 3 Streuzeiten maßgeblich für das Transportverhalten die elastische Streuzeit τ_0 , die inelastische Streuzeit τ_i und die Spin-Orbit Streuzeit τ_{so} , die in Kapitel 2.3.1 vorgestellt wurden.

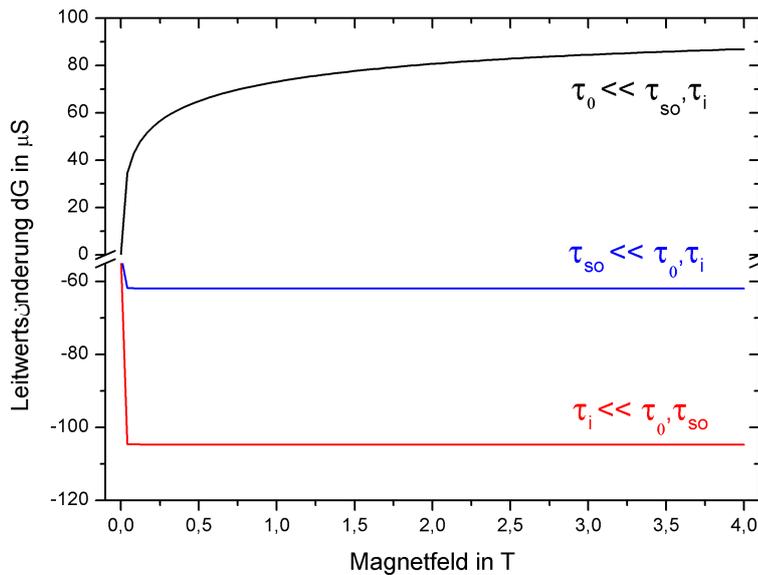


Abbildung 5.1: Beitrag der verschiedenen Streuzeiten zum Magnetotransport. Berechnet wurde die Leitwertsänderung in Abhängigkeit vom Magnetfeld für den jeweils dominierenden Streumechanismus (z.B. τ_0 dominierend $\Rightarrow \tau_0 \ll \tau_i, \tau_{so}$).

Die elastische Streuzeit ist temperaturunabhängig und beschreibt die Streuung der Elektronen an Defekten, Fremdatome und Oberflächen. Damit schwache Lokali-

sierung (vgl. Kapitel 2.2.2) auftreten kann, muss die elastische Streuzeit wesentlich kleiner sein als die inelastische Streuzeit, d.h. die Elektronen werden häufiger elastisch als inelastisch gestreut und ihre Phasenkohärenz bleibt erhalten. Wird ein Elektron elastisch an einem nichtmagnetischen Streuzentrum gestreut, verkippt der Spin des Elektrons um einen kleinen Winkel [32]. Die Zeit, in der ein Elektron in einem Spinzustand bleibt, ist die Spin-Orbit Streuzeit, die in erster Näherung nicht von der Temperatur abhängt. Interessant ist dieser Streumechanismus insbesondere in Hinblick auf die Möglichkeit zum Spin-polarisierten Transport für große Streuzeiten.

Hikami et al. [14] haben den Beitrag der Spin-Orbit Streuung zum Magnetotransport mittels Störungstheorie berechnet und festgestellt, dass die Spin-Orbit Kopplung das Vorzeichen des Magnetotransportverhaltens umkehrt. Ohne Spin Rotation wäre die Interferenz am Ursprungsort immer konstruktiv. Da die Spin-Orbit Streuung den Spin um einen kleinen Winkel verkippt, ändert starke Streuung die Spinwellenfunktion und die Interferenz wird destruktiv.

Inelastische Streuung ist Streuung der Elektronen an Phononen. Da die Anzahl und Frequenz der Phononen im wesentlichen von der Temperatur bestimmt wird, ist diese Art der Streuung temperaturabhängig. Für Temperaturen nahe des absoluten Nullpunktes ist die Phononenstreuung kaum vorhanden und die Streuzeit entsprechend groß. Für Temperaturen unter der Debye Temperatur ist der Widerstand proportional zu T^5 , oberhalb der Debye Temperatur hat man einen linearen Zusammenhang, wie in Kapitel 2.1.2 erläutert wurde.

Der Einfluss der verschiedenen Streuzeiten auf den Magnetotransport ist in Abb. 5.1 gezeigt. Die Beiträge wurden mit Gleichung 2.29 berechnet, indem die Streuzeit des dominanten Streumechanismus auf $1 \cdot 10^{-14}$ s und die anderen beiden Streuzeiten auf $1 \cdot 10^{-5}$ s gesetzt wurden¹, das heißt ihr Beitrag zur Gesamtstreuung ist vernachlässigbar klein.

Der einzige positive Beitrag kommt von τ_0 . τ_i und τ_{so} liefern fast konstante, negative Beiträge. Bei dominierender elastischer Streuung bleibt die Phasenkohärenz erhalten. Durch das Anlegen des Magnetfeldes wird die Lokalisierung zerstört und die Elektronen tragen wieder zum Transport bei, das heißt die Leitfähigkeit steigt mit zunehmenden Magnetfeld an. Wenn also die elastische Streuung dominiert und die Streurrate sehr groß ist, liegt Schwache Lokalisierung vor. Wenn die Streurrate der inelastischen Streuung größer ist als die elastische, wird die Phasenkohärenz zerstört und es kann keine Lokalisierung geben. Daher liefert die inelastische Streuung einen fast konstanten negativen Beitrag zum Magnetotransport. Spin-Orbit Streuung liefert ebenfalls einen kleinen negativen Beitrag. Wenn kein Magnetfeld vorhanden ist, ist die Leitwärtsänderung für alle drei Beiträge Null.

¹Wenn beispielsweise die elastische Streuung der dominierende Streumechanismus ist wurde $\tau_0 = 1 \cdot 10^{-14}$ s und $\tau_i = \tau_{so} = 1 \cdot 10^{-5}$ s gewählt

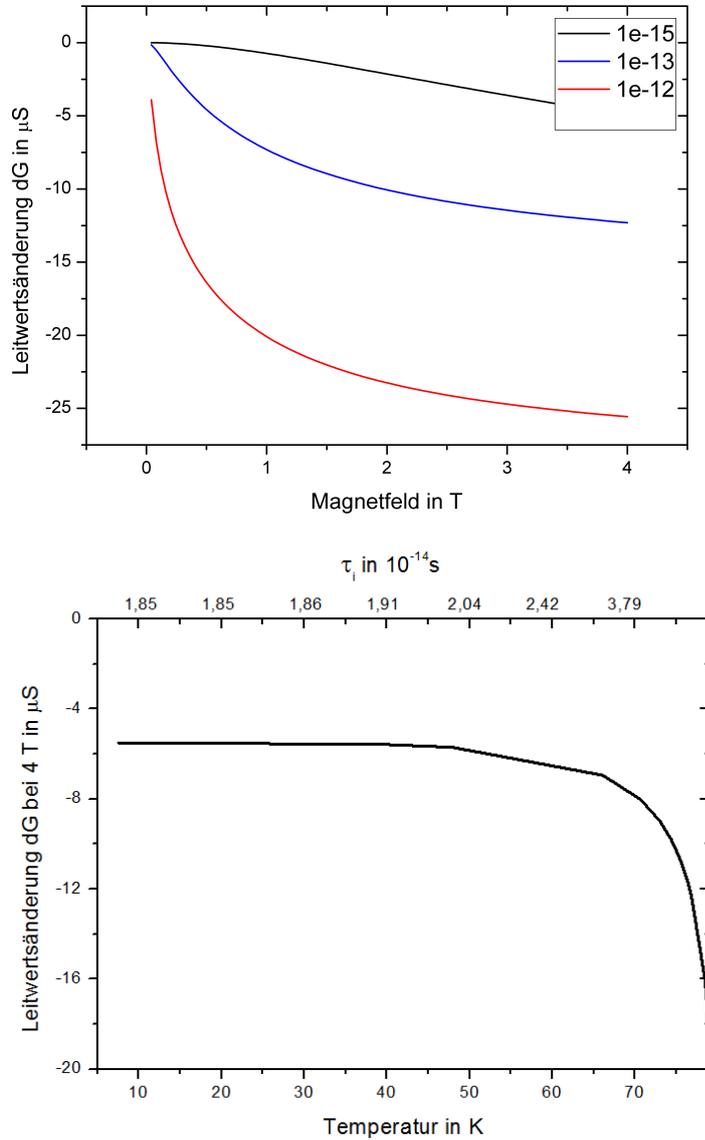


Abbildung 5.2: Das obere Bild zeigt den Verlauf der Leitwertsänderung mit zunehmenden Magnetfeld für vier verschiedene Streuzeiten τ_i . Wie man sieht, nimmt der Leitwert mit zunehmendem Magnetfeld ab. Zur Berechnung der Leitwertsänderung im unteren Bild wurde die Leitwertsänderung bei einem Magnetfeld von 4 T für unterschiedliche τ_i berechnet. Im unteren Bild ist die theoretisch berechnete Änderung des Leitwertes bei einem Magnetfeld von 4 Tesla in Abhängigkeit von τ_i bzw. der Temperatur gezeigt. Für die Berechnung wurde $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-14} s$ und $\tau_{so} = 1 \cdot 10^{-14} s$ gewählt.

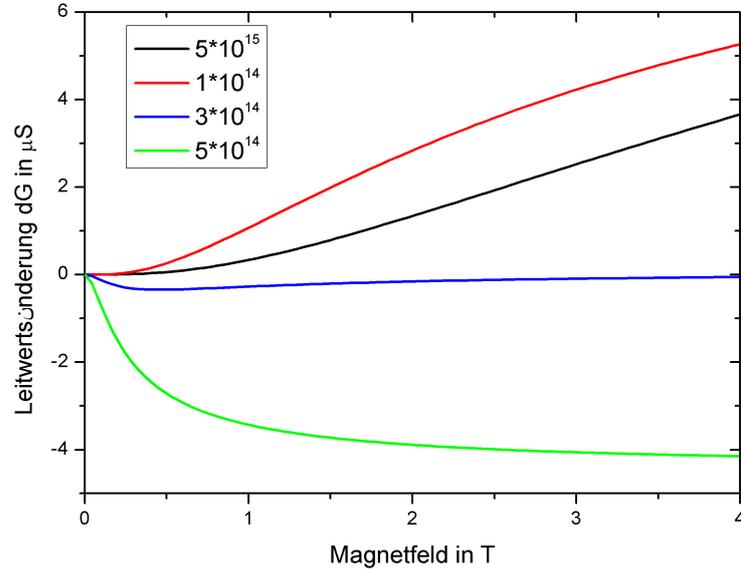


Abbildung 5.3: Theoretisch berechnete Änderung des Leitwertes in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Für die Berechnung wurde $\tau_i = 5 \cdot 10^{-14}$ s und $\tau_{so} = 1 \cdot 10^{-13}$ s gewählt. Mit zunehmender elastischer Streuung (abnehmende Streuzeit) wird die Änderung positiv. Jedoch ist die Streuung irgendwann so stark (z.B. $\tau_0 = 5 \cdot 10^{-15}$ s), dass der Leitwert wieder abnimmt.

Um den Einfluss der verschiedenen Streuzeiten auf den Magnetotransport noch genauer zu untersuchen, wurde die Leitwertsänderung $dG = G(B) - G(B = 0 \text{ T})$ in Abhängigkeit der verschiedenen Streuzeiten nach Gleichung 2.31 berechnet.

In Abbildung 5.2 ist dies für τ_i gezeigt. Zur Berechnung wurde $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-14}$ s und $\tau_{so} = 1 \cdot 10^{-14}$ s gesetzt und τ_i variiert. Die Werte wurden gewählt, da sie sich bei ersten Testmessungen an Pb/Si(557) ergeben haben. Für die bessere Vergleichbarkeit der theoretischen und der gemessenen Ergebnisse ist es von Vorteil, die Werte der theoretischen Berechnungen an die Messungen anzupassen. Die Spin-Orbit Streuung liegt in der gleichen Größenordnung wie die elastische Streuung, somit liegt Antilokalisierung vor. Aus τ_i konnte mittels des gefundenen T^5 Zusammenhang (vgl. Kapitel 5.2.2) die Temperatur berechnet werden.

Im oberen Bild von Abb.5.2 ist der Verlauf der Leitwertsänderung in Abhängigkeit vom Magnetfeld für drei unterschiedliche inelastische Streuzeiten zu sehen. Offensichtlich nimmt die Änderung mit größerer Streuzeit zu, weil in dem Fall die elastische und die Spin-Orbit Streuung die dominierenden Streumechanismen sind. Im

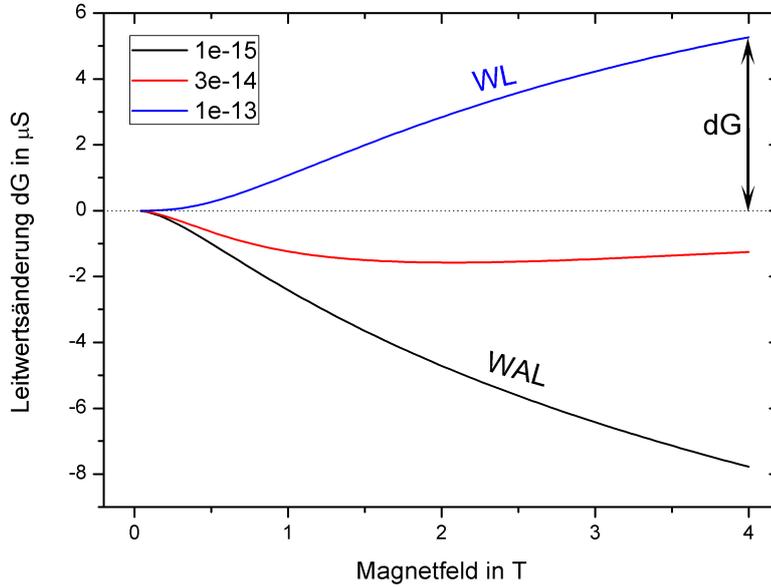


Abbildung 5.4: Die Leitwertsänderung in Abhängigkeit vom Magnetfeld für verschiedene Spin-Orbit Streuzeiten. Die inelastische Streuung ($\tau_i = 5 \cdot 10^{-14}$ s) ist vernachlässigbar gegenüber der elastischen Streuzeit ($\tau_0 = 1 \cdot 10^{-14}$ s). Sobald $\tau_0 > \tau_{so}$ gilt, dominiert die Spin-Orbit Streuung und die Schwache Lokalisierung(WL) wird zur Antilokalisierung(WAL).

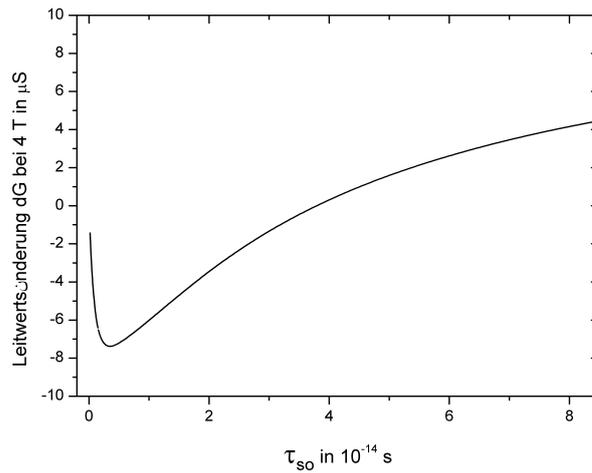


Abbildung 5.5: Die Leitwertsänderung dG bei 4 Tesla in Abhängigkeit von der Spin-Orbit Streuzeit. Die inelastische Streuung ist vernachlässigbar ($\tau_i = 5 \cdot 10^{-14}$ s) und die elastische Streuzeit beträgt $1 \cdot 10^{-14}$ s.

unteren Bild von Abb.5.2 ist die Leitwertsänderung bei einem Magnetfeld von 4 T in Abhängigkeit von der Temperatur bzw. der inelastischen Streuzeit gezeigt. Die Leitwertsänderung ist für Temperaturen bis 50 K fast konstant. In diesem Fall wirken sich Temperaturschwankungen nur gering auf die inelastische Streuzeit und somit auf den Leitwert aus. Für Temperaturen über 50 K, insbesondere für Temperaturen um 70 K, haben kleine Temperaturschwankungen eine große Leitwertsänderung zur Folge. Für diesen Bereich ist die inelastische Streuzeit sehr temperatursensitiv, diese Sensitivität ist in Kapitel 5.2.3 Abb. 5.20 sehr gut zu sehen.

Elastische Streuung liefert im Gegensatz zur inelastischen Streuung einen positiven Beitrag zum Magnetotransport, da in Abwesenheit dominanter Spin-Orbit Streuung die Lokalisierung durch das Magnetfeld abgebaut wird. Die Elektronen haben somit eine geringere Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Ursprungsort für große Magnetfelder. Antilokalisierung tritt auf, wenn die Spin-Orbit Streuzeit klein gegenüber der elastischen Streuzeit ist. In Abbildung 5.3 sieht man, dass die Leitwertsänderung für zunehmende elastische Streuzeiten zunimmt, da im Verhältnis die Spin-Orbit Streuung dominierender wird. Das Magnetotransportverhalten kann somit durch Spin-Orbit Streuung geändert werden, wie in Abbildung 5.4 gezeigt ist.

In Abbildung 5.5 ist der Verlauf der Leitwertsänderung bei 4 T in Abhängigkeit der Spin-Orbit Streuung gezeigt. Wie man sieht wird die Leitwertsänderung positiv ab einer Streuzeit $\tau_{so} \approx 4 \cdot \tau_0$. Dies gilt jedoch nur für kleine Magnetfelder, für sehr große Magnetfelder ist der Magnetowiderstand immer negativ. Bei schwacher Antilokalisierung wird somit ein Maximum durchlaufen.

5.2 Magnetoleitwert

Die Messung des Magnetoleitwerts bietet eine großartige Möglichkeit genauere Informationen zum Transportverhalten dünner Bleischichten zu gewinnen. Nach der Theorie von Hikami et al [14] kann man aus dem Magnetowiderstand schwach lokalisierter Systeme die verschiedenen Streuzeiten bestimmen, welche maßgeblich für den Transport sind.

Bei dem System Pb/Si(557) ist besonders das Verhalten unterhalb der Phasenübergangstemperatur von 78 K interessant. In senkrechter Richtung zu den Stufen hat man einen Isolator aufgrund der perfekt erfüllten Fermi-Nesting Bedingung. Die Frage, wodurch die metallische Leitfähigkeit in paralleler Richtung hervorgerufen wird, soll durch die Magnetotransportmessungen genauer untersucht werden. Dazu wurden Bleischichten zwischen 1 und 1,5 ML im Magnetfeld systematisch bei verschiedenen Temperaturen untersucht.

Das Aufbringen erfolgte nach der in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Methode. Die ausgeheilten Bleischichten wurden nach der Schichtdickenbestimmung mit dem SPA-LEED ins Magnetfeld eingebracht. Gemessen wurde mit der Vierpunktmethode par-

allel und senkrecht zu den Stufen. Hierbei stand das Magnetfeld senkrecht auf der Probe und konnte von + 4 bis -4 Tesla variiert werden. Die Messungen wurden meist bei 40 bis 50 K durchgeführt. Für höhere Temperaturen ist die inelastische Streuzeit und somit der Leitwert sehr temperatursensitiv und kleinste Temperaturschwankungen haben große Auswirkungen auf die Messung, wie im letzten Kapitel 5.1 Abb. 5.2 zu sehen ist. Bei tiefen Temperaturen wurde die Messung des Leitwerts oftmals schwierig, da die aufgebrachten Kontakte unter 40 K sehr hohe Widerstände hatten. Möglicherweise ist dieses Verhalten auf den Übergang zwischen den TiSi_2 und der Siliziumoberfläche zurückzuführen, die bei tiefen Temperaturen eine Schottky Barriere bilden können [44]. Bei dicken Bleischichten wird der Kontakt über die Bleischicht hergestellt und die Barriere umgangen. Dafür sind dicke Bleischichten sehr sensitiv auf geringe Temperaturschwankungen. Dicke Bleischichten werden in Kapitel 5.2.3 näher untersucht.

5.2.1 Dünne Schichten

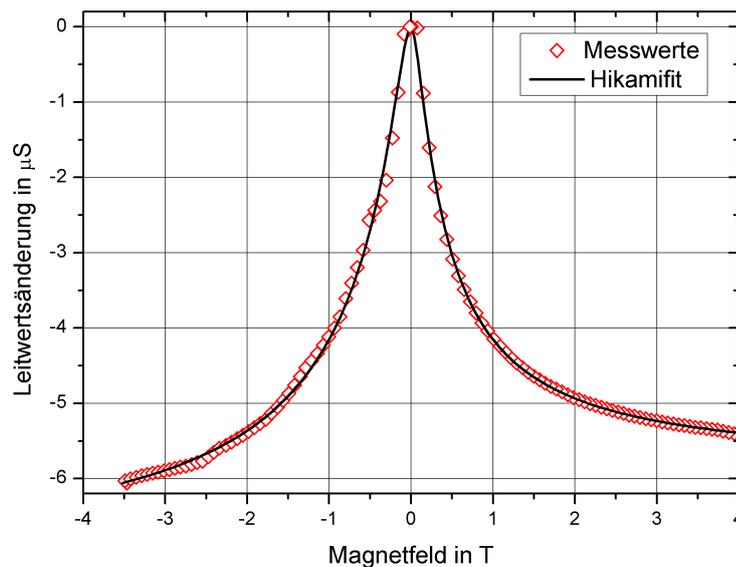


Abbildung 5.6: Magnetoleitwert einer 1,31 ML Bleischicht gemessen bei 35 K. Die Messwerte wurden mittels der Hikami Theorie angepasst. Wie man sieht stimmt die Theorie der Schwachen Antilokalisierung gut mit den Messwerten überein. Die Messrichtung ist senkrecht zu den Stufen, wodurch der absolute Wert bei einem Magnetfeld von 0 Tesla nur 8,255 μS beträgt (vgl. Kapitel 4.4).

Bei der Messung an Schichten mit der Dicke zwischen 1 und 1,5 ML findet man meist schwach antilokalisiertes Verhalten. In Abb. 5.6 ist die Leitwärtsänderung $\Delta G = G(B) - G(0)$ für eine 1,31 ML Bleischicht gezeigt. Wie man sieht nimmt mit zunehmenden Magnetfeld die Leitfähigkeit ab. Die Messung wurde senkrecht zu den Stufen bei einer Temperatur von 35 K gemacht, wodurch der absolute Wert der Leitfähigkeit ohne Magnetfeld nur im μS Bereich liegt. Für diese Bedeckung sollte die Probe in senkrechter Richtung ein Isolator sein, wie in Kapitel 4.2 und Kapitel 4.4 gezeigt wurde. Die Änderung liegt dementsprechend ebenfalls im μS Bereich.

Die Messpunkte wurden mit Gleichung 2.29 gefittet, die freien Parameter im Fit sind die Streuzeiten. Da magnetische Streuung in Blei nicht vorliegt, hat man drei Fitparameter: die elastische, die inelastische und die Spin-Orbit Streuzeit. Entscheidend ist die Wahl der Startwerte, bei Antilokalisierung wurden für alle drei Streuzeiten ein Startwert von $1 \cdot 10^{-14}$ s gewählt. Für den Fall der Lokalisierung vorhanden ist, müssen die Startwerte entsprechend angepasst werden, das heißt die Spin-Orbit Streuzeit muss größer gewählt werden. Gute Startwerte sind $1 \cdot 10^{-14}$ s für τ_0 , $5 \cdot 10^{-14}$ s für τ_i und $1 \cdot 10^{-13}$ s für τ_{so} . Am Anfang des Fitprozesses wurde immer ein Parameter auf einen festen Wert gehalten und die anderen beiden variiert. Sobald die freien Parameter beim Fitten konstant geblieben sind, wurde ein anderer Parameter festgehalten und die anderen beiden angepasst. Wenn die Messwerte und die Fehler sich mit jedem Iterationsschritt kaum noch geändert haben, konnte man alle drei Parameter freigeben. Wenn alle drei Parameter frei anpassbar waren, lag der Fehler oftmals bei 1 % bis 10 %. Durch Setzen einer Streuzeit auf einen festen Wert, reduzierte sich der Fehler auf unter 0,1 %.

Wie man in Abb.5.6 sieht, passt die Beschreibung durch die Theorie der schwachen Antilokalisierung für diese Schichtdicke sehr gut. Das heißt, dass die inelastische Streuzeit größer als die elastische Streuzeit ist, da sonst die Phasenkohärenz der Elektronen verloren gehen würde und man keine Lokalisierungseffekte hätte. Des weiteren deutet die negative Änderung auf eine starke Spin-Orbit Streuung hin. Idealerweise ist die Messung absolut symmetrisch und die Änderung muss bei +4 und -4 Tesla identisch sein. In dieser Messung ist das nicht der Fall. Der Unterschied ist jedoch klein genug um sich kaum auf die Streuzeiten auszuwirken. Da die Temperatur von 35 K bis auf $\pm 0,1$ K genau geregelt wurde, ist eine Temperaturschwankung als Ursache für die Asymmetrie unwahrscheinlich. Es ist aber möglich, dass die Proben temperatur geringfügig variiert, während die gemessene und geregelte Kryostattemperatur gleich bleibt (siehe Kapitel 3.1.1).

Eine weitere Magnetotransportmessung an einer 1,32 ML Bleischicht ist in Abb. 5.7 gezeigt, diese Messung wurde an einer anderen Probe vorgenommen. In diesem Fall liegt schwache Lokalisierung vor, die Leitfähigkeit nimmt also mit zunehmendem Magnetfeld zu. Das liegt daran, dass das Magnetfeld die Lokalisierung zerstört. Diese Messung wurde bei 50 K parallel zu den Stufen gemessen. Der Absolutwert der Leitfähigkeit ohne Magnetfeld müsste somit größer sein als in Abb. 5.6. In dieser

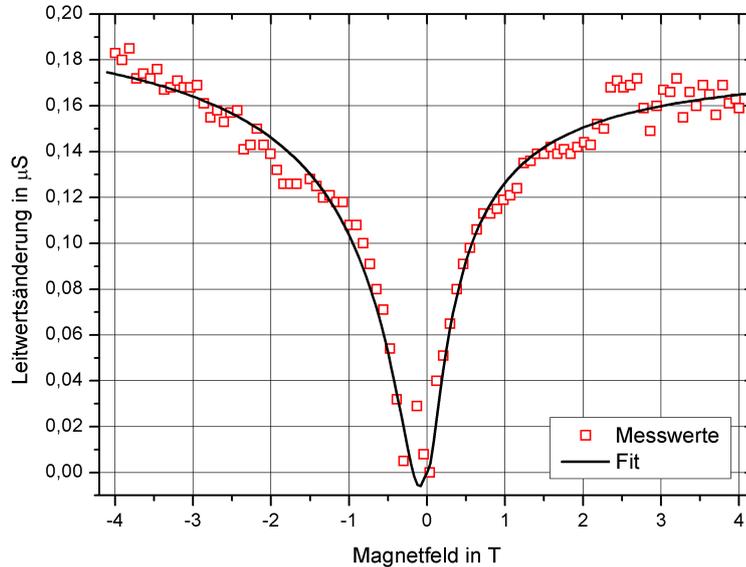


Abbildung 5.7: Magnetoleitwert einer 1,32 ML Bleischicht gemessen bei 50 K. Wie man sieht lag bei dieser Probe Schwache Lokalisierung vor. Die Messwerte wurden wieder mit dem Hikami-Fit gefittet. Die Messrichtung ist diesmal parallel zu den Stufen und der Absolutwert des Leitwerts ohne Magnetfeld liegt bei nur $0,838 \mu\text{S}$.

Messung ist die Leitfähigkeit jedoch sehr niedrig, eine mögliche Ursache dafür sind hohe Kontaktwiderstände. Das Vorhandensein von schwacher Lokalisierung deutet auf eine große Spin-Orbit Streuzeit hin. Die meisten Messungen zeigten jedoch Antilokalisierung. Wann genau Lokalisierung auftritt, wird am Ende dieses Kapitels noch genauer untersucht.

Die gute Anpassung der Fits zeigt schon, dass weitere Effekte wie Supraleitungsfluktuationen [54] nicht berücksichtigt werden müssen, obwohl Blei ein Supraleiter vom Typ I mit einer Sprungtemperatur von $7,193 \text{ K}$ [28] ist. Die Messtemperatur von 35 K liegt jedoch weit oberhalb dieser Sprungtemperatur und die Schichtdicke ist für supraleitende Effekte zu gering. Messungen von Blei auf Si(111) [7] haben ergeben, dass erst ab Schichtdicken von 3 ML Supraleitungsfluktuationen für Temperaturen nahe der Sprungtemperatur berücksichtigt werden müssen.

Wie in den vorherigen Messungen gesehen, hat eine Monolage Blei einen großen Einfluß auf die Oberflächenstruktur und damit auf die Transportmessungen.

In Abbildung 5.8 ist der Einfluss einer Monolage Blei auf die Magnetotransportmessungen gezeigt. Damit die Messungen vergleichbar sind, wurden beide parallel

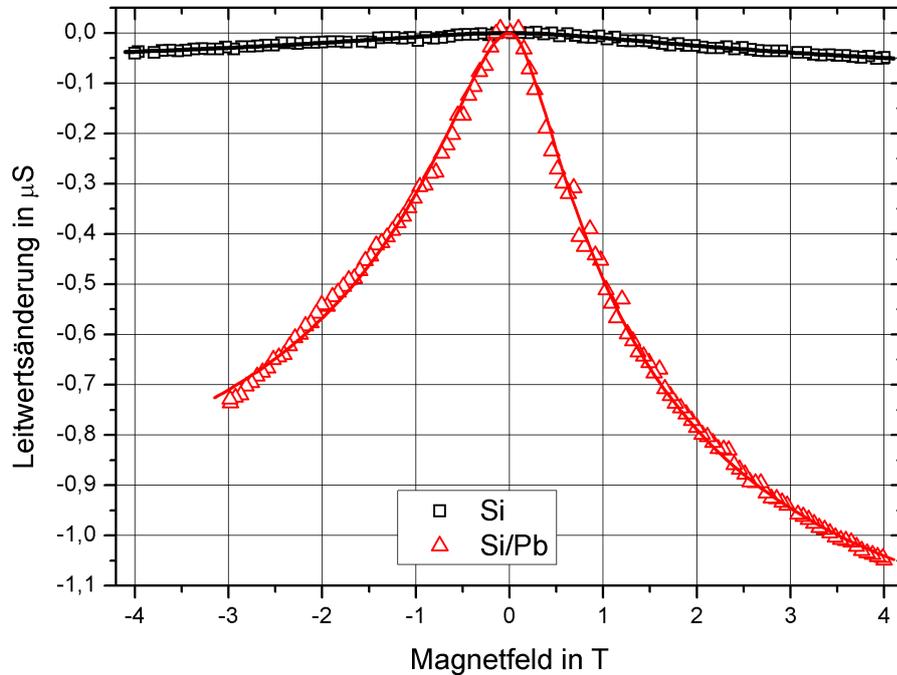


Abbildung 5.8: Magnetoleitwert von reinem Silizium (schwarze Quadrate) und einer 1,3 Monolagen Bleischicht (rote Dreiecke) bei 50 K im Vergleich. Der absolute Wert der Leitfähigkeit ohne Magnetfeld unterscheidet sich um eine Größenordnung und beträgt $0,257 \mu\text{S}$ beim reinen Silizium und $2,069 \mu\text{S}$ bei der Bleischicht.

zu den Stufen gemessen. So lassen sich Einflüsse aus der Anisotropie der Oberfläche weitestgehend ausschließen. Wie man sieht zeigt die reine Silizium Probe ein ähnliches Verhalten wie die 1,3 Monolagen Bleischicht und der Magnetoleitwert nimmt mit zunehmenden Magnetfeld ab. Jedoch ist die absolute Änderung wesentlich geringer als bei der Bleischicht. Der absolute Wert der Leitfähigkeit unterscheidet sich um eine Größenordnung und ist beim Silizium wesentlich kleiner.

Beim Vergleich der Streuzeiten von reinem Silizium mit der 1,3 Monolagen Bleischicht in Tabelle 5.1 fällt auf, dass nur die Spin-Orbit Streuzeit unterschiedlich ist. Elastische und inelastische Streuung unterscheidet sich nur gering. Da beide Proben bei der gleichen Temperatur gemessen wurden, sollte die inelastische Streuung ähnliche Werte annehmen. Erstaunlich ist die Tatsache, dass die elastische Streuung sich kaum ändert, da die reine Silizium Oberfläche sich in ihrer Struktur sehr stark

von der Blei bedeckten unterscheidet [10]. Allerdings wird die Messung an Blei vom Siliziumsubstrat beeinflusst, wie schon an Magnesium auf verschiedenen Substraten gemessen [55].

Tabelle 5.1: Vergleich der Streuzeiten von reinem Silizium und 1,3 ML Blei senkrecht zu den Stufen.

	τ_i in $1 \cdot 10^{-14}$ s	τ_0 in $1 \cdot 10^{-14}$ s	τ_{so} in $1 \cdot 10^{-14}$ s
Si(557)	1,1180	1,1097	77,0677
1,3 ML Pb/Si(223)	2,1445	2,0105	11,0029

Die Spin-Orbit Streurrate ist proportional zur vierten Potenz der Ordnungszahl, wie in Kapitel 2.2.2 erläutert wurde. Somit ist klar, dass die Spin-Orbit Streuzeit für Blei wesentlich kleiner als für die reine Siliziumprobe sein muss, da Blei im Vergleich zu Silizium eine wesentlich größere Ordnungszahl hat¹. Wie Bergmann [27] an Magnesium gemessen hat, können wenige Atome mit großer Ordnungszahl das Magnetotransportverhalten komplett verändern. Bei Magnesium ändert sich das Verhalten durch Aufdampfen von 0,01 Monolage Gold von Schwacher Lokalisierung zu Antilokalisierung. Für Blei auf Silizium wie auch für reines Silizium liegt Antilokalisierung vor, jedoch ändert sich die Stärke der Lokalisierung, aufgrund der unterschiedlichen Spin Orbit Streuzeiten.

Natürlich muss berücksichtigt werden, dass die Werte in Tabelle 5.1 aus der Messung in Abb. 5.8 gefittet sind und somit keine Mittelwerte aus mehreren Messungen ist. Die Werte geben aber eine gute Tendenz an, wie eine Monolage Blei das Transportverhalten ändert.

Eine wichtige Frage ist der Einfluß der anisotropen Oberfläche auf die Magneto-transportmessungen. Aufgrund der Stufenstruktur der Oberfläche, liegt bei unter 78 K eindimensionale Leitfähigkeit vor. Bei allen hier vermessenen Proben hatte man keinen perfekten Isolator in der senkrechten Richtung. Der Grund ist die makroskopische Oberflächenstruktur. Für einen idealen Isolator muss die Fermi-Nesting Bedingung exakt auf der kompletten Oberfläche erfüllt sein. Dafür muss die Probe makroskopisch perfekt strukturiert sein, wie in Kapitel 4.2 ausführlich erläutert wird.

Trotz der nicht perfekten Oberflächenstruktur lässt sich jedoch eine Anisotropie in der Leitfähigkeit messen und die Leitfähigkeit ist parallel zu den Stufen wesentlich höher als senkrecht dazu. Dieses unterschiedliche Verhalten legt die Vermutung nahe, dass man einen Unterschied in Magnetotransportmessungen sieht.

Wie in Abbildung 5.9 zu sehen ist, findet man tatsächlich eine sehr unterschiedliche Leitwärtsänderung. Obwohl bei 1,5 Monolagen Bedeckung die Stufen größtenteils dekoriert sind sieht man eine Anisotropie im Leitwert. Die absolute Änderung ist

¹Blei: $Z_{Pb} = 82$ und Silizium: $Z_{Si} = 14$

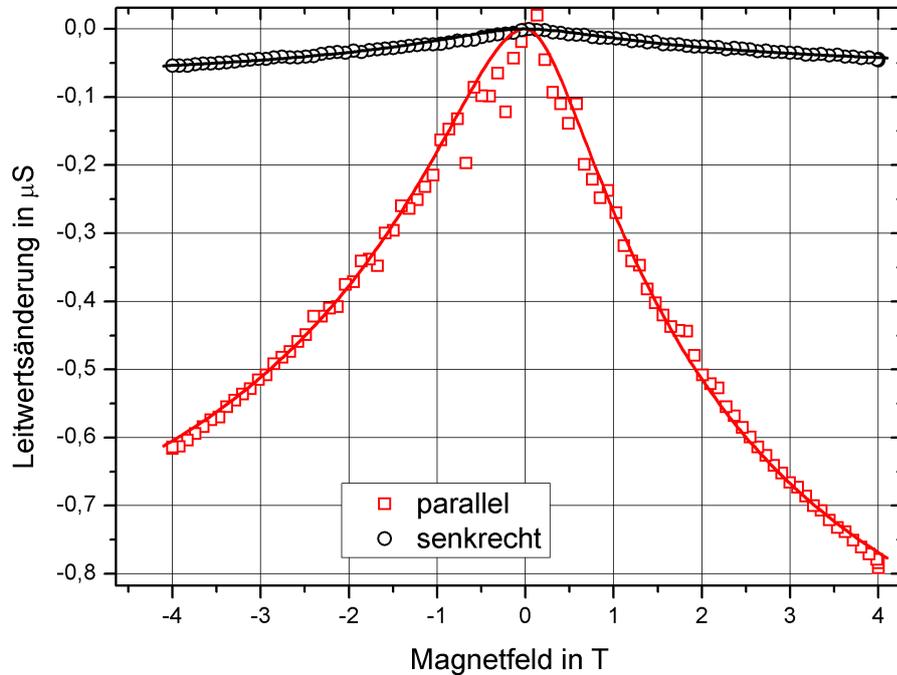


Abbildung 5.9: Magnetoleitwert von 1,5 ML Blei gemessen bei 40 K. Man sieht deutlich den unterschiedlichen Verlauf des Leitwerts senkrecht (schwarze Kreise) und parallel (rote Quadrate) zu den Stufen. Der Absolutwert des Leitwerts ohne Magnetfeld unterscheidet sich um eine Größenordnung und ist in senkrechter Richtung mit $0,345 \mu\text{S}$ deutlich kleiner als in paralleler Richtung $1,781 \mu\text{S}$.

für die parallele Richtung wesentlich größer als für die senkrechte Richtung. Anhand der Simulationen im letzten Kapitel 5.1 kann man vermuten, dass die Spin-Orbit Streuung für die parallele Richtung stärker ist.

Alternativ kann ebenso die elastische Streuung in dieser Richtung verringert sein. Stufenkanten wirken als elastische Streuzentren, somit müsste die Streuung in paralleler Richtung schwächer als in senkrechter sein. Der Leitwert (bei gleicher inelastischer- und Spin-Orbit Streuung) sollte mit zunehmenden Magnetfeld abnehmen, in paralleler Richtung stärker als in senkrechter, wie in Kapitel 5.1 Abbildung 5.3 zu sehen ist.

Beim Betrachten der Streuzeiten aus den Hikamifits bestätigen sich die Vermutungen. Wie erwartet ist die Spin-Orbit Streuung parallel stärker als senkrecht, das heißt

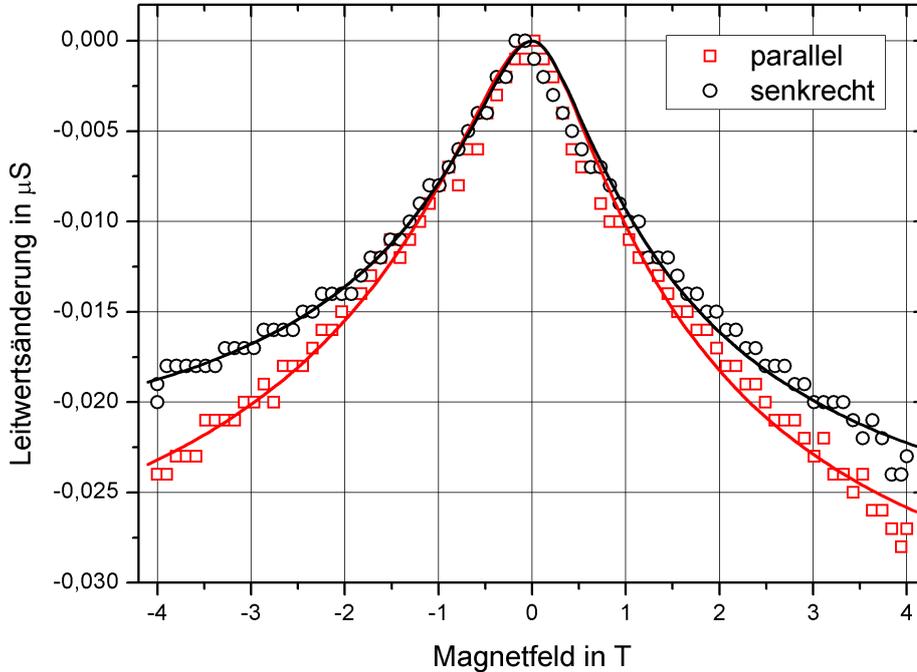


Abbildung 5.10: Magnetoleitwert von 1,3 ML Blei gemessen bei 50 K. Der Absolutwert des Leitwerts ohne Magnetfeld ist in beide Richtungen sehr ähnlich und beträgt in senkrechter Richtung mit $3,19 \mu\text{S}$ und in paralleler Richtung $2,74 \mu\text{S}$. Trotz fehlender Anisotropie kann man den unterschiedlichen Verlauf des Leitwerts sehen.

$\tau_{so}(par) = 9,75 \cdot 10^{-14} \text{ s} < \tau_{so}(sen) = 6,10 \cdot 10^{-13} \text{ s}$. Die elastische Streuung ist dagegen senkrecht stärker als in paralleler Richtung $\tau_0(par) = 1,56 \cdot 10^{-14} \text{ s} > \tau_0(sen) = 1,41 \cdot 10^{-14} \text{ s}$. Die inelastische Streuung zeigt ebenfalls eine kleine Anisotropie und ist senkrecht stärker als parallel $\tau_i(par) = 1,66 \cdot 10^{-14} \text{ s} > \tau_i(sen) = 1,57 \cdot 10^{-14} \text{ s}$. Beim Vergleich der drei Streuzeiten findet man $\tau_{so} > \tau_i > \tau_0$.

Dieses Verhalten findet sich sogar für Proben ohne ausgeprägte Unterschiede in der Leitfähigkeit (Abb. 5.10). Für diese Messung war der Leitwert ohne Magnetfeld in beide Richtungen sehr ähnlich und in senkrechter Richtung war die Probe etwas besser leitend. Dieses Verhalten kann verschiedene Ursachen haben. Einen großen Einfluß hat zum Beispiel der Übergang von der Bleischicht zu den Kontakten. Wenn die Bleischicht keinen guten Kontakt zu den TiSi_2 Pads hat oder die Bleibedeckung

nicht bis zu den Kontakte vorhanden ist, misst man in dieser Richtung einen niedrigeren Leitwert. Mit dem LEED lässt sich dies nicht detektieren, da man im LEED nur periodische Strukturen sehen kann.

Jedoch findet sich bei dieser Probe trotz schwach ausgeprägter Leitwertanisotropie wieder das unterschiedliche Magnetotransportverhalten. Da der Leitwert wieder parallel zu den Stufen stärker abnimmt, scheint die elastische Streuung in dieser Richtung kleiner zu sein als in senkrechter Richtung. Beim Betrachten der Streuzeiten fällt auf, dass sich die inelastische und die elastische Streuung wie bei der Messung der 1,5 Monolagen Schicht verhalten. Im Gegensatz dazu ist die Spin-Orbit Streuung für 1,3 Monolagen parallel wesentlich niedriger als senkrecht, das bedeutet für die Streuzeit $\tau_{so(par)} = 8,99 \cdot 10^{-13} \text{ s} > \tau_{so(sen)} = 5,87 \cdot 10^{-13} \text{ s}$. Auffallend ist die Zunahme von τ_{so} um eine Größenordnung parallel zu den Stufen im Vergleich zur Messung der 1,5 Monolagen Schicht. Eine genauere Analyse der Streuzeiten wird im nächsten Kapitel 5.2.2 vorgestellt.

Eine weitere wichtige Frage ist der Einfluß der Bedeckung auf den Magnetotransport. Wenn man Abb. 5.9 und Abb. 5.10 vergleicht, fällt auf dass die Leitwertsänderung für die 1,5 ML Bedeckung größer ist. Das kann entweder an der unterschiedlichen Bedeckung oder an der unterschiedlichen Temperatur liegen. Natürlich können auch beide Faktoren gleichzeitig die Änderung beeinflussen.

Eine Bedeckung von 1,3 ML Blei entspricht genau einer physikalischen Monolage auf einer ungestuften Si(111) Oberfläche. Die 1,3 ML Bleibedeckung wurde nach der in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Methode aufgebracht. Nach der ersten Magnetotransportmessung wurden 0,08 ML Blei aufgedampft und die Probe bis ungefähr 120 K getempert. So bekommt man eine gut geordnete Bleischicht, wobei die Bedeckung immer mittels LEED kontrolliert wurde.

Zusätzliche Bleiatome lagern sich an den Stufenkanten an. Durch diese Zusatzbedeckung wird das Fermi-Nesting gestört und die Probe wird in senkrechter Richtung leitend. Zusätzliche Bleibedeckung ändert somit das Transportverhalten (wie in Kapitel 4.3 gezeigt). Dass dies ebenfalls Einfluß auf den Magnetoleitwert hat, sieht man in Abb. 5.11. Die Leitwertsänderung nimmt mit zunehmender Bedeckung zu.

Die inelastische Streuung ist bei beiden Messungen gleich, da die Temperatur für beide Schichtdicken dieselbe war. Somit wird die unterschiedliche Leitwertsänderung durch unterschiedliche Spin-Orbit Streuung oder unterschiedliche elastische Streuung verursacht.

Blei hat aufgrund der relativ großen Ordnungszahl eine starke Spin-Orbit Streuung. Somit müsste für dickere Bleischichten auch stärkere Spin-Orbit Streuung beobachtet werden. Zunehmende Spin-Orbit Streuung entspricht einer stärkeren Antilokalisierung und genau dieses Verhalten wird in Abb. 5.11 beobachtet und findet sich in den aus den Hikamifits gewonnenen Spin-Orbit Streuzeit wieder.

Ebenso ist es möglich, dass durch die Zusatzbedeckung weniger Fehlstellen vorhanden sind und die elastische Streurrate abnimmt. Bei einer zusätzlichen Bedeckung

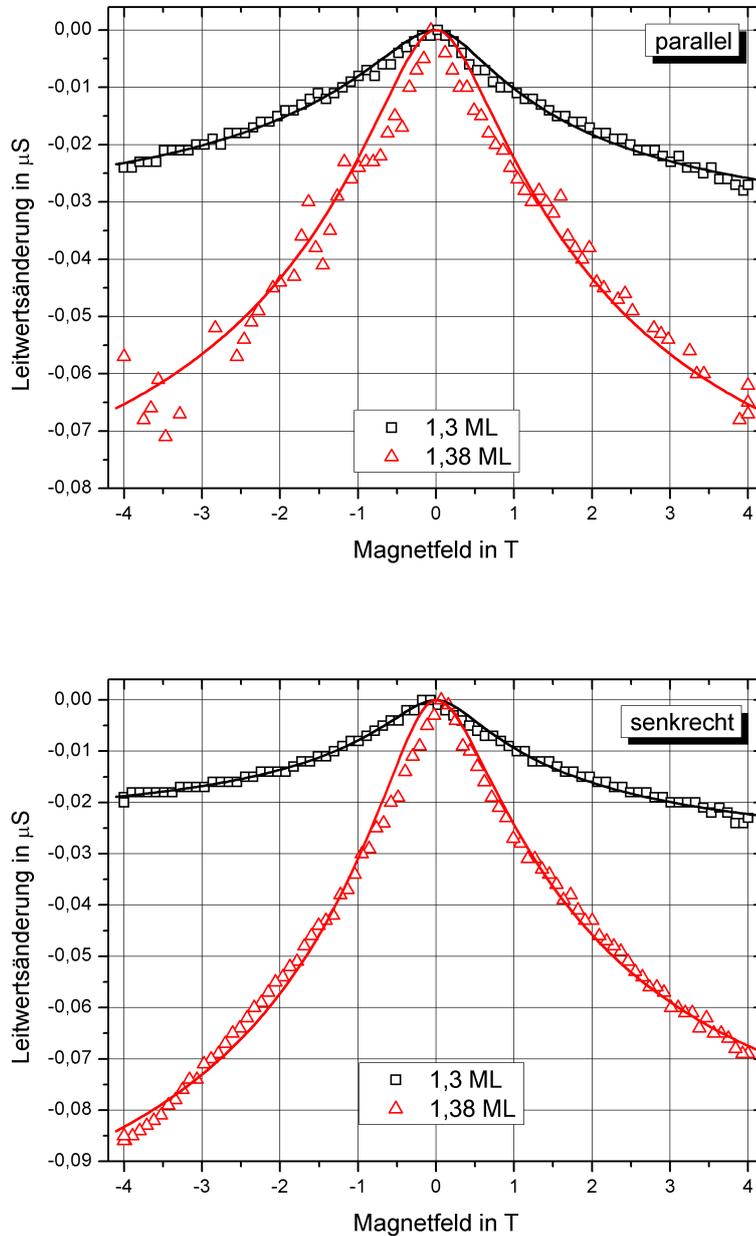


Abbildung 5.11: Magnetoleitwert für zwei verschiedene Schichtdicken bei 50 K parallel zu den Stufen (oberes Bild) und senkrecht dazu (unten) gemessen. Der Leitwert ohne angelegtes Magnetfeld ist für die dickere Schicht höher: $G_{\perp}(1,3 \text{ ML}) = 0,317 \mu\text{S} < G_{\perp}(1,38 \text{ ML}) = 0,725 \mu\text{S}$ und $G_{\parallel}(1,3 \text{ ML}) = 0,287 \mu\text{S} < G_{\parallel}(1,38 \text{ ML}) = 0,593 \mu\text{S}$.

von nur 0,08 Monolage ist jedoch eine große Änderung der elastischen Streurrate nicht zu erwarten und wurde beim Vergleich der Streuzeiten nicht gesehen. Erst ab Schichtdicken von mindestens zwei Monolagen (wahrscheinlich eher fünf Monolagen) ist eine Änderung der elastischen Streuzeit realistisch, wie in früheren Messungen an Pb/Si(111) [7] gesehen wurde. Bei sehr dünnen Schichten ist die Streuung an der Oberfläche sehr stark. Bei Schichtdicken von bis zu fünf Monolagen ist dazu der Einfluß der Unterlage noch stark spürbar und die Gitterordnung dadurch verzerrt, wie bei Messungen des Leitwerts in Abhängigkeit von der Bleibedeckung gesehen wurde (Kapitel 3.2.2). Für dicke Bleischichten ab fünf Monolagen müsste sich die elastische Streurrate verringern, vorher ist mit keiner relevanten Änderung der elastischen Streuzeit zu rechnen.

Bisher wurde der Einfluß der Temperatur auf den Magnetotransport nicht untersucht. Die inelastische Streuung ist direkt temperaturabhängig, somit ist der Magnetoleitwert ebenfalls temperaturabhängig. In Abb. 5.12 ist eine 1,3 Monolagen Bleischicht für zwei verschiedene Temperaturen gemessen. Offensichtlich ist die Leitwärtsänderung unterschiedlich. Der Leitwert ohne angelegtes Magnetfeld steigt mit der Temperatur, da für so dünne Bleischichten noch kein metallisches Verhalten zu erwarten ist. Ausnahme ist die Leitfähigkeit parallel zu den Stufen im quasi eindimensionalen Fall, dort findet man metallisches Verhalten. Die meisten Proben zeigen in beide Richtungen eine mit der Temperatur zunehmende Leitfähigkeit, so ist zu erwarten, dass die inelastische Streuzeit mit der Temperatur größer wird. Aus den Fits erhält man $\tau_i(40K) = 1,8 \cdot 10^{-14} \text{ s}$ und $\tau_i(50K) = 2,1 \cdot 10^{-14} \text{ s}$, die inelastische Streuzeit steigt erwartungsgemäß mit der Temperatur. Die genaue Temperaturabhängigkeit der inelastischen Streuung ist im nächsten Kapitel 5.2.2 untersucht.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Theorie der Schwachen Lokalisierung bzw. Antilokalisierung zur Beschreibung des Magnetoleitwerts von 1,2 bis 1,5 Monolagen Blei auf Silizium gut geeignet ist. Die Messungen bieten die Möglichkeit den Einfluß von Bedeckung, Temperatur und Stufen auf die Streuzeiten zu untersuchen.

Wie man gesehen hat ändert das Aufbringen von einer Monolage Blei auf Silizium im wesentlichen die Spin-Orbit Streuzeit. Für die Blei bedeckte Oberfläche ist die Streuung stärker, das heißt die Spin-Orbit Streuzeit ist verkürzt. Ebenso verhält es sich mit zunehmender Bedeckung. Die Streurrate für 1,5 Monolagen ist wesentlich größer als die Streurrate bei 1,3 Monolagen.

Die inelastische Streuung scheint schichtdickenunabhängig zu sein, dafür ist sie temperaturabhängig. Mit zunehmender Temperatur nimmt die Streuzeit zu, zumindest solange noch zweidimensionale Leitfähigkeit vorhanden ist.

Die vicinale Oberfläche beeinflusst die elastische Streuung. Für verschiedenen Schichtdicken hat man gesehen, dass die elastische Streuung senkrecht zu den Stufen größer ist als parallel.

Bisher wurde noch nicht auf das besondere System der 1,3 Monolagen eingegangen.

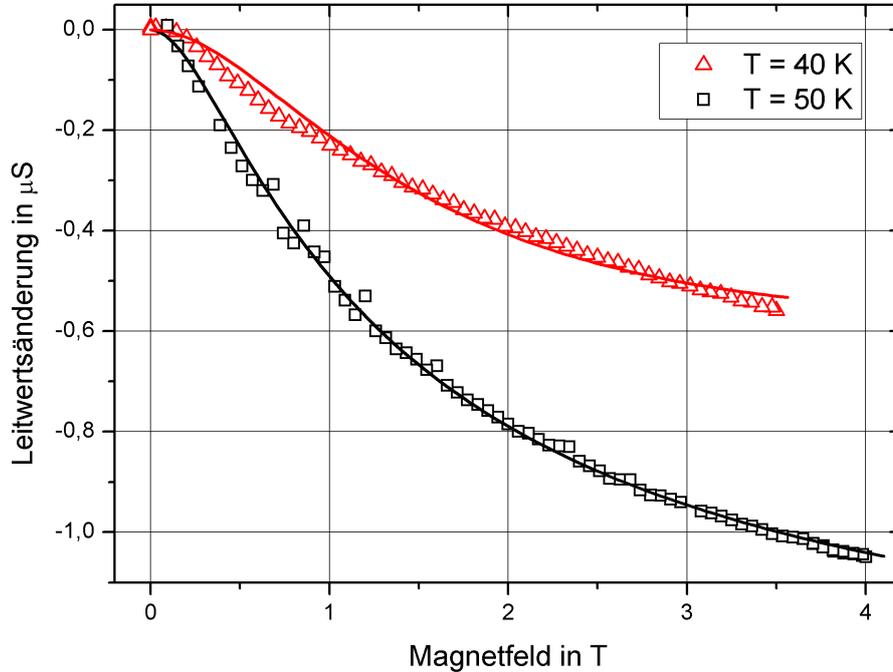


Abbildung 5.12: Vergleich des Magnetoleitwerts für zwei verschiedene Temperaturen bei einer Bedeckung von 1,3 ML Blei. Die absoluten Leitwerte ohne Magnetfeld betragen für 40 K $G_{40\text{K}} = 1,344\ \mu\text{S}$ und für 50 K $G_{50\text{K}} = 2,069\ \mu\text{S}$, parallel zu den Stufen gemessen.

Genau für diese Bleibedeckung hat man bei Temperaturen unter 78 K quasieindimensionale Leitfähigkeit. Wie in Kapitel 4.3 gezeigt, verschwindet dieses Verhalten für Bedeckungen, die etwas höher oder niedriger sind.

Die eindimensionale Leitfähigkeit müsste sich auch in den Streuzeiten bemerkbar machen. Bei guter Leitfähigkeit in paralleler Richtung ist zu erwarten, dass eine oder alle Streuzeiten größer werden. In Abb. 5.13 ist eine Leitwertmessung für eine 1,32 Monolagen gezeigt. Das Magnetotransportverhalten senkrecht und parallel zu den Stufen unterscheidet sich gravierend, senkrecht hat man Antilokalisierung während die parallele Richtung Schwache Lokalisierung zeigt. Dieses unterschiedliche Verhalten legt die Vermutung nahe, dass die elastische oder die Spin-Orbit Streuung für beide Richtungen verschieden sind.

Schwache Lokalisierung in paralleler Richtung bedeutet, dass entweder die Spin-

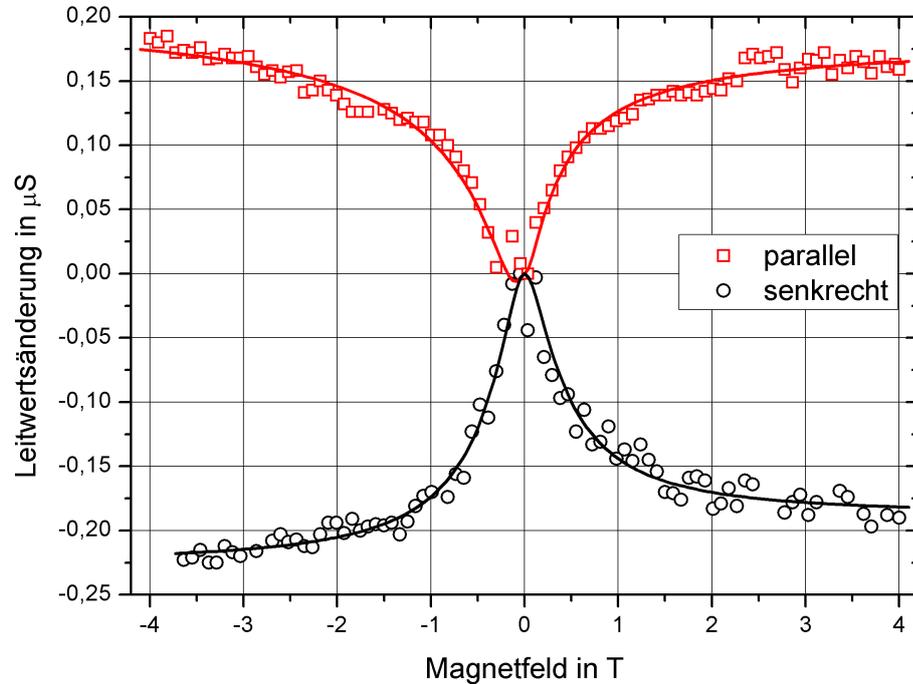


Abbildung 5.13: Leitwertsänderung einer 1,32 ML Bleischicht bei 50 K. Die Probe zeigt Schwache Lokalisierung parallel zu den Stufen und Antilokalisierung senkrecht dazu. Der Leitwert ohne Magnetfeld ist in paralleler Richtung etwas größer als in senkrechter Richtung ($G_{par} = 0,838 \mu\text{S} > G_{sen} = 0,479 \mu\text{S}$).

Orbit Streuung in dieser Richtung verringert ist oder dass die elastische Streuung zunimmt. Elastische Streuung ist in der Regel senkrecht zu den Stufen größer als parallel, somit ist es unwahrscheinlich das diese Streuung für die Schwache Lokalisierung verantwortlich ist.

Bleibt noch die Spin-Orbit Streuung um die unterschiedlichen Verhaltensweisen senkrecht und parallel zu erklären. Wenn die Spin-Orbit Streurrate im Verhältnis zur elastischen und zur inelastischen Streuung klein ist, hat man Schwache Lokalisierung. Das heißt, wenn die Spin-Orbit Streuung bei 1,3 Monolagen verringert ist, hätte man eine größere Leitfähigkeit für diese Bedeckung. Da man Schwache Lokalisierung nur parallel zu den Stufen findet, wäre auch nur in dieser Richtung die Leitfähigkeit erhöht. Dies ist genau das Verhalten welches man in Leitfähigkeitsmessungen beobachtet. Folglich kann eine verringerte Spin-Orbit Streurrate durchaus für

die Schwache Lokalisierung verantwortlich sein.

Man findet jedoch nicht bei allen Messungen bei 1,3 Monolagen Bedeckung Schwache Lokalisierung. In Abb. 5.14 sind für eine Schichtdicke von rund 1,3 Monolagen

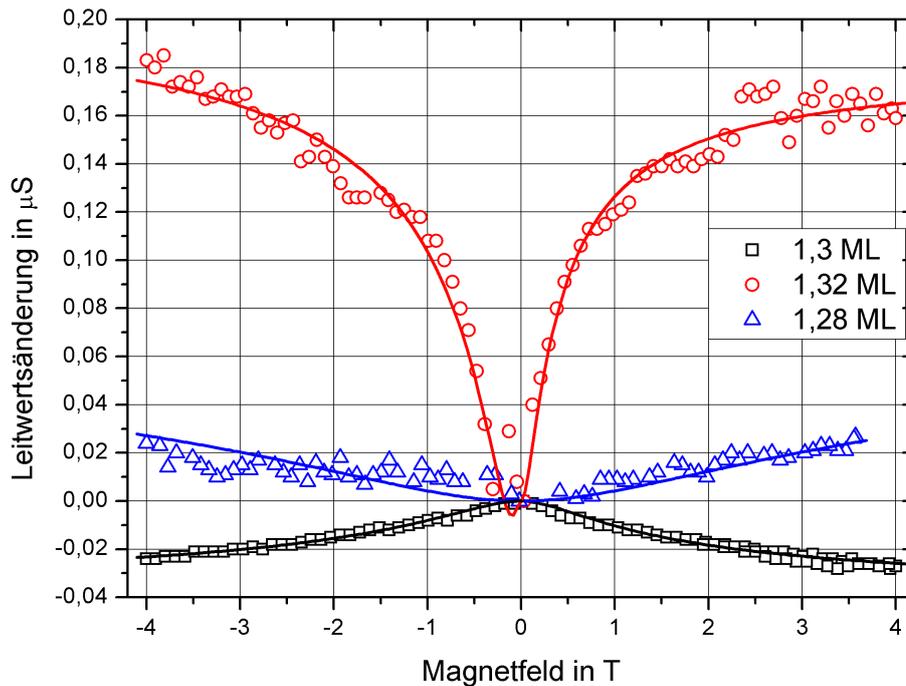


Abbildung 5.14: Verschiedene Verläufe des Magnetoleitwerts für Schichtdicken um 1,3 Monolagen bei 50 K parallel zu den Stufen gemessen. Schwache Lokalisierung (1,28 und 1,32 Monolagen Bedeckung) und Antilokalisierung (1,3 Monolagen) sind an zwei unterschiedlichen Proben gemessen.

drei verschiedene Magnetoleitwertsmessungen gezeigt. Wie man sehen kann unterscheidet sich das Verhalten stark. Schwache Lokalisierung wurde für zwei leicht unterschiedliche Schichtdicken an der gleichen Probe gemessen, die Antilokalisierung an einer anderen Probe. Somit kann die Schichtdicke das unterschiedliche Verhalten nicht erklären. Sowohl für 1,28 als auch für eine 1,32 Monolagen Bleischicht liegt Schwache Lokalisierung vor, für eine Schichtdicke genau dazwischen (1,3 Monolagen) jedoch Antilokalisierung.

Die Messungen wurden an zwei verschiedenen Proben gemacht. Folglich könnte die Oberflächenstruktur das unterschiedliche Magnetotransportverhalten erklären. Es

ist zu erwarten, dass nur für regelmäßig gestufte Oberflächen metallische Leitfähigkeit auftritt und die Spin-Orbit Streuzeit groß wird. In Tabelle 5.2 sind einige Werte zur Charakterisierung der Oberflächen gezeigt. Der Leitwert parallel zu den Stu-

Tabelle 5.2: Vergleich der charakteristischen Werte aus den Messungen in 5.14 zur Untersuchung der Anisotropie der Oberfläche bei 50 K.

	1,28 ML	1,3 ML	1,32 ML
$G_{parallel}$ in μS	0,18	0,287	0,838
$\Delta G = G_{parallel} - G_{senkrecht}$ in μS	-0,154	-0,03	0,359
τ_0 (parallel) in $1 \cdot 10^{-14}$ s	0,976	1,63	3,63
τ_0 (senkrecht) in $1 \cdot 10^{-14}$ s	4,56	1,53	2,41
τ_{so} (parallel) in $1 \cdot 10^{-14}$ s	33,6	89,9	167,3

fen ist bei allen drei Messungen relativ niedrig (unter $1\mu S$) und zeigt keinen Zusammenhang mit den Magnetotransportverläufen. Das gleiche Bild bietet sich beim Vergleichen der Leitwertsdifferenz zwischen senkrechter und paralleler Leitfähigkeit. Für quasia dimensionale Leitfähigkeit muss diese Differenz sehr groß sein, da in senkrechter Richtung die Leitfähigkeit nahe Null sein sollte. Wie man sieht ist für keine der Proben eine quasia dimensionale Leitfähigkeit feststellbar, bei zwei der Messungen ist die senkrechte Leitfähigkeit sogar höher als die parallele.

Die elastische Streuzeit kann ebenfalls Auskunft über die Oberflächenstruktur geben. Bei vielen Störstellen und stark ungeordneter Struktur ist die elastische Streuzeit kleiner als in gut geordneten Schichten. Beim Betrachten der 1,32 und der 1,3 Monolagen Schicht fällt auf, dass die Streuzeit in paralleler Richtung größer ist. Die 1,28 Monolagen Schicht dagegen hat in paralleler Richtung eine niedrigere Streuzeit, was auf eine schlecht geordnete Bleischicht schließen lässt.

Auch die resultierenden Spin-Orbit Streuzeiten in paralleler Richtung weisen keinen direkten Zusammenhang zu den Messungen auf. Allerdings scheint die Spin-Orbit Streuzeit direkt abhängig von der Struktur zu sein. Die Spin-Orbit Streuzeit ist für die schlecht strukturierte 1,28 Monolagen Bleischicht am niedrigsten und für die am besten geordnete 1,32 Monolagen Schicht am größten. Ebenfalls scheint die Leitfähigkeit parallel zu den Stufen korreliert mit der Spin-Orbit Streuzeit zu sein, da für die niedrigste/höchste Spin-Orbit Streuzeit ebenfalls der niedrigste/höchste Leitwert gemessen wurde.

Zusammenfassend kann man sagen man aus den erhaltenen Streuzeiten eine gute Vorstellung des Transports gewinnen lässt. Im nächsten Kapitel 5.2.2 wird die genaue Abhängigkeit der Streuzeiten von der Bedeckung und von der Temperatur untersucht.

5.2.2 Analyse der Streuzeiten von dünnen Schichten

In diesem Kapitel sollen die aus den Messungen berechneten Streuzeiten näher untersucht werden und die im letzten Kapitel aufgestellte Thesen überprüft werden. Aus den Überlegungen zum Magnetowiderstand in Kombination mit den Erkenntnissen aus den Simulationen folgten die nachstehenden Überlegungen:

1. Die inelastische Streuzeit ist unabhängig von der Schichtdicke. Sie ist direkt temperaturabhängig und nimmt mit der Temperatur zu.
2. Die elastische Streuung ist senkrecht zu den Stufen größer als parallel dazu.
3. Die Spin-Orbit Streuzeit nimmt mit zunehmender Bedeckung ab und hat ihr Maximum bei 1,3 Monolagen Bedeckung.

Als erstes soll die Schichtdickenabhängigkeit der inelastischen Streuzeit überprüft werden. In Abb. 5.15 ist die inelastische Streuzeit für verschiedene Schichtdicken gezeigt. Die Streuzeit wurde nach der im letzten Kapitel beschriebenen Methode aus den Magnetotransportmessungen bestimmt. Da die inelastische Streuung temperaturabhängig ist, sind alle gezeigten Streuzeiten bei 50 K gemessen worden.

Offensichtlich ist keine direkte Abhängigkeit der inelastischen Streuzeit von der Schichtdicke zu erkennen. Die gefitteten Geraden sind zeigen zwar eine kleine Abweichung von einem konstanten Verlauf, dies kann jedoch an den wenigen Messwerten liegen. Der Mittelwert aus den temperaturabhängigen Fits ist als gestrichelte Gerade sowohl für Messungen parallel zu den Stufen, als auch senkrecht dazu eingezeichnet. Manche Messwerte weichen jedoch gravierend von dem Mittelwert und den Fits ab. Eine Erklärung dafür wurde bisher nicht gefunden. Da die Temperatur auf 0,1 K genau geregelt werden konnte sind Temperaturschwankungen als Ursache auszuschließen. Möglicherweise spielt die genaue Oberflächenstruktur eine Rolle.

Die inelastische Streuzeit scheint von der Oberflächenstruktur abzuhängen, da sich die Werte parallel und senkrecht zu den Stufen unterscheiden. Wie theoretische Berechnungen [56] und Messungen [57] an vicinalen Oberflächen (Ni(997)) ergeben haben sind Phononen stark von der Oberflächenstruktur abhängig. Zum Beispiel existieren Phononenmoden, die an den Stufen lokalisiert sind.

An vicinalen Bleioberflächen oder Blei auf vicinalem Silizium wurden Phononen bisher nicht untersucht, aber es ist davon auszugehen, dass die Stufenstruktur ebenfalls Einfluß auf die Phononen hat. Da inelastische Streuung überwiegend an Phononen stattfindet, ist sie somit ebenfalls von der Oberflächenstruktur abhängig. Die stark unterschiedlichen Streuzeiten könnten durch Defekte an der Oberfläche und in der Schicht verursacht werden.

Dies sind jedoch bisher nur Vermutungen. Ob die inelastische Streuung wirklich von den Stufen abhängt muss in weiteren Messungen geklärt werden.

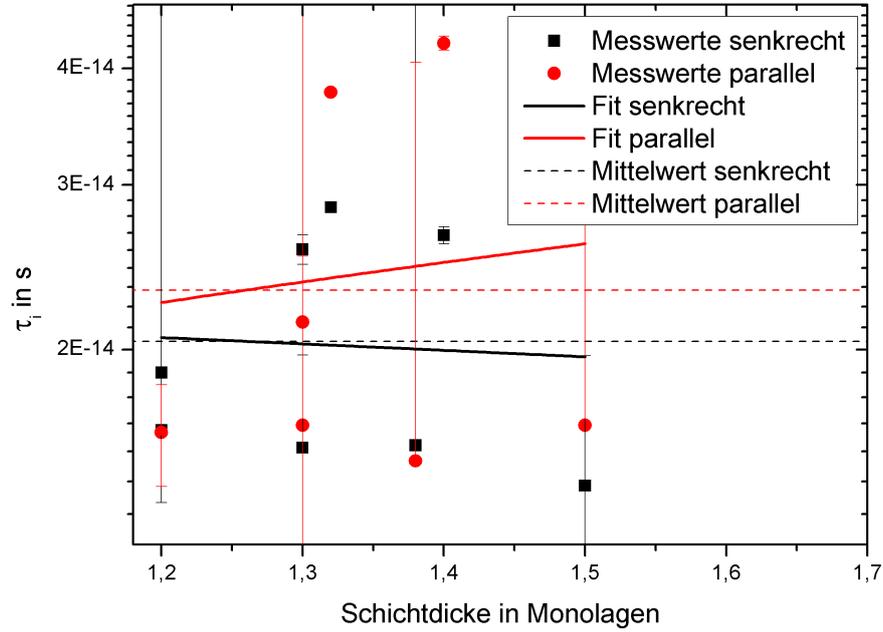


Abbildung 5.15: Abhängigkeit der inelastischen Streuzeit τ_i von der Bedeckung bei 50 K. Die Fits sind als Gerade eingezeichnet und unterscheiden sich in paralleler und senkrechter Richtung. Die Mittelwerte (gestrichelt) stammen aus dem Fit der Temperaturabhängigkeit in Abb. 5.16. Die Logarithmische Darstellung wurde der besseren Übersichtlichkeit halber gewählt. Die Messwerte ohne Fehler wurden für das Fitten auf einen festen Wert gesetzt, nachdem dieser sich mit den Iterationsschritten nicht mehr geändert hat.

Eine weitere interessante Frage ist die genaue Temperaturabhängigkeit der inelastischen Streuung. Aus der Theorie der Schwachen Lokalisierung folgt¹

$$\tau_i \sim T^{-P}. \quad (5.1)$$

Nach der Drude Theorie für Temperaturen bis zur Debye-Temperatur² gilt für die Leitfähigkeit $\sigma \sim T^{-5}$. Unter Berücksichtigung der Matthiessensche Regel folgt dann für die inelastische Streuzeit

$$\tau_i \sim T^{-5}. \quad (5.2)$$

¹Siehe Kapitel 2.1.2 und 2.2.2

²Blei: $\Theta = 88$ K

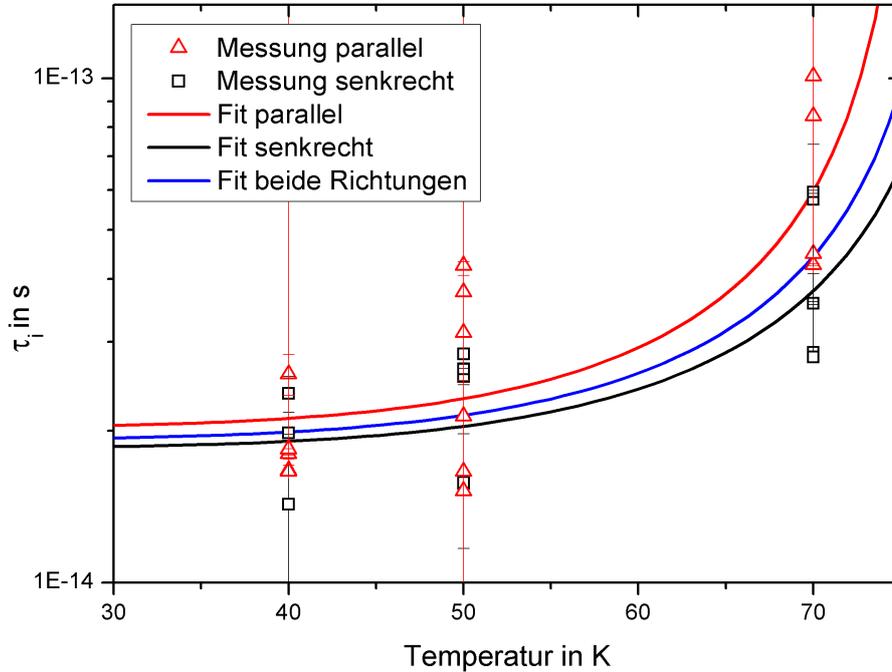


Abbildung 5.16: Temperaturabhängigkeit der inelastischen Streuzeit für Schichtdicken zwischen 1,25 und 1,4 Monolagen. Die Messwerte sind mit $\tau_i \sim T^{-5}$ gefittet.

Der Parameter P soll nun aus den Messungen bestimmt werden. In Abb. 5.16 ist die Messung der inelastischen Streuzeit in Abhängigkeit von der Temperatur gezeigt. Die Messungen sind an Schichtdicken zwischen 1,25 und 1,4 Monolagen durchgeführt worden, da die inelastische Streuzeit in diesem Bereich nicht von der Schichtdicke abhängt.

Es ergeben sich keine sinnvollen Fitergebnisse beim fitten mit Gleichung 5.1. Der Parameter P sollte für die Elektron-Phonon Streuung in zweidimensionalen Systemen den Wert 2 annehmen [7]. Aufgrund der geringen Anzahl und der großen Streuung der Messwerte lies sich der Parameter P nicht bestimmen, jedoch passte ein Fit mit der Drude Theorie (entspricht $P = 5$) sehr gut. Man kann also erwarten, dass der genaue Wert für P um 5 liegt. Die Messwerte parallel und senkrecht zu den Stufen wurden separat gefittet. Offensichtlich ist die inelastische Streuzeit in paralleler Richtung höher als in senkrechter, wie schon in der Schichtdickenabhängigkeit (Abb.

5.15) gesehen.

Der Fehler des Fits ist relativ hoch, da nur Messwerte für drei verschiedene Temperaturen verwendet werden konnten. Mit den gefitteten Werten für $\tau_i(T)$ kann man die elastische und die Spin-Orbit Streuzzeit besser bestimmen. Dazu wird τ_i in die Hikami Fits der Magnetotransportmessungen eingesetzt und mit dem festen Wert für τ_i die Kurve neu gefittet und somit τ_0 sowie τ_{so} neu bestimmt. Diese Fit Methode wird im folgenden mit Methode zwei betitelt.

In Abb. 5.17 ist ein Vergleich zwischen dieser Fit Methode zwei und der vorher verwendeten Fit Methode eins gezeigt. Bei der vorher verwendeten Methode eins wurden beim Fitten alle drei Streuzzeiten angepasst. In den meisten Fällen stimmten die Kurven gut mit den Messwerten überein, wie im oberen Bild a) zu sehen ist. Die Streuzzeiten, die mittels der beiden Fit Methoden bestimmt wurden, unterscheiden sich jedoch (vgl. Tabelle 5.3).

Tabelle 5.3: Vergleich der aus den unterschiedlichen Fitmethoden (siehe Text) erhaltenen Streuzzeiten aus Abb. 5.17

	τ_i in $1 \cdot 10^{-14}$ s	τ_0 in $1 \cdot 10^{-14}$ s	τ_{so} in $1 \cdot 10^{-14}$ s
Methode eins (oberes Bild)	2,56	2,33	6,26
Methode zwei	2,04	2,41	20,6
Methode eins (unteres Bild)	1,57	1,53	58,71
Methode zwei	2,04	0,16	30,64

Bei einigen Messungen stimmen die Kurven der beiden Fitmethoden nicht überein, insbesondere unterscheidet sich der Verlauf der mit Methode zwei gefitteten Kurve stark von den Messwerten (vgl. Abb. 5.17 b). Da bei den meisten Messungen eine gute Übereinstimmung gefunden wurde, ist davon auszugehen das der aus der Temperaturabhängigkeit gefittete Wert für τ_i richtig ist. Beide Messungen sind an der gleichen Schichtdicke sowie bei der gleichen Temperatur durchgeführt worden und wurden folglich mit dem gleichen τ_i gefittet. Die Messungen wurden jedoch an verschiedenen Proben vorgenommen.

Der Grund für die mangelnde Übereinstimmung im unteren Bild ist bisher nicht bekannt. Für niedrige Magnetfelder zeigt der Fit nach Methode eins ebenfalls nur eine mäßige Übereinstimmung mit den Messwerten. Möglicherweise ist die Messung durch hohe Kontaktwiderstände oder ähnliches beeinflusst, wodurch der Leitwert niedriger wäre.

Die Stufen der Oberfläche beeinflussen die inelastische Streuung. Aus den Magnetotransportmessung lässt sich vermuten, dass die elastische Streuung ebenfalls von den Stufen abhängt. In Abb. 5.18 ist die elastische Streuzzeit sowohl parallel zu den Stufen, als auch senkrecht dazu in Abhängigkeit von der Schichtdicke gezeigt. Die Streuzzeiten sind aus den Magnetotransportmessungen nach Methode zwei bestimmt

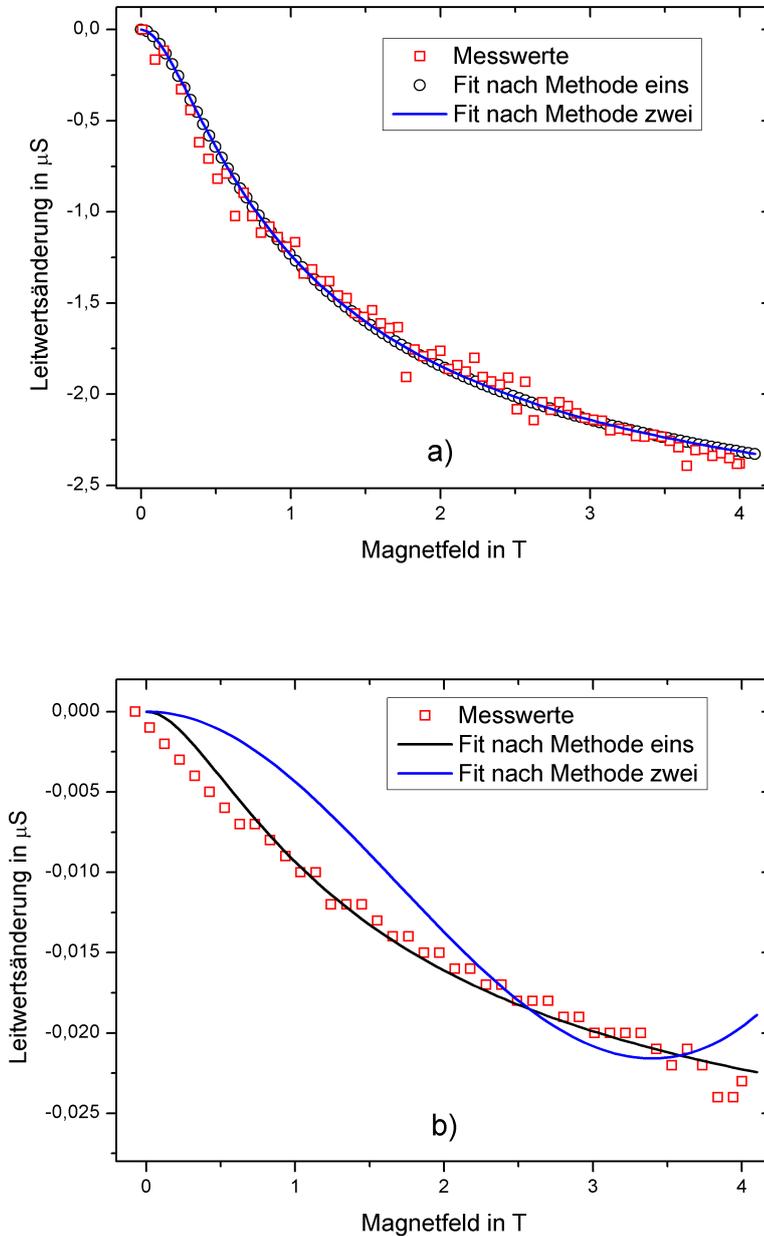


Abbildung 5.17: Vergleich der verschiedenen Fit Methoden für eine Schichtdicke von 1,3 ML bei 50 K. a) und b) wurden an verschiedenen Proben jeweils senkrecht zu den Stufen gemessen. Die Leitwerte ohne Magnetfeld sind sehr unterschiedliche betragen für a) $G = 4,103 \mu\text{S}$ und b) $G = 0,317 \mu\text{S}$. Weitere Erläuterungen zu den Fit Methoden im Text.

worden unter der Voraussetzung, dass der Fit gut mit der Messung übereinstimmt. Durch das Setzen eines Parameters auf einen festen Wert wird der Fehler stark reduziert.

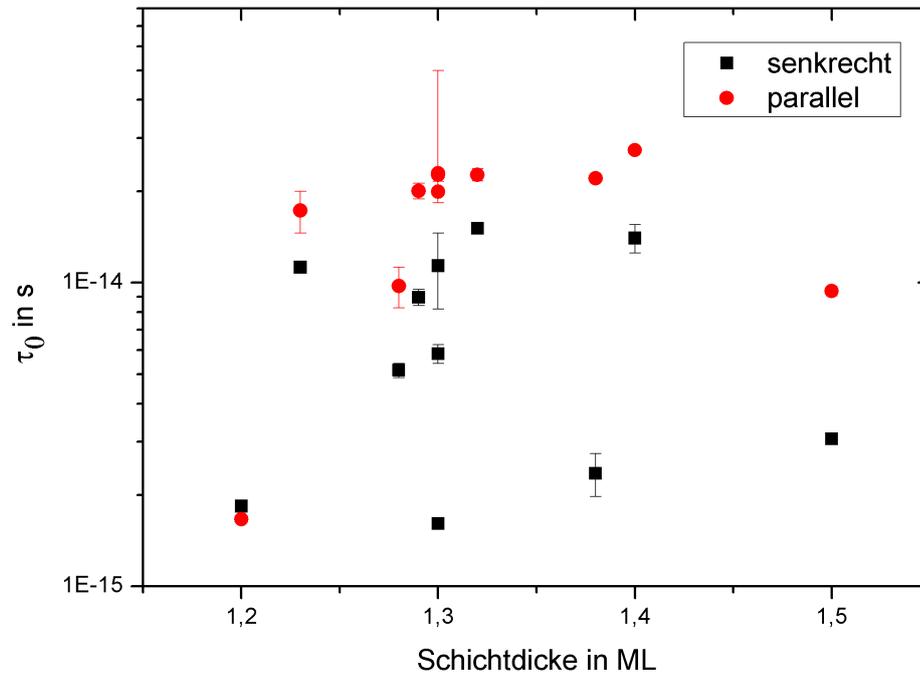


Abbildung 5.18: Die elastische Streuzeit in Abhängigkeit von der Schichtdicke. Die Streuzeit parallel zu den Stufen ist höher als senkrecht dazu. Die Messwerte wurden bei 40 K bis 50 K aufgenommen, diese Temperaturdifferenz hat keinen Einfluß auf die Messwerte, da τ_0 unabhängig von der Temperatur ist.

Man sieht sofort, dass die elastische Streuzeit parallel zu den Stufen höher ist als senkrecht dazu. Für eine Bedeckung von 1,2 Monolagen sieht es so aus, als ob die Streuzeiten in beide Richtungen gleich wären. Dies wäre in Übereinstimmung mit den Leitwertmessungen, da bei dieser Schichtdicke noch keine auf den Terrassen geschlossene Bleibedeckung existiert und die Leitfähigkeit in beide Richtungen niedrig ist. Die Streuung ist somit aufgrund der großen Rauigkeit erhöht. Für größere Schichtdicken ist die elastische Streuung senkrecht zu den Stufen größer. Sobald ab 1,4 Monolagen die Stufenkanten dekoriert sind nähern sich τ_0 senkrecht und τ_0 parallel aneinander an. Für dicke Bleischichten ab fünf Monolagen sollte kein Unterschied

existieren.

Die elastische Streuung parallel zu den Stufen ist bei Bedeckungen um 1,3 Monolagen recht konstant, senkrecht zu den Stufen gibt es große Unterschiede in den Streuzeiten. Diese große Abweichung in den senkrechten Streuzeiten liegt an der Oberflächenstruktur. Die Streuung parallel zu den Stufen ist unabhängig von der genauen Anordnung der Stufen, dies gilt jedoch nicht für die Streuung senkrecht dazu. Da periodische Strukturen nicht als Streuzentren wirken, muss der Einfluß perfekt periodisch angeordneter Stufen gering sein. Auf einer Blei induzierten (223) Oberfläche gibt es jedoch unregelmäßig angeordnete Fazetten um den Versatz zu der (557) Oberfläche auszugleichen. Des weiteren haben häufig nicht alle (111) Terrassen exakt die gleiche Breite. Diese Abweichungen von der perfekten Oberfläche unterscheiden sich von Probe zu Probe und wirken als Streuzentren. Ebenso kann die Gleichmäßigkeit der Bleibedeckung variieren. Aufgrund dieser Faktoren ist die Streuung der Messwerte senkrecht zu den Stufen sehr groß.

Auf die Spin-Orbit Streuung hat dies jedoch weit weniger Einfluß. Die Streuzeit senkrecht zu den Stufen weisen keine große Streuung auf (Abb. 5.19). Es existiert auch keine Abhängigkeit von der Schichtdicke in dieser Richtung. Anders ist der Fall für die Streuzeit parallel zu den Stufen. Generell ist die Streuzeit höher und die Spin-Orbit Streuung somit niedriger. Eine Besonderheit ist das Maximum bei 1,31 Monolagen Bedeckung. Für diese Schichtdicke wird die Spin-Orbit Streuzeit fast zwei Größenordnungen größer als für andere Schichtdicken. Für Schichtdicken kleiner als 1,2 Monolagen und größer als 1,5 Monolagen verschwindet der Unterschied in der Streuzeit parallel und senkrecht zu den Stufen.

Bei genauem Betrachten der Messwerte für 1,3 Monolagen findet man recht unterschiedliche Streuzeiten. Wie schon in Kapitel 5.2.1 Abb. 5.14 gesehen, kann der Magnetoleitwert und die Spin-Orbit Streuzeit je nach Güte der Bedeckung variieren. Die Temperatur hat keinen Einfluß auf die Messwerte, da die Spin-Orbit Streuung in erster Näherung temperaturunabhängig ist.

Interessant ist das Maximum der Spin-Orbit Streuzeit in Hinblick auf die metallische Leitfähigkeit bei eben dieser Bedeckung parallel zu den Stufen. Eine große Streuzeit in Metallen ist gleichbedeutend mit guter Leitfähigkeit. Somit kann die große Spin-Orbit Streuzeit durchaus für die gute Leitfähigkeit verantwortlich sein. Wodurch dieses Maximum in der Streuzeit verursacht muss noch untersucht werden.

Eine weitere Konsequenz aus der großen Spin-Orbit Streuzeit ist die Spin Erhaltung. Die Spin-Orbit Streuzeit gibt die Zeit an, in der ein Elektron in einem bestimmten Spin Zustand bleibt. Das heißt für 1,31 Monolagen bleibt der Spin Zustand lange erhalten und Spin-polarisierter Transport wäre möglich.

Insgesamt ergibt sich folgendes Bild. Alle Streuzeiten werden durch die anisotrope Oberfläche beeinflusst und jede Streuzeit ist in paralleler Richtung größer als in senkrechter. Dadurch ergibt sich eine höhere Leitfähigkeit parallel zu den Stufen. Die inelastische Streuzeit ist als einzige temperaturabhängig und hängt im Bereich

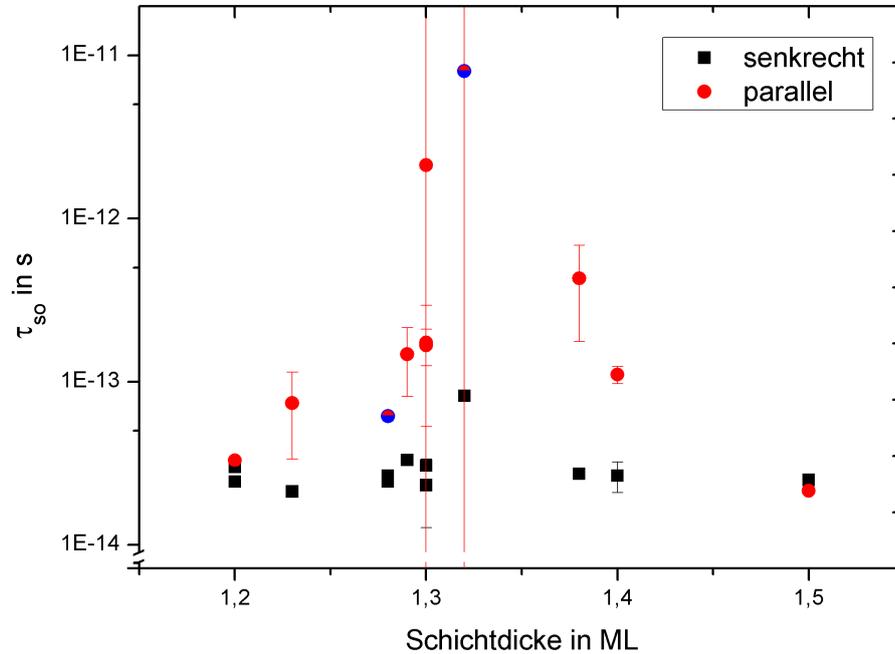


Abbildung 5.19: Die Spin-Orbit Streuzeit für Temperaturen zwischen 40 und 50 K in Abhängigkeit von der Schichtdicke. Die Streuzeit parallel zu den Stufen ist höher als senkrecht dazu und es gibt ein Maximum bei 1,31 Monolagen. Messungen bei denen Schwache Lokalisierung zu sehen war, sind blau gekennzeichnet.

1,2 bis 1,5 Monolagen nicht von der Schichtdicke ab. Die elastische Streuzeit nimmt geringfügig mit der Schichtdicke zu. Insbesondere die Streuzeiten senkrecht zu den Stufen variieren aufgrund unterschiedlicher Stufenanordnung. Bei der Spin-Orbit Streuung gibt es keine Schichtdickenabhängigkeit senkrecht zu den Stufen, ausser vielleicht ein sehr kleines Maximum bei 1,32 Monolagen (siehe Abb.5.19). In paralleler Richtung hat man bei einer Bedeckung von 1,31 Monolagen ein Maximum.

Dieses Maximum für 1,3 Monolagen Bedeckung ist einzigartig für dieses System. Für Pb/Si(111) ist die Spin-Orbit Streuzeit Schichtdickenunabhängig [7]. In Tabelle 5.4 sind die durchschnittlichen Streuzeiten von vicinalen und glatten Pb/Si zusammengefasst. Für die vicinalen Oberflächen wird noch zwischen den beiden Richtungen unterschieden. Wie man sieht unterscheiden sich die Streuzeiten teilweise um mehrere Größenordnungen.

Tabelle 5.4: Durchschnittliche Streuzeiten für gestufte und glatte Oberflächen bei einer Bedeckung zwischen 1,2 bis 1,5 Monolagen für eine Temperatur von 6,8 K¹.

	τ_i in s	τ_0 in s	τ_{so} in s
Pb/Si(557) parallel	$2 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-14}$	$6 \cdot 10^{-13}$
Pb/Si(557) senkrecht	$1,8 \cdot 10^{-14}$	$5 \cdot 10^{-15}$	$2,5 \cdot 10^{-14}$
Pb/Si(111) aus [7]	$1,8 \cdot 10^{-12}$	$1 \cdot 10^{-16}$	$5 \cdot 10^{-11}$

Die inelastische Streuung ist zwei Größenordnungen größer auf der glatten Oberfläche. Vermutlich weil es durch die Stufen mehr Phononen gibt oder die Elektron-Elektron Wechselwirkungen erhöht sind. Die elastische Streuung ist parallel zu den Stufen höher als senkrecht dazu, wie vorher gesehen. Auf glatten und somit besser geordneten Bleischichten ist sie jedoch eine Größenordnung kleiner als in senkrechter Richtung. Dies könnte an den unterschiedlichen Methoden zur Bestimmung von τ_0 liegen, da die Streuzeit für Pb/Si(111) aus der Drude Theorie bestimmt wurde. Die Spin-Orbit Streuzeit ist für glatte Schichten sogar zwei Größenordnungen größer.

Für dicke Schichten dürfte man keine Unterschiede in den Streuzeiten senkrecht und parallel zu den Stufen sehen, außerdem sollte der Unterschied zwischen vicinaler und glatter Oberfläche verschwinden, dass wird im nächsten Kapitel 5.2.3 näher untersucht.

5.2.3 Dicke Schichten

In diesem Kapitel soll das Magnetotransportverhalten an Bleischichten mit einer Dicke von 10 Monolagen untersucht werden. Dicke Bleischichten werden direkt aufgedampft und getempert. Die Schichtdickenbestimmung erfolgt über den Quarz des Bleiverdampfers.

Für die Leitwertmessung an dicken Schichten ($\approx 10ML$) ist die Temperaturstabilität sehr wichtig. In Abb. 5.20 ist der Einfluß der Temperatur auf den Magnetoleitwert gezeigt. Die Messung ist offensichtlich von den Temperaturschwankungen von 0,05 K um 70 K dominiert und der Einfluß des Magnetfeldes nicht messbar. Für die folgenden Messungen wurde die Temperatur mittels eines **Proportional-Integral-Differenzial-Reglers** (PID-Regler) auf 0,1 K genau geregelt, um Einflüsse von Temperaturschwankungen zu minimieren. Ebenfalls sinnvoll ist die Messung bei Temperaturen unter 50 K, da sich die inelastische Streuung in diesem Temperaturbereich nur gering mit der Temperatur ändert, wie in Abb. 5.16 für dünne Schichten gezeigt ist.

¹Die Messungen an Pb/Si(557) sind bei 40 bis 50 K gemacht worden. Die elastische und die Spin-Orbit Streuung sind in erster Näherung temperaturunabhängig, somit sind die Werte für alle Temperaturen ähnlich. Der Wert für die inelastische Streuzeit wurde aus dem Fit (vgl. Abb. 5.16) für eine Temperatur von 6,8 K berechnet.

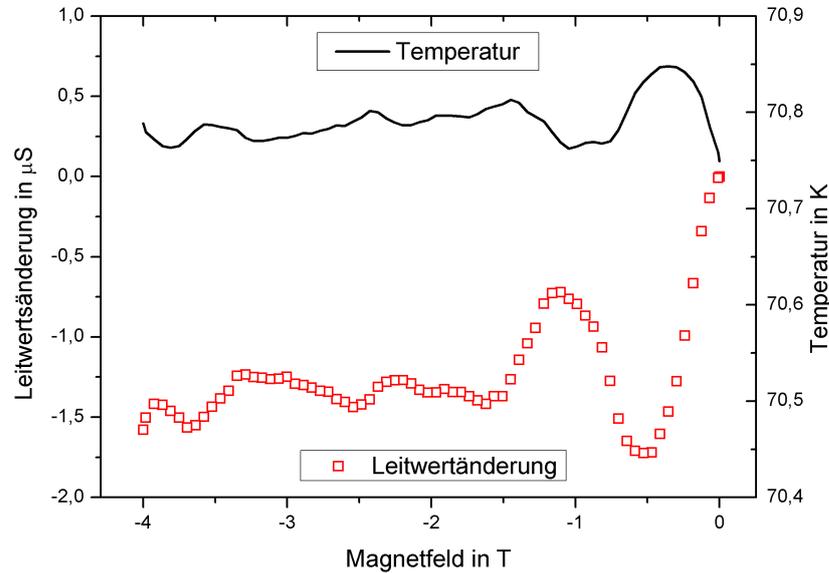


Abbildung 5.20: Einfluß von Temperaturschwankungen auf den Leitwert einer 10 Monolagen dicken Schicht. Die Temperatur beträgt $70,8 \pm 0,05$ K. Die Leitwertänderung wird direkt von der Schwankung bestimmt und der Einfluß des Magnetfelds ist nicht erkennbar.

Bleischichten mit 10 Monolagen Bedeckung zeigen eine metallische Temperaturabhängigkeit (siehe Abb. 5.21 a), das heißt der Leitwert nimmt mit zunehmender Temperatur ab, da die Elektron-Phonon Streuung erhöht wird. Interessant ist nun der Einfluß des Magnetfeldes auf eine Temperaturabhängige Leitwertmessung. Die Messung wurde ohne Magnetfeld und bei einem konstantem 2 T Magnetfeld durchgeführt. Die Differenz der beiden Leitwerte ist in Abb. 5.21 gezeigt.

Da die Differenz negativ ist, ist der Leitwert ohne Magnetfeld höher. Das entspricht Schwacher Antilokalisierung. Die Leitwertsdifferenz wird linear mit zunehmender Temperatur kleiner und ist am größten für tiefe Temperaturen. Bei Temperaturen nahe der Sprungtemperatur¹ zum supraleitenden Zustand sollten Supraleitungsfuktuationen die Messung ebenfalls beeinflussen. Supraleitungsfuktuationen verursachen eine starke negative Leitwertänderung mit zunehmenden Magnetfeld [7].

Messungen an einer Bleischicht mit 3,5 Monolagen bei 25 K haben noch keinen

¹ $T_c = 7,193$ K für Blei

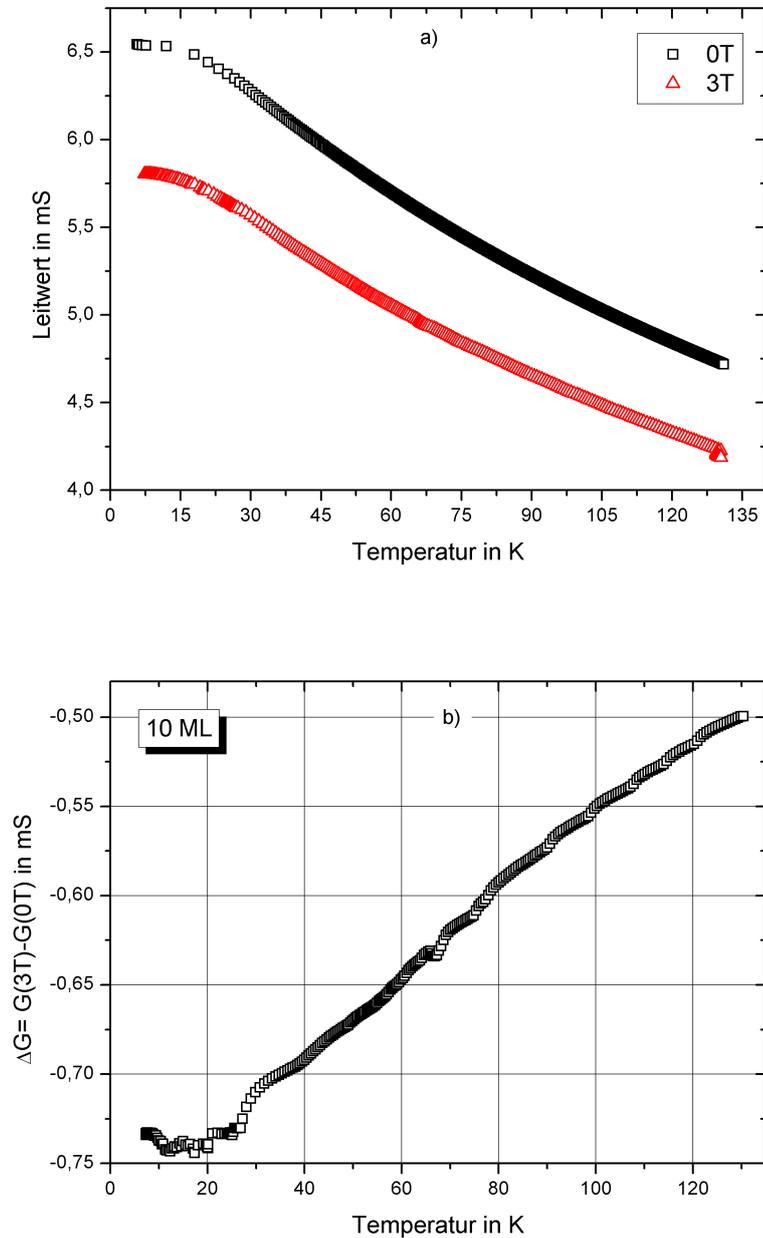


Abbildung 5.21: a) Leitwert einer 10 Monolagen Schicht in Abhängigkeit von der Temperatur ohne Magnetfeld (schwarze Quadrate) und bei einem Magnetfeld von 3 T gemessen (rote Dreiecke). Der Leitwert bei einem Magnetfeld von 3 T ist kleiner, somit liegt Schwache Antilokalisation vor. b) Leitwertsdifferenz $\Delta G = G(B = 3T) - G(B = 0T)$ der Messungen aus a). Die Differenz beider Leitwerte ist für niedrige Temperaturen größer.

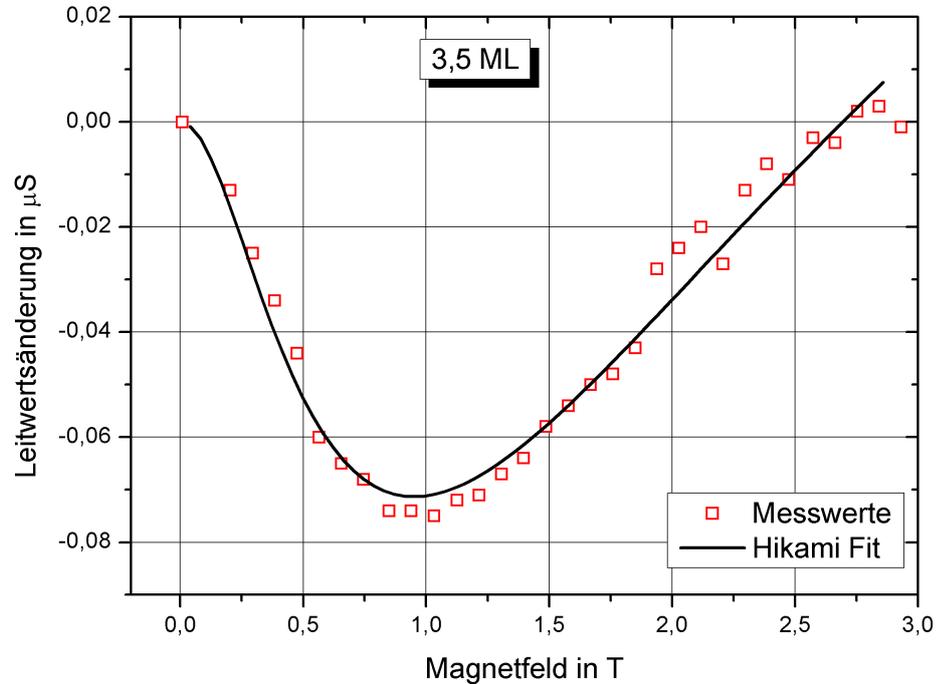


Abbildung 5.22: Leitwertsänderung einer 3,5 ML Bleischicht bei 25 K parallel zu den Stufen gemessen. Die schwache Antilokalisierung bei kleinen Magnetfeldern wird für größere Magnetfelder zur Schwachen Lokalisierung.

Einfluß von Supraleitungsfuktuationen gezeigt, wie in Abb. 5.22 zu sehen ist. Dies liegt entweder an der relativ hohen Temperatur oder an der noch zu dünnen Schichtdicke.

Diese Schichtdicke lässt sich noch sehr gut mit der Theorie von Hikami zur Schwachen Lokalisierung fitten. Wie man sieht, liegt bei niedrigen Magnetfeldern Antilokalisierung vor und bei größeren Magnetfeldern Lokalisierung. Die ermittelten Streuzeiten entsprechen den Zeiten einer 1,4 Monolagen Bleischicht. Für dünne Schichten liegt mit Ausnahme der 1,3 Monolagen Schicht Antilokalisierung vor (vgl. Abb. 5.5).

Dicke Schichten mit 6 Monolagen Bedeckung zeigen Lokalisierung (siehe Abb. 5.23). Das Magnetotransportverhalten einer 3,5 Monolagen Schicht entspricht genau dem Übergang von Antilokalisierung zur Lokalisierung. Ein ähnliches Verhalten wurde von Henzler et al. an Ag/Si gemessen [58].

Für eine Schichtdicke von sechs Monolagen Blei bei 7 K passt die Theorie der

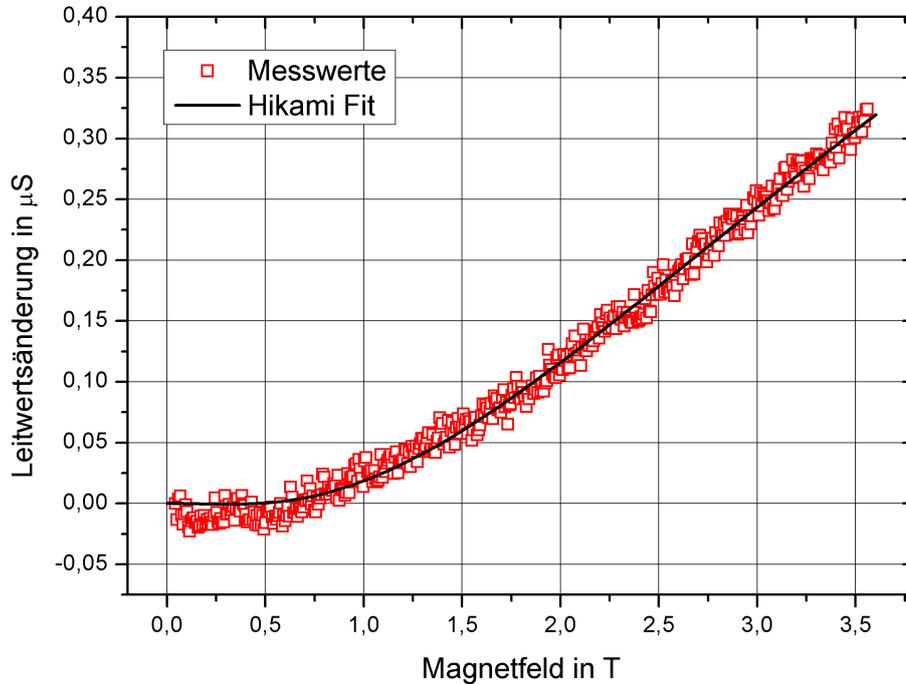


Abbildung 5.23: Leitwertsänderung einer 6 ML Bleischicht bei 7 K gemessen mit der Zwei-Punkt Methode senkrecht zu den Stufen. Bei dieser Schichtdicke liegt Schwache Lokalisierung vor und der Fit stimmt mit der Messung überein.

Schwachen Lokalisierung sehr gut. Messungen an Pb/Si(111) haben ergeben, dass schon ab einer Schichtdicke von 3 Monolagen bei 7 K Supraleitungsfuktuationen berücksichtigt werden müssen [7]. Aufgrund der höheren Unordnung der Bleischicht auf Si(557) treten diese vermutlich erst für dickere Schichten auf. Wie man in Abb. 5.24 sehen kann, treten Supraleitungsfuktuationen wahrscheinlich ab einer Schichtdicke von 10 Monolagen auf. Gemessen wurde bei 7 K Kryostattemperatur und somit unterhalb oder nahe der Sprungtemperatur von Blei, da sich die Temperatur vom Kryostat leicht von der Proben temperatur unterscheiden kann. Die Schwache Lokalisierung reicht zur Beschreibung dieser Messung nicht aus.

Für diese Schichtdicke misst man meistens Hysterese ähnliche Effekte, wie in Abb. 5.25 gezeigt ist. Die Messung von 0 bis -4 unterscheiden sich ebenfalls geringfügig von der Messung von -4 bis 0. Der Unterschied ist jedoch groß genug um sich stark auf die Streuzeiten auszuwirken. Insgesamt ist der Leitwert bei jedem Durchgang von einem

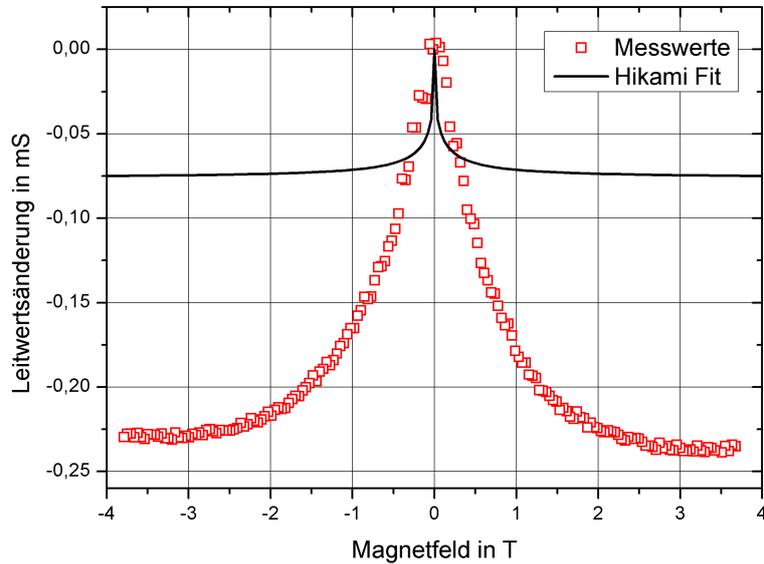


Abbildung 5.24: Leitwertsänderung einer 10 ML Bleischicht bei 7 K senkrecht zu den Stufen gemessen. Für diese Schichtdicke passt die Beschreibung durch die Schwache Lokalisierung nicht. Vermutlich müssen Supraleitungsfluktuationen berücksichtigt werden, da die Leitwertsänderung wesentlich größer und negativ ist.

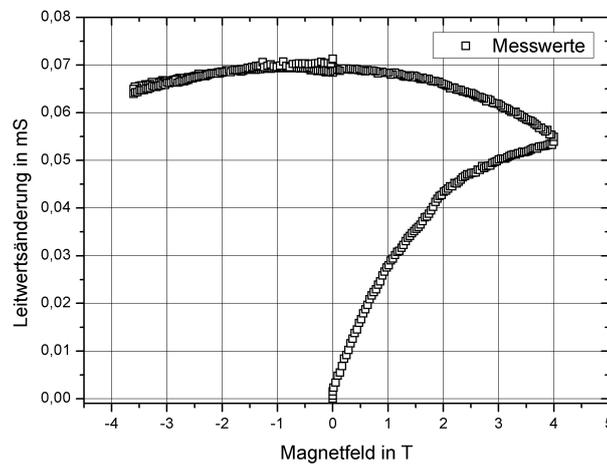


Abbildung 5.25: Leitwertsänderung einer 10 ML Bleischicht bei 7 K parallel zu den Stufen gemessen. Für diese Schichtdicke traten meistens Hysterese ähnliche Effekte auf. Auffallend ist die wesentlich kleinere Leitwertsänderung und der niedrigere Leitwert im Vergleich mit Abb. 5.24.

Magnetfeld von 0 T höher als vor der Magnetotransportmessung. Magnetisierung der Umgebung und Temperaturschwankungen können als Ursache dafür ausgeschlossen werden.

Ein weiterer Effekt, der häufig bei Messungen an 10 Monolagen Schichten auftritt, ist der große Unterschied im Leitwert, je nachdem mit welchen Kontakten die Spannung gemessen wird. Der Strom wird durch zwei gegenüberliegende Kontakte aufgeprägt. Die Spannung wird parallel dazu gemessen, einmal an der Seite die direkt am Stromfluß liegt und mit den Kontakten auf der gegenüberliegenden Seite. Die Kontakte, die weiter entfernt sind, messen in der Regel einen höheren Leitwert. Wahrscheinlichste Ursache für diesen Effekt ist die reale Stromstärke, die wird an der entfernten Seite geringer sein als angegeben. Berechnet man nun den Leitwert, setzt man für den Strom einen zu großen Wert ein und der Leitwert wird somit ebenfalls zu groß. Für dünne Schichten ist dieser Effekt vernachlässigbar.

Für Pb/Si(111) gibt es einen Sprung in den Streuzeiten in Abhängigkeit von der Bedeckung. Ab einer Bedeckung von vier Monolagen ist die Schicht besser geordnet und die elastische Streuzeit sowie die Spin-Orbit Streuzeit nehmen sprunghaft zu [7].

Tabelle 5.5: Die verschiedenen Streuzeiten für gestufte und glatte Oberflächen für verschiedene Schichtdicken. Die Messwerte von Pb/Si(111) sind Mittelwerte, während die Streuzeiten von Pb/Si(557) aus Abb. 5.22 und 5.23 bestimmt wurden.

	Schichtdicke in ML	τ_i in s	τ_0 in s	τ_{so} in s
Pb/Si(557)	3,5	$2,4 \cdot 10^{-14}$	$1,9 \cdot 10^{-14}$	$9,8 \cdot 10^{-14}$
Pb/Si(557)	6	$1,5 \cdot 10^{-14}$	$9,7 \cdot 10^{-15}$	$5,2 \cdot 10^{-14}$
Pb/Si(111) aus [7]	6	$2 \cdot 10^{-12}$	$3,5 \cdot 10^{-16}$	$2 \cdot 10^{-10}$

Diesen Sprung sieht man für Pb/Si(557) bis zu einer Bedeckung von sechs Monolagen nicht, wie in Tabelle 5.5 zu sehen ist. Die Streuzeiten bei sechs Monolagen Bedeckung unterscheiden sich kaum von den dünnen Schichten.

Da Supraleitungsfluktuationen erst ab einer Schichtdicke von 10 Monolagen auftreten ist anzunehmen, dass eine Änderung der Schichtordnung und somit eine Vergrößerung der Streuzeiten ebenfalls ab dieser Schichtdicke auftreten.

Für Pb/Si(557) ist anzunehmen, dass die Anisotropie der Oberfläche einen Einfluß auf den Leitwert bis zu einer Schichtdicken von 10 Monolagen hat. Erst ab 10 Monolagen ist die Schicht gut geordnet und der Einfluß der Stufen scheint kompensiert zu sein. Bisher konnte an 10 Monolagen Schichten aufgrund der Hysterese Effekte noch keine Stufenabhängige Magnetotransportmessung durchgeführt werden. In den bisherigen Messungen lässt sich jedoch kein Unterschied zwischen dem Magnetotransport senkrecht und parallel zu den Stufen feststellen und die Hysterese

ähnlichen Effekte sind für beide Richtungen sichtbar.

Bei dünnen Schichten tritt überwiegend Antilokalisierung auf. Eine Schichtdicke von 3 Monolagen liegt direkt im Übergangsbereich zur Schwachen Lokalisierung, die ab 6 Monolagen auftritt. Es ist unwahrscheinlich, dass die elastische Streuung für dicke Schichten zunimmt, da bisher immer genau das Gegenteil beobachtet wurde (z.B. in [7] und [58]). Allerdings beobachtet man genau dieses Verhalten beim Vergleich der elastischen Streuzeit in Tabelle 5.5. Da dies jedoch nur ein Messwert an einer 6 Monolagen Schicht ist, besteht die Möglichkeit, dass die Bleischicht stark ungeordnet war. Die Messung der 6 Monolagen und der 3 Monolagen Schicht wurden an verschiedenen Proben vorgenommen. Allgemein kann man vermuten, dass die Änderung des Magnetotransportverhalten auf eine Abnahme der Spin-Orbit Streuung mit zunehmender Schichtdicke zurückzuführen ist. Ab 10 Monolagen scheinen Supraleitungsfuktuationen die Messung zu dominieren, da die Leitwärtsänderung wieder negativ wird und die Theorie der Schwachen Lokalisierung die Leitwärtsänderung nicht mehr beschreiben kann.

Ob man den Unterschied zwischen dünnen und dicken Schichten in der Elektronendichte wiederfindet und ob man eine Anisotropie in der Elektronendichte findet, wird im nächsten Kapitel 6 untersucht.

6 Hall Messungen

Der Hall Effekt beschreibt das Auftreten einer elektrischen Spannung in einem stromdurchflossenen Leiter in einem stationären, senkrecht zum Stromfluß angelegten Magnetfeld. Die Ladungsträger werden abgelenkt und eine Querspannung zum Stromfluß entsteht, aufgrund der unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentration. Durch Messen dieser Querspannung kann man die Art der Ladungsträger und ihre Dichte bestimmen [59].

Auf die bewegten Ladungsträger mit Ladung q und Driftgeschwindigkeit \vec{v} in einem magnetischen Feld \vec{B} wirkt die Lorentzkraft

$$\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}. \quad (6.1)$$

Durch Einsetzen der Stromdichte $\vec{j} = qn\vec{v}$ und umformen erhält man eine Feldstärke von

$$E_B = R_B \vec{j}_x \vec{B}_z \quad (6.2)$$

für ein Magnetfeld in Richtung \vec{z} . R_B ist die Hall-Konstante und hängt nur von der Ladung q und der Ladungsträgerdichte n ab

$$R_B = -\frac{1}{nq}. \quad (6.3)$$

Aus der Hall-Konstante lässt sich bei bekannter Ladung die Ladungsträgerdichte bestimmen.

Mittels der Van-der-Pauw Messgeometrie kann man die Querspannung und somit die Hall-Konstante einer Schicht der Dicke d bestimmen [18]. Es müssen die gleichen Voraussetzungen gelten, wie für die Bestimmung des Flächenwiderstands (siehe Kapitel 2.1.4).

Der Strom I wird z.B. durch die Kontakte G und D eingepreßt und die Spannung A-F oder B-E gemessen. Aus der gemessenen Spannung kann man nun die Ladungsträgerdichte bestimmen. Dazu misst man die Querspannung U_B mit und ohne angelegtem Magnetfeld und erhält

$$R_B = \frac{\Delta U_B}{\Delta B} \cdot \frac{d}{I} \quad (6.4)$$

und für die Ladungsträgerdichte

$$n = -\frac{1}{e} \cdot \frac{\Delta B}{\Delta U_B} \cdot \frac{I}{d}. \quad (6.5)$$

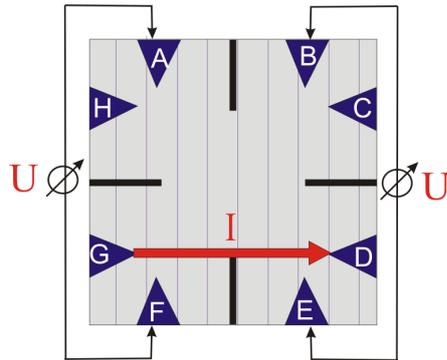


Abbildung 6.1: Aufbau der Probe zur Hallmessung.

Hier wurde berücksichtigt das für Blei die Ladungsträger Elektronen mit der Ladung e sind.

Um die Genauigkeit der Messung zu erhöhen wurde die Querspannung in beide Richtungen, in diesem Beispiel von A nach F und von F nach A (bzw. E - B), gemessen. Aus diesen Querspannungen lässt sich jeweils die entsprechende Ladungsträgerdichte nach Gleichung 6.5 berechnen. So erhält man vier Werte für die Ladungsträgerdichte aus denen dann der Mittelwert und die Standardabweichung für eine Stromrichtung bestimmt wurde.

Die Querspannung lässt sich in dieser Geometrie jedoch nicht direkt messen. Man erhält immer einer Überlagerung aus Magnetoleitwertsänderung und Hallspannung, da der Aufbau nicht perfekt symmetrisch ist. Die Kontakte zur Spannungsmessung liegen zwar senkrecht zu den Kontakten für den Strom, jedoch ist der Stromfluß keine perfekte Gerade. Aufgrund der Schlitze gibt es eine bogenförmige Stromverteilung. Des weiteren kann die Probe um wenige Grad gegenüber dem Magnetfeld verkippt sein.

In Abb.6.2 ist eine Messung der Hallspannung gezeigt und wie man sieht misst man eine Überlagerung aus Magnetoleitwertsänderung und Hallspannung. Da der Magnetoleitwert symmetrisch und die Hallspannung antisymmetrisch ist, kann man die beiden Anteile trennen. Man legt eine Gerade durch die Messpunkte bei $+B_0$ und $-B_0$. B_0 kann ein beliebiger Wert bis zu 4 T sein, jedoch sollte der Magnetoleitwert für diesen Wert des Magnetfelds symmetrisch sein. In Abb.6.2 wurde $B_0 = \pm 3$ T gewählt. Die Gerade gibt den realen Verlauf der Hallspannung ohne Überlagerung wieder.

Diese Methode funktioniert jedoch nur für absolut symmetrische Magnetoleitwertsänderung. Da der Magnetoleitwert aufgrund von Temperaturschwankungen oder Hysterese ähnliche Effekte unsymmetrisch sein kann, sollte die Magnetoleitwertsänderung zur Überprüfung ebenfalls gemessen werden. Bei der vorliegenden

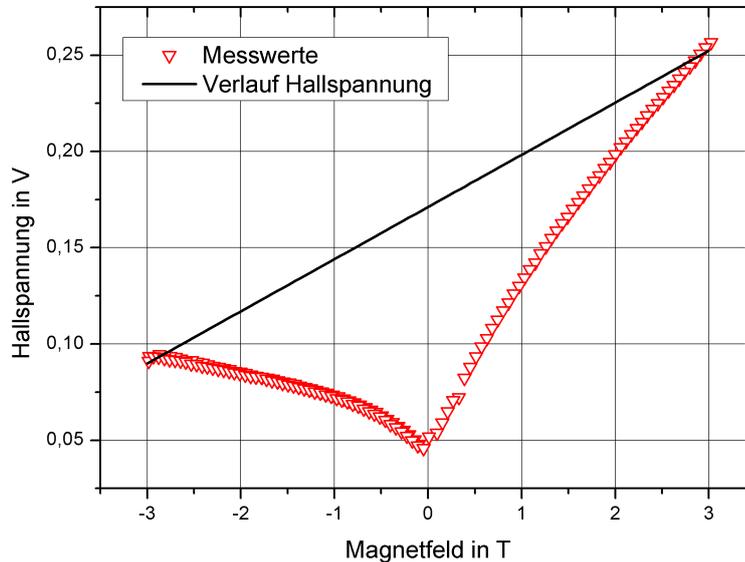


Abbildung 6.2: Gemessen wird die Überlagerung der Hallspannung und des Magnetowiderstands. Ein linearer Fit zwischen den Messwerten bei gleichem Magnetfeld (z.B. ± 3) ermittelt den realen Verlauf der Hallspannung. Wichtig ist, dass der Magnetleitwert für beide Magnetfelder gleich ist.

Probenkonfiguration wurde Hallmessung und Magnetotransportmessung gleichzeitig durchgeführt.

Aus der realen Hallspannung lässt sich dann die Hall-Konstante und die Ladungsträgerdichte berechnen.

6.1 Bestimmung der Elektronendichte

Um das elektronische System von Pb/Si(557) besser zu verstehen wurde die Elektronendichte in Abhängigkeit von der Temperatur und der Schichtdicke untersucht. Insbesondere wurde der Einfluß der Anisotropie und eventuell auftretende Besonderheiten bei 1,3 Monolagen Bleibedeckung betrachtet.

Die Elektronendichte von Metallen ist temperaturunabhängig im Unterschied zur Elektronendichte von Halbleitern, die mit zunehmender Temperatur ansteigt. Für dünne Metallschichten ist zu erwarten, dass die Elektronendichte mit der Schichtdicke ansteigt, aufgrund der Zunahme der Atome auf der Oberfläche.

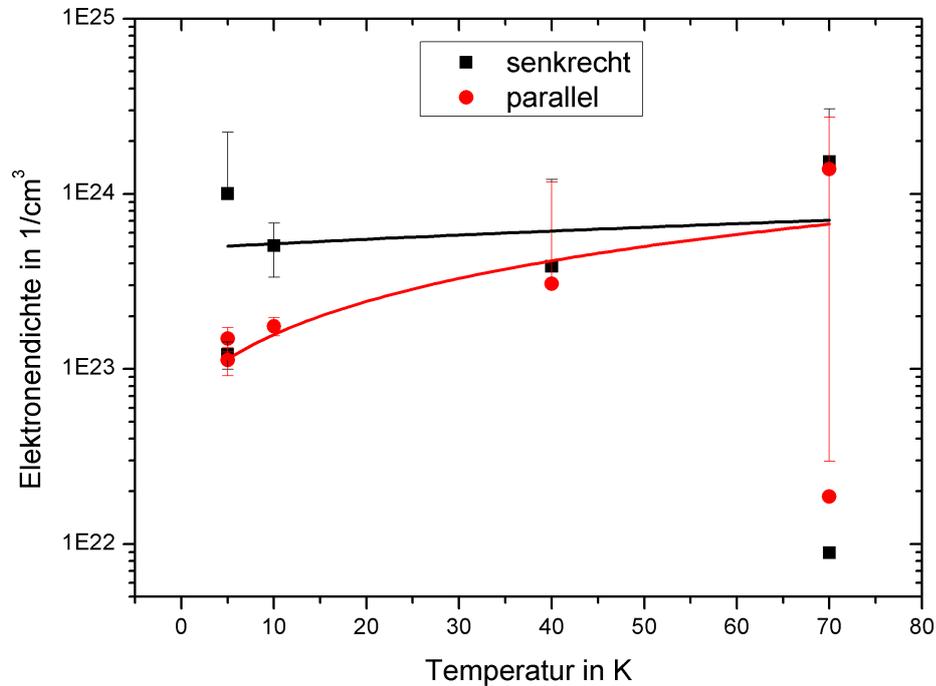


Abbildung 6.3: Temperaturabhängigkeit der Elektronendichte einer 10 ML dicken Bleischicht. Die eingezeichneten Geraden sind die linearen Fits der Messwerte. Aufgrund der großen Streuung der Messwerte besonders bei 70 K sind die Geraden nicht konstant, es lässt sich aber keine eindeutige Temperaturabhängigkeit feststellen. Der Strom betrug je nach Probe zwischen 0,2 mA und 0,4 mA.

Die etwa 10 Monolagen dicken Bleischichten zeigen, wie schon im vorherigen Kapitel gezeigt 5.2.3, das Verhalten von Volumenblei. Eine Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerdichte konnte wie erwartet nicht festgestellt werden (siehe Abb.6.3). In Tabelle 6.1 sind die gemessenen Werte sowie zum Vergleich der Wert aus der Literatur angegeben.

Der Wert für die 10 Monolagen Schicht berechnet sich aus allen Messungen, d.h. die Messtemperatur variiert von 5 K bis 70 K. Da es jedoch keine Temperaturabhängigkeit gibt können alle Werte mit einbezogen werden. Wie man sieht unterscheiden sich die gemessenen Elektronendichten geringfügig parallel und senkrecht zu den Stufen. Vermutlich ist die Ursache dafür die relativ geringe Zahl an durchgeführten Messungen, da aufgrund der Hysterese ähnlichen Effekte viele Messungen

Tabelle 6.1: Elektronendichte einer 10 Monolagen Bleischicht

	Elektronendichte in $1 \cdot 10^{23} \text{ 1/cm}^3$	Standartabweichung in $1 \cdot 10^{23} \text{ 1/cm}^3$
10 ML Pb parallel	4,54	4,37404
10 ML Pb senkrecht	4,40	4,6404
Literaturwert Volumenblei	1,32	

keinen symmetrischen Magnetoleitwert hatten. Insgesamt ist die Elektronendichte etwas höher als der Literaturwert für Blei. Das könnte ebenfalls an der geringen Zahl von Messungen liegen.

Für die Untersuchung dünner Schichten ist die Elektronendichte des Substrates wichtig. Das hier verwendete Silizium hat in paralleler Richtung eine Elektronendichte von ca. $2 \cdot 10^{11} \text{ 1/cm}^3$ und senkrecht zu den Stufen ungefähr $5 \cdot 10^{11} \text{ 1/cm}^3$ bei 50 K, das heißt die meisten Elektronen sind „eingefroren“ und tragen bei dieser Temperatur nicht zum Transport bei. Die Temperaturabhängigkeit des Substrats wurde bisher nicht untersucht, jedoch ist davon auszugehen, dass die Elektronendichte mit zunehmender Temperatur zunimmt.

Bringt man nun eine Bleischicht auf ist zu erwarten, dass die Elektronendichte mit zunehmender Bedeckung ansteigt, da jedes weitere Bleiatom Elektronen für den Transport liefert. In Abbildung 6.4 ist die Abhängigkeit der Elektronendichte von der Schichtdicke gezeigt. Um Einflüsse der Temperatur auszuschließen sind alle Messwerte bei 50 K aufgenommen worden. Die Unterscheidung parallel und senkrecht zu den Stufen gibt die Richtung an, in der der Strom geflossen ist. Die Spannung wurde senkrecht dazu gemessen, das heißt wenn der Strom parallel zu den Stufen fließt, wird die Spannung senkrecht dazu gemessen.

Wie man sieht hat man für eine Bedeckung von 1,2 - 1,5 Monolagen Blei eine Elektronendichte um $1 \cdot 10^{19} \text{ 1/cm}^3$, die etwa fünf Größenordnungen größer als der Substratwert für diese Temperatur von 50 K ist. Aufgrund der Anzahl und Streuung der Messwerte sind genaue Abhängigkeiten von der Bedeckung nicht auswertbar, aber es sieht so aus als wäre die Elektronendichte parallel zu den Stufen etwas höher als senkrecht dazu. Für eine Schichtdicke von 1,31 Monolagen sieht man kein besonderes Verhalten wie z.B. ein Maximum in der Elektronendichte.

Um den Verlauf besser zu verdeutlichen, sind die Messwerte linear gefittet, den tatsächlichen Zusammenhang zwischen Elektronendichte und Bedeckung gibt dieser Fit jedoch nicht wieder. Offensichtlich nimmt die Elektronendichte wie erwartet mit zunehmender Bedeckung langsam zu. Wie vorher gezeigt, ist für eine 10 Monolagen Bleischicht der Volumenwert der Elektronendichte erreicht.

Das temperaturabhängige Verhalten des Leitwerts unterscheidet sich stark zwischen einer Monolage Blei und einer dicken Schicht Blei. Dicke Bleischichten ha-

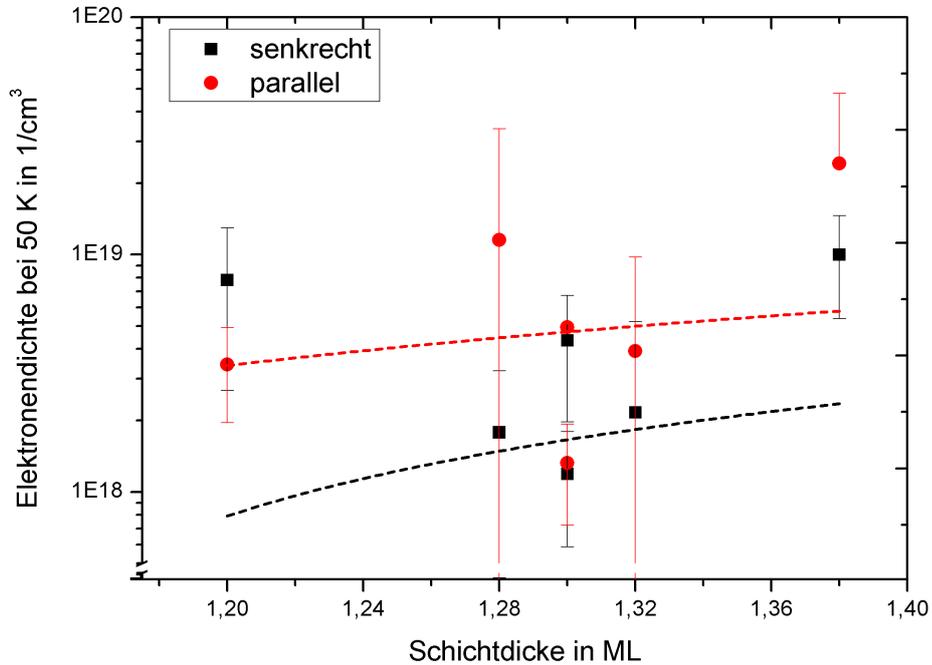


Abbildung 6.4: Abhängigkeit der Elektronendichte von der Schichtdicke bei 50 K. Die rot gestrichelte Gerade ist ein Fit der Messwerte für die der Strom parallel zu den Stufen geschickt wurde, die schwarz gestrichelte Gerade der entsprechende Fit für die senkrechte Richtung. Der Strom betrug für die Mehrheit der Messungen $0,5 \mu\text{A}$, ansonsten lagen die Werte zwischen $0,2 \mu\text{A}$ und $0,8 \mu\text{A}$.

ben eine abnehmende Leitfähigkeit mit zunehmender Temperatur im Gegensatz zu dünnen Schichten. Für dünne Schichten steigt die Leitfähigkeit mit zunehmender Temperatur. Dieses verschiedene Verhalten der Leitfähigkeit findet sich ebenfalls in den Magnetotransportmessungen (siehe Kapitel 5). Für dicke Schichten traten Supraleitungsfluktuationen auf bzw. ohne Supraleitungsfluktuationen lag Schwache Lokalisierung vor, im Gegensatz zu den dünnen Schichten bei denen meistens Antilokalisierung auftrat.

Dieses unterschiedliche Verhalten findet man auch in der Elektronendichte wieder. Für dicke Schichten ist die Elektronendichte temperaturunabhängig. Dünne etwa 1,3 Monolagen dicke Bleischichten zeigen ein anderes Bild. Wie in Abb. 6.5 zu sehen ist, steigt die Elektronendichte mit zunehmender Temperatur an. Gemessen wurde an Schichtdicken zwischen 1,28 und 1,34 Monolagen. Die Elektronendichte hängt zwar

von der Schichtdicke ab, jedoch ist die Änderung zwischen 1,28 und 1,34 Monolagen wesentlich geringer als die Änderung der Elektronendichte aufgrund der Temperatur. Es gibt in dem Bedeckungsbereich auch keine Peaks in der Elektronendichte. Somit kommt es zu keiner merkbaren Beeinflussung der Messung aufgrund der leicht unterschiedlichen Schichtdicken.

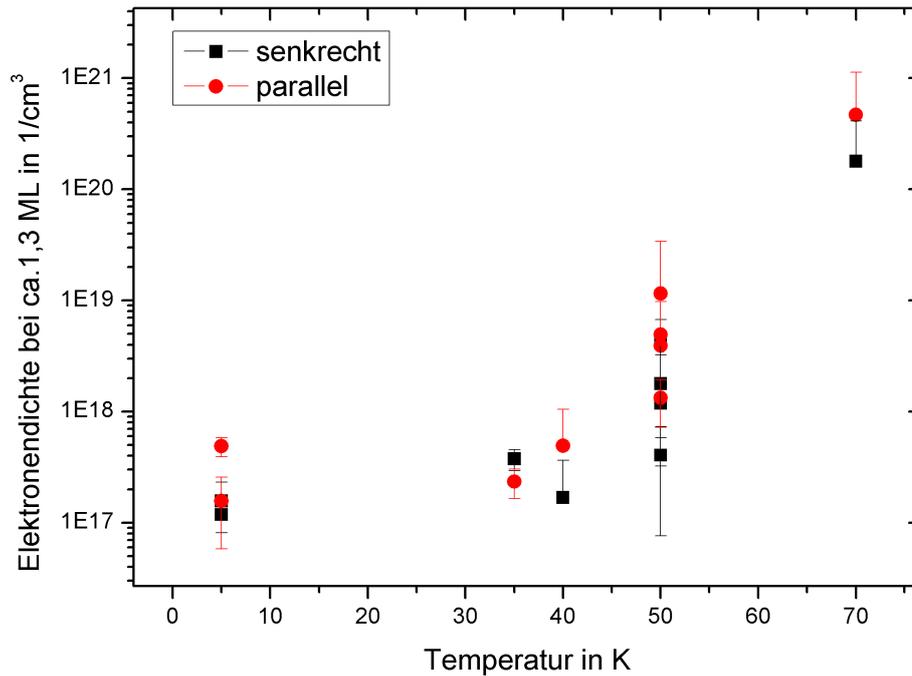


Abbildung 6.5: Temperaturabhängigkeit der Elektronendichte einer 1,28 bis 1,34 ML Bleischicht. Die Elektronendichte nimmt mit zunehmender Temperatur zu.

Das Ansteigen der Elektronendichte mit der Temperatur liegt wahrscheinlich an der Blei-Silizium Grenzschicht. Die Siliziumzustände sind als Ursache unwahrscheinlich, da thermische Aktivierung des Siliziumsubstrats erst ab Temperaturen von 150 K messbar wird. Für Temperaturen unter 70 K ist die thermische Aktivierung der Siliziumzustände somit vernachlässigbar klein. Für reines Blei ist die Elektronendichte unabhängig von der Temperatur, somit sind die Bleizustände nicht verantwortlich für das Ansteigen der Elektronendichte. An Halbleiter/Metall Grenzschichten kann sich eine Schottky Barriere bilden, die zu einer Verarmungszone führt. Es kann sich ebenfalls eine Anreicherungszone ausbilden. Im Falle der Anreicherung hat man

einen Ohmschen Kontakt und eine geringe Bandlücke in dieser Grenzschicht. Das heißt, dass thermische Aktivierung bereits bei Temperaturen unter 70 K eine erhöhte Elektronendichte zur Folge hätten.

Ob eine Schottky Barriere oder eine Anreicherung vorliegt, lässt sich über Strom-Spannungs-Kennlinie ermitteln. Im Falle der Schottky Barriere ist die Kennlinie nichtlinear, im Falle der Anreicherung hat man einen Ohmschen Kontakt und es gilt $R = U/I$ [16].

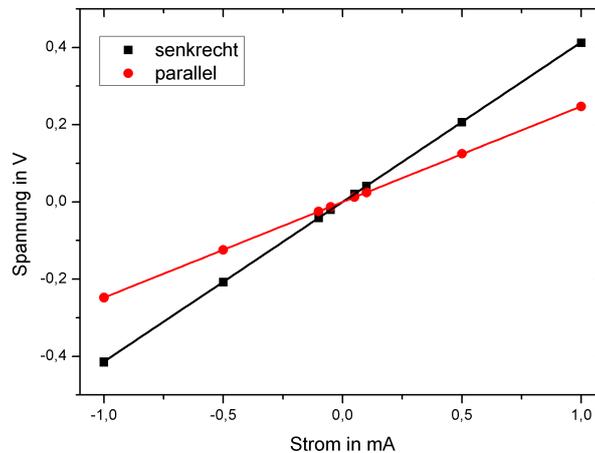


Abbildung 6.6: Strom-Spannungs-Kennlinie einer 1,34 ML Bleischicht bei 70 K. Aus den linearen Fits lässt sich der Leitwert bestimmen, der senkrecht zu den Stufen 2,4 mS und parallel dazu 4,0 mS beträgt.

In Abbildung 6.6 ist eine Strom-Spannungs-Kennlinie einer 1,34 Monolagen Bleischicht bei 70 K gezeigt. Wie man sieht ist die Kennlinie linear und somit gibt es einen Ohmschen Kontakt. Die Vermutung liegt somit nah, dass tatsächlich die Zustände der Anreicherungszone für die zunehmende Elektronendichte verantwortlich ist.

Beim Vergleich der Messwerte in Abb. 6.5 in senkrechter und in paralleler Richtung scheint ebenfalls für alle Temperaturen die Elektronendichte in paralleler Richtung höher zu sein. Diese Beobachtung deckt sich mit den Erkenntnissen aus Abb. 6.4.

Insgesamt sieht man somit auch in der Elektronendichte ein abweichendes Verhalten dünner Bleischichten vom Volumenblei. Die Elektronendichte dünner Schichten steigt mit zunehmender Temperatur an aufgrund der Silizium-Blei Grenzschicht. Ebenso nimmt die Elektronendichte mit zunehmender Bleibedeckung langsam zu. Für eine Schichtdicke von 10 Monolagen ist der Wert von Volumenblei erreicht.

Für eine Schichtdicke von 1,3 Monolagen gibt es parallel zu den Stufen ein Maximum in der Leitfähigkeit. In der Elektronendichte findet man diese metallische Leitfähigkeit nicht wieder. Die Elektronendichte steigt stetig mit zunehmender Bedeckung und zeigt bei einer Bedeckung von 1,3 Monolagen keine Besonderheiten. Die Anisotropie, die man für alle Schichtdicken unter 1,5 Monolagen sieht, findet sich ebenfalls in der Elektronendichte wieder. Die Elektronendichte ist parallel zu den Stufen höher als senkrecht dazu.

Dieses Verhalten findet sich ebenfalls in den Streumechanismen wieder (siehe Kapitel 5.2.2). Parallel zu den Stufen ist die Streuung, unabhängig vom Streumechanismus, immer niedriger als senkrecht dazu. Jedoch findet sich in der Spin-Orbit Streuzeit ein Maximum bei einer Bedeckung von 1,3 Monolagen. Weder die anderen Streumechanismen, noch die Elektronendichte zeigen ein Maximum für diese Bedeckung. Daraus folgt, dass die metallische Leitfähigkeit bei dieser Bedeckung höchstwahrscheinlich nur von der Spin-Orbit Streuzeit abhängt.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Charakterisierung des eindimensionalen Transportverhaltens von einer Monolage Pb/Si(557) und insbesondere die Untersuchung der Abhängigkeit der verschiedenen Streumechanismen von der Stufenstruktur. In dieser Hinsicht von großer Bedeutung sind Magnetotransportmessungen mit senkrecht angelegtem Magnetfeld.

In dieser Arbeit wurde der Einfluß der Schichtdicke und der Temperatur auf die Streuzeiten von dünnen Schichten und der Unterschied zwischen dünnen und dicken Bedeckungen untersucht. In Kombination mit den Hallmessungen zur Bestimmung der Elektronendichte erhält man ein umfassendes Bild des elektronischen Transports. Superdünne Bleischichten lassen sich nur mit der Quantenmechanik beschreiben.

Das Magnetotransportverhalten lässt sich gut mit der Theorie zur Schwachen Lokalisierung beschreiben und somit lassen sich aus den Magnetotransportmessungen die Streuzeiten und somit ebenfalls die Streuraten bestimmen. Aufgrund der Möglichkeit Hall Messungen zu machen, konnte gleichzeitig die Elektronendichte bestimmt werden. Im Falle des quasiaendimensionalen Systems ist zu erwarten, dass die Streurrate parallel zu den Stufen wesentlich niedriger ist als senkrecht dazu. Die gesamte Streurrate setzt sich jedoch für dieses System aus drei Streumechanismen zusammen. Der genaue Anteil der einzelnen Mechanismen wurde in dieser Arbeit untersucht.

Für Metalle wird die Temperaturabhängigkeit im wesentlichen durch die inelastische Streuung bestimmt. Für Temperaturen unter 78 K konnte die inelastischen Streuzeit mit der Drude Theorie proportional zu T^{-5} gefittet werden. Aufgrund der bisher geringen Anzahl an unterschiedlichen Messtemperaturen und der relativ großen Streuung der Messwerte, sollte diese Abhängigkeit noch genauer untersucht werden.

Die inelastische Streuung ist abhängig von den Stufen. Die Streurrate ist parallel zu den Stufen niedriger als senkrecht dazu. Eine mögliche Erklärung ist die Streuung an unterschiedlichen Oberflächenphononen. Ansonsten ist die inelastische Streuung unabhängig von der genauen Bedeckung, solange sie im Monolagen Bereich liegt.

Die elastische Streuzeit ist unabhängig von der Temperatur und hängt stark von der Bleischicht ab. Die Vermutung, dass die Bleischicht für eine Bedeckung von 1,3 Monolagen parallel zu den Stufen beinahe defektfrei ist und das somit die elastische Streuung für diese Bedeckung klein wird, wurde nicht bestätigt. Generell ist die elastische Streuung parallel zu den Stufen niedriger als senkrecht dazu, dies gilt für alle

Bedeckungen zwischen 1,2 und 1,5 Monolagen. In der senkrecht zu den Stufen stattfindenden Streuung findet man einen großen Einfluß der Oberflächenstruktur. Die Streuzeiten variieren zwischen $1 \cdot 10^{-15}$ s und $1 \cdot 10^{-14}$ s, aufgrund der unterschiedlichen Regelmäßigkeit der Oberfläche. Mit zunehmender Bedeckung findet man eine leichte Abnahme der Streuung.

Die Spin-Orbit Streuung hat in der Theorie der Schwachen Lokalisierung eine besondere Rolle, da bei Anwesenheit starker Spin-Orbit Streuung Antilokalisierung auftritt. Aufgrund der hohen Ordnungszahl von Blei ist die Spin-Orbit Streuung hoch, somit wurde Antilokalisierung gemessen. Parallel zu den Stufen bei einer Bedeckung von 1,3 Monolagen Blei nimmt die Spin-Orbit Streuung stark ab und es kann Schwache Lokalisierung auftreten. Dieser Effekt hängt von der Eindimensionalität des Systems ab, das heißt für nicht so gut geordnete Oberflächen ist die Spin-Orbit Streuung etwas höher.

Diese Abnahme der Spin-Orbit Streuung findet man nur in paralleler Richtung, senkrecht zu den Stufen kann es höchstens eine sehr kleine Abnahme geben. Abhängig von der Bedeckung hat die Spin-Orbit Streurrate ein Minimum bei 1,3 Monolagen, sowohl für größere als auch für kleinere Bedeckungen ist die Streurrate ein bis zwei Größenordnungen größer. Der Grund für dieses Minimum der Spin-Orbit Streurrate ist bisher nicht bekannt. Ebenfalls muss der Wert der Streuzeit für perfekt quasieindimensionale Systeme noch ermittelt werden.

Insgesamt ist die gesamte Streurrate¹ senkrecht zu den Stufen höher als parallel dazu, in Übereinstimmung mit den Leitwertmessungen und der Bestimmung der Bandlücke. Die Leitfähigkeit hängt direkt von der Streurrate und der Elektronendichte ab. Ob die Elektronendichte ebenfalls zur metallischen Leitfähigkeit bei 1,3 Monolagen beiträgt, wurde mit den Hall Messungen untersucht.

Die Elektronendichte steigt für zunehmende Bedeckung leicht an, aufgrund der Elektronen der zusätzlichen Bleiatome. Sie ist parallel zu den Stufen etwas höher als senkrecht dazu. Ansonsten wurde kein Hinweis auf eine erhöhte Elektronendichte bei 1,3 Monolagen Bedeckung gefunden. Für dünne Schichten ist die Elektronendichte temperaturabhängig und steigt mit zunehmender Temperatur aufgrund der thermischen Aktivierung der Zustände der Silizium-Blei Grenzschicht an.

Insgesamt findet man weder für die elastische noch für die inelastische Streuung bei einer Bedeckung von 1,3 Monolagen ein Minimum. Ebenso zeigt die Elektronendichte kein Maximum bei dieser Bedeckung. Somit wird vermutlich nur die Spin-Orbit Streuung verantwortlich für die metallische Leitfähigkeit bei dieser Bedeckung sein.

Wie sich das System für Temperaturen über 78 K verhält wurde bisher nicht untersucht. Anhand der Leitwertmessungen für höhere Temperaturen ist davon auszugehen, dass sich die Streuzeiten für beide Richtungen nähern, jedoch eine gewisse Anisotropie weiter besteht. Eine weitere Frage ist die Temperaturabhängigkeit

¹Die Summe der einzelnen Streuraten

der Spin-Orbit Streuung. Diese ist in erster Näherung vernachlässigbar, könnte sich aber durchaus geringfügig ändern für Temperaturen zwischen 5 und 300 K. Insbesondere müsste sich, wenn die Spin-Orbit Streuung verantwortlich für die metallische Leitfähigkeit ist, die Spin-Orbit Streuung bei 78 K aufgrund des Phasenübergangs sprunghaft verringern.

Bei den Messungen an dicken Bleischichten wurde ein gänzlich anderes Verhalten beobachtet. Aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit und der Hysterese ähnlichen Effekten, existieren bisher nur wenige aussagekräftige Messungen. Es sieht so aus, als ob die Spin-Orbit Streuung für dicke Schichten abnimmt, da man für eine 6 Monolagen Bleischicht Schwache Lokalisierung gemessen hat. Ab einer Schichtdicke von 10 Monolagen und bei genügend tiefen Temperaturen um die 10 K tritt ein weiterer Effekt auf, die sogenannten Supraleitungsfluktuationen. Ob die Supraleitungsfluktuationen auch bei höheren Temperaturen existieren und ob man sie für Schichtdicken unter 10 Monolagen sehen kann, muss noch untersucht werden.

Die Elektronendichte von 10 Monolagen dicken Bleischichten entspricht der Dichte von Volumenblei. Die Anisotropie in der Dichte ist nicht mehr vorhanden und die Elektronendichte ist unabhängig von der Temperatur. Dieses Verhalten steht im Gegensatz zu den dünnen Bleischichten.

Unterschiedliches Verhalten von dicken und dünnen Bleischichten findet man auch in den Leitfähigkeitsmessungen. Da die Elektronendichte zunimmt und die inelastische Streuung für hohe Temperaturen abnimmt, nimmt die Leitfähigkeit dünner Schichten mit der Temperatur zu. Bei dicken Schichten ist die Elektronendichte konstant und die inelastische Streuung nimmt mit zunehmender Temperatur zu. Die Leitfähigkeit nimmt mit zunehmender Temperatur ab, wie für Metalle erwartet wird.

In Zukunft soll für dieses System die Bandlücke in Abhängigkeit von der Bedeckung näher untersucht werden. Es ist zu erwarten, dass man das Bild aus der Streurate in der Bandlücke wiederfindet, das heißt die Bandlücke sollte parallel zu den Stufen ein Minimum bei 1,3 Monolagen haben.

Ebenfalls müssen die Streuzeiten noch differenzierter untersucht werden. Die Temperaturabhängigkeit der inelastischen Streuzeit und das Maximum der Spin-Orbit Streuzeit bei 1,3 Monolagen Bedeckung ist bisher nur ungefähr bekannt. Über die Streuzeiten bei Temperaturen über der Phasenübergangstemperatur ist ebenfalls noch nichts bekannt. Es ist anzunehmen, dass sich der Phasenübergang in den Streuzeiten wiederfinden wird.

Zukünftig ist es denkbar andere Metalle auf vicinalen Oberflächen zu untersuchen. Indium ist beispielsweise interessant, weil es bereits auf Si(111) die Fähigkeit zur Selbstorganisation in Kettenstrukturen gezeigt hat [3]. Darüber hinaus ist es ein dreiwertiges Metall im Gegensatz zu Pb, welches vierwertig ist. Sodass man durchaus ein anderes Verhalten von Indium im Vergleich zu Blei erwarten kann.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Temperaturabhängigkeit des Widerstandes bei Metallen	11
2.2	Stromfluß bei einer Vierpunktmessung	13
2.3	Van der Pauw Messverfahren	14
2.4	Modell der Anderson Lokalisierung im Vergleich zum Lifshitz-Modell	16
2.5	Modell des Hopping transports	16
2.6	Diffusionspfad eines Elektrons in ungeordneten Systemen	18
2.7	Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons im klassischer Fall, WL und WAL	19
2.8	Driftbewegung des Elektrons im Magnetfeld	20
2.9	Bahn des Elektrons in dünnen Schichten im Magnetfeld	21
2.10	Prinzip der Oberflächenbeugung von Elektronen	24
2.11	Gangunterschied an einer Stufenkante	25
2.12	K_{\perp} - K_{\parallel} Plot für ebene und vicinale Oberflächen	26
3.1	Ansicht der Kammer	27
3.2	Foto einer offenen Turbomolekularpumpe	29
3.3	Skizze des Probenhalters	30
3.4	Skizze des Bleiverdampfers	31
3.5	Schnitt durch ein SPA-LEED System	32
3.6	Prinzip des SPA-LEED Systems	33
3.7	Skizze des Probenaufbaus	34
3.8	Quantum Size Effect	36
3.9	Leitwertsänderung beim Aufdampfen von Blei	37
4.1	STM Bild einer Si(557) Oberfläche mit Modell der Stufen	40
4.2	LEED Bild einer Si(557) Oberfläche	41
4.3	LEED Bild einer Bleiinduzierten (223) Oberfläche	42
4.4	Modell und STM Bild der Pb(Si(223)) Oberfläche	43
4.5	Linienscans in $[\bar{1}\bar{1}2]$ Richtung für verschiedene Bedeckungen	44
4.6	Phasendiagramm für Pb/Si(557)	45
4.7	Änderung von Δk_y und der FWHM in Abhängigkeit der Temperatur	47
4.8	Phasenübergang in der Leitfähigkeit von 1d nach 2d	48
4.9	Schema des Peierls Übergang	49
4.10	Änderung des Phasenübergangs in Abhängigkeit von der Bedeckung	51

4.11	Größe des Übergangs in der Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Bedeckung	52
4.12	Phasenübergang in der Struktur und in der Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Bedeckung	52
4.13	Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit für dicker Bleischichten . .	53
4.14	Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit einer 1,3 ML Bleischichten	55
5.1	Beitrag der Streuzeiten zum Magnetotransport	57
5.2	Änderung des Leitwerts in Abhängigkeit von der Temperatur und τ_i	59
5.3	Änderung des Leitwerts in Abhängigkeit von τ_0	60
5.4	Leitwertsänderung in Abhängigkeit vom Magnetfeld für verschiedene Spin-Orbit Streuzeiten.	61
5.5	Leitwertsänderung bei 4 Tesla in Abhängigkeit der Spin-Orbit Streuzeit	61
5.6	Magnetoleitwert und Hikamifit einer 1,31 ML Bleischicht (WAL) . .	63
5.7	Magnetoleitwert und Hikamifit einer 1,32 ML Bleischicht (WL) . . .	65
5.8	Magnetoleitwert einer 1,3 ML Schicht im Vergleich zur reinen Si-Probe	66
5.9	Magnetoleitwert einer 1,5 ML Schicht parallel und senkrecht zu den Stufen gemessen	68
5.10	Magnetoleitwert einer 1,3 ML Schicht parallel und senkrecht zu den Stufen gemessen	69
5.11	Magnetoleitwert für zwei verschiedene Schichtdicken parallel und senkrecht	71
5.12	Vergleich des Magnetoleitwerts von 1,3 ML Blei für zwei verschiedene Temperaturen.	73
5.13	Leitwertsänderung einer 1,32 ML Bleischicht mit unterschiedlichem Verhalten in beiden Richtungen	74
5.14	Verschiedene Magnetotransportmessungen für 1,3 Monolagen	75
5.15	Schichtdickenabhängigkeit von τ_i bei 50 K	78
5.16	Temperaturabhängigkeit der inelastischen Streuzeit	79
5.17	Vergleich der gefitteten Kurven mit τ_i fest und frei	81
5.18	Schichtdickenabhängigkeit der elastischen Streuzeit	82
5.19	Schichtdickenabhängigkeit der Spin-Orbit Streuzeit	84
5.20	Einfluß der Temperatur auf den Leitwert	86
5.21	Temperaturabhängigkeit des Leitwerts mit und ohne Magnetfeld . .	87
5.22	Leitwertsänderung einer 3,5 ML Bleischicht	88
5.23	Leitwertsänderung einer 6 ML Bleischicht	89
5.24	Leitwertsänderung einer 10 ML Bleischicht	90
5.25	Leitwertsänderung einer 10 ML Bleischicht mit Hysterese	90
6.1	Probe mit Hallkonfiguration	94
6.2	Messwerte und Ermittlung der realen Hallspannung	95

6.3	Temperaturabhängigkeit der Elektronendichte einer dicken Bleischicht	96
6.4	Schichtdickenabhängigkeit der Elektronendichte bei 50 K	98
6.5	Temperaturabhängigkeit der Elektronendichte einer 1,3 ML Bleischicht	99
6.6	Strom-Spannungs-Kennlinie einer 1,34 ML Bleischicht bei 70 K . . .	100

Literaturverzeichnis

- [1] G. E. Moore, *Cramming more components onto integrated circuits*, Electronics Magazine **38**, pp 4 (1965).
- [2] R. Peierls, *Quantum theory of solids* (Oxford University Press, 1955).
- [3] H. W. Yeom, S. Takeda, E. Rotenberg, I. Matsuda, K. Horikoshi, J. Schaefer, C. M. Lee, S. D. Kevan, T. Ohta, T. Nagao und S. Hasegawa, *Instability and Charge Density Wave of Metallic Quantum Chains on a Silicon Surface*, Phys. Rev. Lett. **82**, 4898 (1999).
- [4] J. R. Ahn, P. G. Kang, K. D. Ryang und H. W. Yeom, *Coexistence of Two Different Peierls Distortions within an Atomic Scale Wire: Si(553)-Au*, Phys. Rev. Lett. **95**, 196402 (2005).
- [5] J. R. Ahn, H. W. Yeom, H. S. Yoon und I.-W. Lyo, *Metal-Insulator Transition in Au Atomic Chains on Si with Two Proximal Bands*, Phys. Rev. Lett. **91**, 196403 (2003).
- [6] T. Tanikawa, I. Matsuda, T. Kanagawa und S. Hasegawa, *Surface-State Electrical Conductivity at a Metal-Insulator Transition On Silicon*, Phys. Rev. Lett. **93**, (2004).
- [7] O. Pfennigstorf, *Quantisierter elektronischer Transport in ultradünnen Bleischichten*, Dissertation am Institut für Festkörperphysik Hannover (2001).
- [8] J. Dil, F. Meier, J. Lobo-Checa, L. Patthey, G. Bihlmayer und J. Osterwalder, *Rashba-Type Spin-Orbit Splitting of Quantum Well States in Ultrathin Pb Films*, Physical Review Letters **101**, 266802 (2008).
- [9] A. Kirakosian, R. Bennewitz, J. Crain, T. Fauster, J. Lin, D. Petrovykh und F. Himpsel, *Atomically accurate Si grating with 5.73 nm period*, Applied Physics Letters **79**, 1608 (2001).
- [10] M. Czubanowski, A. Schuster, S. Akbari, H. Pfnür und C. Tegenkamp, *Adsorbate induced refacetting: Pb chains on Si (557)*, New Journal of Physics **9**, 338 (2007).

- [11] M. Czubanowski, A. Schuster, H. Pfürer und C. Tegenkamp, *Temperature driven refacetting phase transition in Pb chains on Si (557)*, Physical Review B **77**, 17 (2008).
- [12] C. Tegenkamp, Z. Kallassy, H. Pfürer, H. Günter, V. Zielasek und M. Henzler, *Switching between one and two dimensions: Conductivity of Pb-induced chain structures on Si (557)*, Surf. Sci Phys Rev Lett **95**, 176804 (2005).
- [13] C. Tegenkamp, T. Ohta, J. McChesney, H. Dil, E. Rotenberg, H. Pfürer und K. Horn, *Coupled Pb Chains on Si (557): Origin of One-Dimensional Conductance*, Physical Review Letters **100**, 76802 (2008).
- [14] S. Hikami, A. Larkin und Y. Nagaoka, *Spin-Orbit Interaction and Magneto-resistance in the Two-Dimensional Random System*, Progress of Theoretical Physics **63**, 707 (1980).
- [15] P. Drude, *Zur Elektronentheorie der Metalle*, Annalen der Physik **306**, 566 (1900).
- [16] N. Ashcroft und D. Mermin, *Festkörperphysik* (Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2007).
- [17] P. Hofmann und J. Wells, *Surface-sensitive conductance measurements*, J. Phys.: Condens. Matter **20**, 000000 (2008).
- [18] L. Van der Pauw, *A method of measuring the resistivity and Hall coefficient on lamellae of arbitrary shape*, Philips Technical Review **20**, 220 (1958).
- [19] L. van der PAUYV, *A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape*, Philips Research Reports **13**, (1958).
- [20] P. W. Anderson, *Absence of Diffusion in Certain Random Lattices*, Phys. Rev. **109**, 1492 (1958).
- [21] B. Shklovskii und A. Efros, *Electronic properties of doped semiconductors* (Springer-Verlag GmbH, 1984).
- [22] B. Shklovskii und A. Efros, *Electronic properties of doped semiconductors* (Springer Verlag, 1979).
- [23] N. Mott *et al.*, *Conduction in glasses containing transition metal ions*, J. Non-Cryst. Solids **1**, 1 (1968).
- [24] O. Faran und Z. Ovadyahu, *Magnetoconductance in the variable-range-hopping regime due to a quantum-interference mechanism*, Phys. Rev. B **38**, 5457 (1988).

-
- [25] A. Kurobe und H. Kamimura, *Correlation Effects on Variable Range Hopping Conduction and the Magnetoresistance*, Journal of the Physical Society of Japan **51**, 1904 (1982).
- [26] G. Bergmann, *Weak-localization in thin films*, Phys. Rep **107**, 1 (1984).
- [27] G. Bergmann, *Physical interpretation of weak localization: A time-of-flight experiment with conduction electrons*, Phys. Rev. B **28**, 2914 (1983).
- [28] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik* (Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2006).
- [29] P. W. Anderson, E. Abrahams und T. V. Ramakrishnan, *Possible Explanation of Nonlinear Conductivity in Thin-Film Metal Wires*, Phys. Rev. Lett. **43**, 718 (1979).
- [30] L. Gor'kov, A. Larkin und D. Khmel'Nitskii, *Particle conductivity in a two-dimensional random potential*, ZhETF Pis ma Redaktsiiu **30**, (1979).
- [31] M. Brands, *Elektronischer Transport in nanostrukturierten ferromagnetischen Leiterbahnen*, Dissertation vom Fachbereich Physik der Universität Duisburg-Essen (2005).
- [32] G. Bergmann, *Measurement of the Magnetic Scattering Time by Weak Localization*, Phys. Rev. Lett. **49**, 162 (1982).
- [33] N. Papanikolaou, N. Stefanou, P. H. Dederichs, S. Geier und G. Bergmann, *First-principles calculations of the spin-orbit scattering cross section of sp impurities in Mg*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2110 (1992).
- [34] S. Geier und G. Bergmann, *Residual atomic behavior of (sp)-impurities in a Mg host*, Phys. Rev. Lett. **68**, 2520 (1992).
- [35] P. Santhanam, S. Wind und D. Prober, *Localization, superconducting fluctuations, and superconductivity in thin films and narrow wires of aluminum*, Physical Review B **35**, 3188 (1987).
- [36] J. H. Dil, T. U. Kampen, B. Hülsen, T. Seyller und K. Horn, *Quantum size effects in quasi-free-standing Pb layers*, Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics) **75**, 161401 (2007).
- [37] F. Gruhl, *Magnetowiderstandseffekte in Silberselenid-Schichten*, Dissertation am Institut für Angewandte Physik der JLU Gießen (2004).
- [38] P. Grosse, *Freie Elektronen in Festkörpern* (Springer-Verlag GmbH, 1979).

- [39] B. Al'Tshuler und A. Aronov, *Magnetoresistance of thin films and of wires in a longitudinal magnetic field*, Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters **33**, (1981).
- [40] M. Horn-von Hoegen, *Growth of semiconductor layers studied by spot profile analysing low energy electron diffraction- Part I*, Zeitschrift für Kristallographie **214**, 591 (1999).
- [41] A. Schuster, *Strukturänderungen von vicinalem Silizium durch Phasenübergänge in Adsorbatmonolagen*, Diplomarbeit (2008).
- [42] V. Schindler und G. Greiner, *Vakuumtechnische Voraussetzungen der Oberflächenphysik*, Physik in unserer Zeit **14**, 116 (1983).
- [43] W. Demtröder, *Experimentalphysik 1* (Springer, 2006).
- [44] M. Taubenblatt und C. Helms, *Silicide and Schottky barrier formation in the Ti-Si and the Ti-SiO-Si systems*, Journal of Applied Physics **53**, 6308 (1982).
- [45] N. Trivedi und N. W. Ashcroft, *Quantum size effects in transport properties of metallic films*, Phys. Rev. B **38**, 12298 (1988).
- [46] J. Voit, *One-Dimensional Fermi liquids*, Arxiv preprint cond-mat/9510014 (1995).
- [47] D. Oh, M. Kim, J. Nam, I. Song, C. Park, S. Woo, H. Hwang, C. Hwang und J. Ahn, *Atomic structure model of the reconstructed Si (557) surface with a triple step structure: Adatom-parallel dimer model*, PHYSICAL REVIEW B Phys Rev B **77**, 155430 (2008).
- [48] R. Zhachuk und S. Pereira, *Comment on „Atomic structure model of the reconstructed Si (557) surface with a triple step structure: Adatom-parallel dimer model“*, Physical Review B **79**, 77401 (2009).
- [49] I. Neizvestny, K. Romanyuk, N. Shwartz, S. Teys, Z. Yanovitskaya und A. Zverev, *Edge-dimer row—The reason of three-bilayer steps and islands stability on Si (111) - 7×7* , Surface Science **600**, 3079 (2006).
- [50] M. Yakes, V. Yeh, M. Hupalo und M. C. Tringides, *Self-organization at finite temperatures of the devil's staircase in Pb/Si(111)*, Phys. Rev. B **69**, 224103 (2004).
- [51] R. Peierls, *More surprises in theoretical physics* (Princeton Univ Pr, 1991).
- [52] M. Fowler, *Electrons in One Dimension: the Peierls Transition*, (2/28/07).

- [53] M. Czubanowski, *Correlation of electronic transport and structure in Pb atomic wires on Si(557) surfaces*, Dissertation (2009).
- [54] K. Maki, *Critical Fluctuation of the Order Parameter in a Superconductor. I*, Progress of Theoretical Physics **40**, 193 (1968).
- [55] P. E. Lindelof und S. Wang, *Bulk and surface spin-orbit relaxation of the conduction electrons separated by weak-localization experiments*, Phys. Rev. B **33**, 1478 (1986).
- [56] P. Knipp, *Phonons on stepped surfaces*, Phys. Rev. B **43**, 6908 (1991).
- [57] L. Niu, D. Koleske, D. Gaspar und S. Sibener, *Vibrational dynamics of a stepped metallic surface: Step-edge phonons and terrace softening on Ni (977)*, The Journal of Chemical Physics **102**, 9077 (1995).
- [58] M. Henzler, T. Lüer und J. Heitmann, *Magnetoconductivity of ultrathin epitaxial Ag films on Si(111) 7×7 at low temperatures*, Phys. Rev. B **59**, 2383 (1999).
- [59] E. H. Hall, *On a New Action of the Magnet on Electric Currents*, American Journal of Mathematics **2**, 287 (1879).

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt sowie keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Diese Arbeit wurde bisher keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

_____, den _____, _____
Ort Datum Unterschrift

Danksagung

Eine wissenschaftliche Arbeit lebt von der Diskussion und beruht auf der Zusammenarbeit mit vielen Leuten. An dieser Stelle möchte ich mich daher bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben.

Besonders danke ich Herrn Prof. Dr. Pfnür für die Möglichkeit, meine Diplomarbeit in seiner Arbeitsgruppe anfertigen zu können und für die hilfreichen Diskussionen. Ebenso ermöglichte er mir die Teilnahme an der DPG Frühjahrstagung, die einen guten Einblick in das Themengebiet gegeben hat.

Ein ganz großes Dankeschön gilt Priv. Doz. Dr. Tegenkamp für die vielen Paper und die guten Ratschläge, die viel zu meinem Verständnis des Themas beigetragen haben.

Für die gute Betreuung möchte ich Dr. Marcin Czubanowski und MSc Daniel Lükermann danken. Marcin hat mir den Anfang sehr erleichtert durch seine gründlichen Erklärungen und Tipps zur Messapparatur. Daniel danke ich für die gute Zusammenarbeit und die Unterstützung bei dieser Arbeit.

Des weiteren möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des Instituts bedanken, sie haben für die gute Atmosphäre, den Kuchen und lustige Krökelrunden gesorgt.

Ein besonderer Dank geht an meine Eltern für die moralische und finanzielle Unterstützung. Ohne ihre Unterstützung wäre mein Studium und damit diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Zum Schluss möchte ich mich noch bei meinem Freund Björn für seine unendliche Geduld und sein Verständnis bedanken.