

**WACHSTUM UND LEITFÄHIGKEIT
ULTRADÜNNER NICKELSILIZIDSCHICHTEN**

Vom Fachbereich Physik
der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

– Dr. rer. nat. –

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Phys. Frank Jentsch

geboren am 27. Juni 1958 in Hannover/Niedersachsen

Referent: Prof. Dr. M. Henzler

Korreferent: Prof. Dr. H.-U. Everts

Datum der mündlichen Prüfung: 14.12.1987

ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wird berichtet, wie ultradünne (3-30 ML) Nickelschichten unter UHV-Bedingungen auf Si(111)-7x7-Oberflächen aufgedampft und in der gleichen Apparatur elektrische und strukturelle Daten ermittelt werden.

Dabei wird bei Raumtemperatur auf ein Schicht-auf-Schicht-Wachstum von Ni_2Si bis zu einer Gesamtmenge von 12 Monolagen Nickel geschlossen. Für größere Mengen wird das Ausbilden reiner Nickelschichten beobachtet.

Weiterhin wird gezeigt, wie durch schrittweises Heizen geschlossene epitaktische NiSi_2 -Schichten entstehen. Die Reaktion und die Ordnung des NiSi_2 wird ausführlich mit Messungen der Leitfähigkeit, der Magnetoleitfähigkeit und des Halleffektes charakterisiert. Geschlossene NiSi_2 -Schichten werden ab einer Anfangsbedeckung von 7 ML Ni beobachtet. Für die optimale Herstellungstemperatur im Bereich von 725-750 K wird dann ein spez. Widerstand von 58 μOhmcm und eine Hallkonstante von $4.4 \cdot 10^{-10} \text{m}^3/\text{As}$ bestimmt.

Die geringe Abhängigkeit des spez. Widerstandes von der Schichtdicke wird auf glatte Grenz- und Oberflächen der Schichten zurückgeführt.

Die präzise Bestimmung von Leitwerten erlaubt die Messung kleiner Magnetoleitfähigkeiten bei Kristalltemperaturen um 18 K. Die beobachtete Magnetfeldabhängigkeit zeigt, daß in diesen zweidimensionalen Schichten Antilokalisation (Spin-Orbit-Streuung) von Elektronen existiert. Die vollständige Erklärung der Temperaturabhängigkeit der Magnetoleitfähigkeit verlangt außerdem die Hinzunahme der Coulombwechselwirkung.



Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	
2.1. Transporttheorie	3
2.2. Elektrische Transportphänomene im Magnetfeld	6
2.3. Streuersachen in Metallen	9
2.4. Lokalisationseffekte	12
2.5. Die Coulomb-Wechselwirkung	16
2.6. Magnetfeldabhängigkeit der schwachen Lokalisation	17
2.7. Kristallographische Betrachtungen	19
3. Experimentelles	
3.1. Die Vakuumanlage und Versuchsanordnung	24
3.2. Das Kühlsystem	27
3.3. Der Kristallhalter	27
3.4. Die Kristallpräparation	29
3.5. Computergesteuerte Meßwertaufnahme	31
3.6. Messungen des Hall-Effektes und der Magneto- leitfähigkeit	32
4. Meßergebnisse	
4.1. Der Leitwert während des Aufdampfens von Nickel auf Si(111)- und NiSi ₂ (111)-Oberflächen	34
4.2. Die Abhängigkeit des Leitwertes von der Heiztemperatur	37

	Seite
4.3. Temperaturabhängigkeit der Leitwerte ausgeheilter NiSi ₂ -Schichten	43
4.4. Halleffektmessungen an Ni/Si(111)	45
4.5. Messungen der Magnetoleitfähigkeit	47
4.6. Messungen im He-Kryostaten	49
5. Diskussion	
5.1. Wachstum von Nickel und Nickelsiliziden auf Silizium (111)	54
5.2. Auswertung der Magnetoleitfähigkeit	62
6. Schluß	76
 Anhang	
I. Bestimmung der Stöchiometrie des unbekanntes Silizides aus den gemessenen Leitwerten	78
II. Berechnung der Gesamthallspannung für Ni ₂ Si/NiSi ₂	79
III. Berechnung der Diffusionskonstanten und der einzelnen Streuzeiten für NiSi ₂	80
Tabelle I: Strukturelle und elektrische Daten der bekannten Silizide	81
Tabelle II: Übersicht über die für NiSi ₂ -Schichten erhaltenen elektrischen Daten	82
Literaturverzeichnis	83

1. EINLEITUNG

Die Untersuchung der Streumechanismen bei der Leitung eines elektrischen Stromes in einem Metall ist ein altes physikalisches Arbeitsgebiet. Im Laufe der Zeit wurden einfache Beziehungen wie das Ohm'sche Gesetz und einfache Modelle wie das von Drude entwickelt (1).

Insbesondere aber die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes konnte erst durch quantenmechanische Beschreibungen (wie etwa im Bändermodell) und durch die Entdeckung der unterschiedlichen Besetzungstatistiken für Elektronen (Fermi-Dirac) bzw Phononen (Bose-Einstein) verstanden werden.

Die herkömmliche Theorie, die im wesentlichen aus der Relaxationszeitnäherung der Boltzmann'schen Transportgleichung hervorgeht, nimmt die einzelnen Streuprozesse als voneinander unabhängig an. Geht man von dieser Annahme ab, so führt dies zu weiteren Korrekturen, wie etwa der schwachen Lokalisation von Elektronen in 2-dimensionalen Systemen.

Weitere Streuursachen werden in dünnen Schichten zu erwarten sein, in denen die freie Weglänge der Elektronen mit der Dicke der Schicht zu vergleichen ist. Die Rauigkeit der Grenzflächen führt hier zu einem größeren elektrischen Widerstand.

Möglichst dünne, elektrisch gut leitende Schichten, werden in Zukunft als Leiterbahnen bei weiter fortschreitender Miniaturisierung von integrierten Schaltkreisen gebraucht. Die Existenz von Grenzflächen wird in diesen Schichten nicht mehr zu vernachlässigen sein.

Hier bieten sich besonders die epitaktischen metallischen Silizide an, wie z.B. NiSi_2 oder CoSi_2 mit Abweichungen von .55 bzw 1.29 $\%$ zu der Siliziumgitterkonstanten an.

Ihre mechanische Stabilität auf dem Si-Substrat und die gegenüber ungeordneten Siliziden oder Metallen wohldefinierte Grenzfläche erlaubt theoretisch die Herstellung von Silizid / Silizium-Übergittern. Die erste Realisierung eines

Metal-Base-Transistors wurde deshalb auch mit CoSi_2 erreicht (2). Ein ungelöstes Problem ist allerdings das Aufbrechen der homogenen Silizidschicht zu Inselstrukturen bei höheren Temperaturen.

Diese Arbeit soll einen Beitrag liefern, wie sehr dünne Nickelschichten auf Si(111)-Oberflächen aufwachsen, bei welchen Heiztemperaturen stöchiometrische (epitaktische) Silizide entstehen und wann die Inselbildung einsetzt.

Um möglichst perfekte Oberflächen und verunreinigungsfreie Schichten zu erhalten, werden die Schichten unter Ultra-Hoch-Vakuum (UHV) hergestellt und in der selben Anlage ausgemessen. Zur Charakterisierung dieser Schichten werden im wesentlichen elektrische Meßgrößen wie Widerstand, Halleffekt und Magnetowiderstand benutzt.

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1. Transporttheorie

Durch äußere elektrische Felder oder örtliche Unterschiede in der Ladungsträgerkonzentration kann in einem Metall ein elektrischer Strom erzeugt werden. Die Ladungsträger werden dabei an Gitterfehlern, Verunreinigungen oder Phononen gestreut und verändern dabei ihren Impuls und ihre Energie. Eine einfache Beschreibung statistischer Transportprobleme liefert die Boltzmann-Gleichung. Danach gilt für den stationären Fall:

$$\left. \frac{\delta f_{\bar{k}}}{\delta t} \right|_{\text{Stöße}} + \left. \frac{\delta f_{\bar{k}}}{\delta t} \right|_{\text{Felder}} + \left. \frac{\delta f_{\bar{k}}}{\delta t} \right|_{\text{Diff.}} = 0 \quad 2.1.1$$

Hierbei ist $f_{\bar{k}} = f_{\bar{k}}(\bar{r}, t)$ die lokale Konzentration von Ladungsträgern im Zustand \bar{k} , am Ort \bar{r} und zur Zeit t . Die Funktion $f_{\bar{k}}$ ist nicht die Gleichgewichtsverteilung, die sich ohne Diffusion und Felder einstellt. Dies wäre die Fermi-Dirac-Statistik, die hier mit $f_{\bar{k}}^0$ bezeichnet wird:

$$f_{\bar{k}}^0 = f^0(\epsilon) = \frac{1}{e^{(\epsilon_{\bar{k}} - \zeta) \cdot K \cdot T} + 1} \quad 2.1.2$$

Hierbei ist ζ die Fermie-Energie des Systems. Kleine Abweichungen vom stationären Zustand lassen sich dann beschreiben als:

$$g_{\bar{k}} = f_{\bar{k}} - f_{\bar{k}}^0 \quad 2.1.3$$

Nehmen wir konstante Temperatur in einem unendlich ausgedehnten Metall an, so vereinfacht sich 2.1.1 bei nur einem elektrischen Feld als Störung zu (3):

$$\left(\frac{\delta f_k^0}{\delta k} \frac{\delta k}{\delta t} + \frac{\delta g_k}{\delta k} \frac{\delta k}{\delta t} \right) \Bigg|_{\text{Feld}} = - \frac{\delta f_k}{\delta t} \Bigg|_{\text{Stöße}} \quad 2.1.4$$

Um diese Gleichung zu lösen, werden zwei grundlegende Annahmen gemacht:

1. Der Term $\frac{\delta g_k}{\delta t}$ wird vernachlässigt, da er von zweiter Ordnung ist.
2. Der Streuterm wird durch einen phänomenologischen Ansatz, der sogenannten Relaxationszeitnäherung ersetzt:

$$- \frac{\delta f_k}{\delta t} \Bigg|_{\text{Stöße}} = \frac{1}{\tau} \cdot g_k \quad 2.1.5$$

Hier ist τ die mittlere Zeit zwischen zwei Streuprozessen. Wird die Störung (das elektrische Feld) abgeschaltet, so fällt die Abweichung von der Gleichgewichtsverteilung exponentiell gegen Null ab:

$$g_k(t) = g_k(0) \cdot e^{-t/\tau} \quad 2.1.6$$

Insgesamt resultiert aus 2.1.4 mit Hilfe dieser Annahmen:

$$- \left(\frac{\delta f_k^0}{\delta k} \right) \cdot \dot{k} = - \left(\frac{\delta f_k^0}{\delta k} \right) \cdot \vec{v}_k \cdot \mathbf{e} \cdot \vec{E} = \frac{1}{\tau} \cdot g_k \quad 2.1.7$$

Daraus erhält man für g_k den Ausdruck:

$$g_k = - \left(\frac{\delta f_k^0}{\delta k} \right) \cdot \mathbf{e} \cdot \tau \cdot \vec{v}_k \cdot \vec{E} \quad 2.1.8$$

Setzt man die Besetzungsverteilung f_k in die Gleichung für die Stromdichte \vec{j} ein, so errechnet sich:

$$\vec{j} = -\frac{e}{4\pi^3} \int \vec{v}_k^+ f_k^+ dk^3 = \frac{e^2 \tau}{4\pi^3} \int \vec{v}_k^+ \cdot (\vec{v}_k^+ \cdot \vec{E}) \left(\frac{\delta f_k^0}{\delta \epsilon} \right) dk^3 \quad 2.1.9$$

Dieses Integral kann so umgeformt werden, daß nur noch die Integration über die Fermifläche übrig bleibt (3):

$$\vec{j} = \frac{e^2 \tau}{4\pi^3 h} \int \frac{\vec{v}_k^+ \otimes \vec{v}_k^+}{v_k^+} dS_F \cdot \vec{E} \quad 2.1.10$$

Ein Vergleich von Gleichung 2.1.10 mit dem Ohm'schen Gesetz $\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}$ liefert:

$$\sigma = \frac{e^2 \tau}{4\pi^3 h} \int \frac{\vec{v}_k^+ \otimes \vec{v}_k^+}{v_k^+} dS_F \quad 2.1.11$$

Der Leitfähigkeitstensor des dyadischen Produktes $\vec{v}_k^+ \vec{v}_k^+$ reduziert sich im Fall kubischer Kristallsymmetrie zu einem Skalar. Zusammen mit der Einführung der effektiven Masse m^* führt dies auf die bekannte Form:

$$\sigma = \frac{n \cdot e^2 \cdot \tau}{m^*} \quad 2.1.12$$

mit der Definition von m^* :

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar} \text{grad}_k^+ \vec{v}_k^+ \quad 2.1.13$$

Führt man die Beweglichkeit μ der Ladungsträger ein, so läßt sich 2.2.12 wie folgt schreiben:

$$\sigma = e \cdot n \cdot \mu \quad \mu = \frac{e \cdot \tau}{m^*} \quad 2.1.14$$

Da nur Ladungsträger an der Fermikante zur Leitfähigkeit beitragen, kann über die Fermigeschwindigkeit v_F eine mittlere freie Weglänge λ eingeführt werden:

$$\lambda = v_F \cdot \tau \quad 2.1.15$$

Da die Fermigeschwindigkeit nur von der Ladungsträgerkonzentration abhängt, erhält man die freie Weglänge auch aus:

$$\lambda = \frac{\hbar \cdot (3\pi^2)^{1/3}}{e^2} \cdot \frac{\sigma}{n^{2/3}} \quad 2.1.16$$

2.2. Elektrische Transportphänomene im Magnetfeld

Bewegen sich elektrisch geladene Teilchen im Magnetfeld, so wirkt auf sie eine Lorentzkraft:

$$\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad 2.2.1$$

Dies führt zu einer Spannung quer zum elektrischen Strom I_0 , der sogenannten Hallspannung U_H :

$$U_H = \frac{R_H \cdot I_0 \cdot B}{d} \quad 2.2.2$$

Aus dem Hallkoeffizienten R_H errechnet sich unter der Annahme sphärischer Energieflächen und einer Ladungsträgersorte die Ladungsträgerkonzentration n aus:

$$n = \frac{1}{e \cdot R_H} \quad 2.2.3$$

Das Vorzeichen der Hallspannung gibt die Ladungsträgersorte an (negativ für Elektronenleitung bzw. positiv für Löcherleitung).

Sind sowohl Elektronen als auch Löcher an der Leitung beteiligt, ermittelt sich die Hallkonstante zu:

$$R_H = \frac{-n_e \cdot \mu_e^2 + n_p \cdot \mu_p^2}{e (n_e \cdot \mu_e + n_p \cdot \mu_p)^2} \quad 2.2.4$$

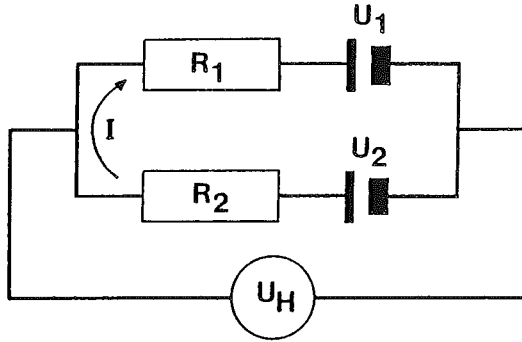


Bild 2.2.1: Ersatzschaltbild für die Berechnung der Hallkonstanten in einem 2-Schichten-Modell.

Für ein kompensiertes Metall ($n_e = n_p$) wie z.B. Nickel bestimmt sich der Hallkoeffizient dann aus dem Verhältnis der Beweglichkeiten:

$$R_H = \frac{1}{n \cdot e} \cdot \frac{1 - \frac{\mu_e}{\mu_p}}{1 + \frac{\mu_e}{\mu_p}} \quad 2.2.5$$

Speziell für die Auswertung der hier vorgestellten Daten ist es von Interesse wie sich die Gesamthallspannung zweier Schichten unterschiedlicher Stöchiometrie und Dicke aus den einzelnen Hallspannungen zusammensetzt.

Betrachtet man ein Modell in dem jede Schicht nur eine Ladungsträgersorte besitzt, so kann der Gesamthallkoeffizient aus der Parallelschaltung zweier Spannungsquellen mit Innenwiderstand errechnet werden (Bild 2.2.1).

Der resultierende Kreisstrom I in den Schichten erzeugt die Hallspannung U_H :

$$U_H = I \cdot R_1 + U_1 \quad 2.2.6$$

$$U_H = -I \cdot R_2 + U_2$$

Daraus errechnet sich die Gesamthallkonstante U_H aus den Einzelhallspannungen U_1 und U_2 wie folgt:

$$U_H = \frac{U_1 \cdot R_2 + U_2 \cdot R_1}{R_1 + R_2} \quad 2.2.7$$

Für die Einzelhallspannungen gilt:

$$U_1 = \frac{R_H(1) \cdot B \cdot I_1}{d_1} \quad U_2 = \frac{R_H(2) \cdot B \cdot I_2}{d_2} \quad 2.2.8$$

Hierbei wurde benutzt, daß der durch das elektrische Feld hervorgerufene Strom sich in $I_0 = I_1 + I_2$ aufteilt. Für die Einzelströme gilt im Fall einer quadratischen Probe:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1} \quad 2.2.9$$

Setzt man diese Gleichungen in 2.2.7 ein, so erhält man für die resultierende Hallspannung:

$$U_H = \frac{B \cdot I_0}{(R_1 + R_2)^2} \cdot \left\{ \frac{R_H(1)}{d_1} \cdot R_2^2 + \frac{R_H(2)}{d_2} \cdot R_1^2 \right\} \quad 2.2.10$$

Die gemessene Hallspannung U_H ist nur auswertbar, wenn genaue Informationen oder Annahmen über die unterschiedlichen Schichten vorliegen.

In Metallen mit nichtsphärischen Energieflächen oder mit mehreren Ladungsträgersorten wird ein transversaler Magnetowiderstand beobachtet. Die umfangreiche Theorie ist ausführlich in Lehrbüchern beschrieben (4), deshalb sollen hier nur kurz die zu erwartenden Phänomene aufgezählt werden.

Als transversaler Magnetowiderstand wird die Differenz der Widerstände mit und ohne Magnetfeld bezeichnet. Für kleine Feldstärken gilt:

$$R(H) - R(0) = (\omega_c \cdot \tau)^2 \cdot R(0) \quad 2.2.11$$

Wobei ω_c die Zyklotronfrequenz ist.

Im Grenzfall großer Feldstärken können im wesentlichen 3 Fälle unterschieden werden (5):

1. Der Widerstand sättigt für alle Orientierungen des Kristalls. Dies bedeutet, daß die Fermiflächen geschlossen sind.
2. Der Widerstand wächst für alle Kristallorientierungen weiter an. Dieses Verhalten wird für Metalle mit gleicher Konzentration von Elektronen und Löchern erwartet.
3. Für einige Kristallorientierungen sättigt der Widerstand, während er in anderen, oft sehr benachbarten Richtungen nicht sättigt. Kristalle mit offenen Bahnen für einige Richtungen zum Magnetfeld zeigen solch einen anisotropen Magnetwiderstand.

Diese schon recht große Vielfalt an Effekten wird ergänzt durch eine Reihe weiterer Phänomene von denen stellvertretend der magnetische Durchbruch, sowie quantenoszillatorische Effekte, wie etwa die Schubnikov-de Haas-Oszillationen genannt werden sollen.

2.3. Streuursachen in Metallen

Die Streuung von Ladungsträgern im Metall erfolgt im Rahmen des Bändermodells an den Abweichungen vom periodischen Gitterpotential. Diese Störungen sind zum einen die Schwingungen der Atome um ihre Ruhelage (Phononen), deren Frequenz und Intensität von der Temperatur des Gitters abhängt. Zum anderen existieren lokale Potentialstörungen, die durch Fremdatome, Versetzungen und andere Gitterfehler hervorgerufen werden.

Matthiesen konnte zeigen, daß die Temperaturabhängigkeit des spez. Widerstandes unabhängig vom Kristallsystem und dessen Gitterfehler ist. Daraus folgt (6):

$$\frac{d\rho}{dt} = f(T) \quad 2.3.1$$

Hieraus ermittelt sich durch Integration unmittelbar:

$$\rho = \rho_0 + \rho_i(T) \quad 2.3.2$$

Die Funktion $\rho_i(T)$ enthält die inelastische Streuung an den Gitterphononen, die für $T \rightarrow 0$ verschwindet. Der auf 0 K extrapolierte Restwiderstand enthält nur temperaturunabhängige elastische Streuprozesse an Kristallfehlern.

Die Temperaturabhängigkeit von $\rho_i(T)$ ist oberhalb der Debye-Temperatur linear. Unterhalb der Debye-Temperatur ändert sich die Frequenzverteilung der Phononen und der spez. Widerstand ist für viele Metalle proportional zu T^5 .

Für die den Widerstand bestimmenden Streuzeiten folgt unter der Annahme, daß die Streuprozesse unabhängig voneinander sind:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_0} \quad 2.3.3$$

Verkleinert man die Dicke des Materials, bis sie größenordnungsmäßig in den Bereich der freien Weglänge kommt, so ist die zusätzliche Streuung an der Grenzfläche nicht mehr zu vernachlässigen.

Werden die Elektronen an den Grenzflächen nicht spiegelnd reflektiert, so entspricht dies einer Verkleinerung der effektiven freien Weglänge.

Fuchs hat diesen Sachverhalt durch das Einführen eines Spiegelungsparameters p berücksichtigt. Dabei bedeuten die Grenzwerte $p=0$ diffuse Streuung an der Grenzfläche bzw $p=1$ Spiegelreflektion (7).

Als Näherungen für das Verhältnis von spez. Schichtleitfähigkeit zur spez. Volumenleitfähigkeit σ_0 findet man:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1 - \frac{3}{8} \cdot \frac{\lambda_0}{d} \cdot (1 - p) \quad \text{für } \frac{d}{\lambda_0} \gg 1 \quad 2.3.4$$

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{3}{4} \cdot \frac{d}{\lambda_0} \cdot \ln\left(\frac{\lambda_0}{d}\right) \cdot (1 - p) \quad \text{für } \frac{d}{\lambda_0} \ll 1 \quad 2.3.5$$

Hier ist d/λ_0 das Verhältnis von Schichtdicke zu freier Weglänge (für σ_0).

Eine weitere Streursache in geschlossenen polykristallinen Schichten ist die Korngrenzenstreuung. In dem Modell von Mayadas und Shatzkes wird die Leitfähigkeit bei Streuung an den Korngrenzen durch den Durchmesser der Kristallite und den Reflexionskoeffizienten an der Korngrenze bestimmt (8).

Für den Fall dünner Schichten wird allerdings eine Kombination mit der Grenzflächenstreuung benötigt. Die Korngrenzenstreuung bewirkt im Allgemeinen eine Verstärkung der Schichtdickenabhängigkeit der spez. Leitfähigkeit.

Die bislang diskutierten Änderungen des Widerstandes bzw. der Leitfähigkeit haben ihre Ursache in zusätzlichen Streuprozessen. Im Bereich sehr dünner Schichten kann aber auch die Ladungsträgerkonzentration oder die effektive Masse durch eine Veränderung der Gitterkonstanten beeinflusst werden.

2.4 Lokalisationseffekte

Die Leitungselektronen von Metallen sind im Gegensatz zu den lokalisierten Rumpfelektronen "frei" beweglich. Anderson (9) und Gorkov (10) konnten für zweidimensionale Systeme zeigen, daß wenn geschlossene Diffusionswege existieren und jeder Einzelstreuereiß unter Erhaltung der Phasenbeziehung abläuft (elastische Streuung), die Rückkehrwahrscheinlichkeit des Elektrons zu seiner Ausgangsposition über das statistische Maß ansteigt. Dieser Effekt wird als "schwache Lokalisation" bezeichnet. Er resultiert aus der in der üblichen Boltzmann'schen Theorie vernachlässigten Interferenz zwischen Streupartialwellen.

Bild 2.4.1 zeigt ein Diagramm zweier komplementärer Streuserien aus dem Zustand \bar{k} in den Zustand $-\bar{k}$ (11).

$$\bar{k} \rightarrow \bar{k}_1 \rightarrow \bar{k}_2 \dots \rightarrow \bar{k}_n \rightarrow -\bar{k}$$

$$\bar{k} \rightarrow \bar{k}'_1 \rightarrow \bar{k}'_2 \dots \rightarrow \bar{k}'_n \rightarrow -\bar{k}$$

Die Streuserien durchlaufen identische Impulsänderungen ($\bar{g}_1 \dots \bar{g}_n$) in umgekehrter Reihenfolge. Die beiden Partialwellen haben im Zustand $-\bar{k}$ identische Amplituden und Phasen, wenn kein inelastischer Streuprozess an der Streuserie beteiligt ist. Damit addieren sich die Amplituden der kohärenten Partialwellen und die Intensität ergibt sich zu:

$$I = |A' + A''|^2 = 4 * |A|^2 \quad 2.4.1$$

Das heißt, die Wahrscheinlichkeit für das Elektron in den Zustand $-\bar{k}$ gestreut zu werden ist doppelt so groß wie bei inkohärenter Überlagerung der Streuwellen. Im Rahmen der Unschärferelation $\Delta E * \Delta t > \hbar$, ist eine Phasenbeziehung außerdem auch in der Umgebung $-\bar{k} + \bar{q}$ gegeben.

Eine Ortsraumdarstellung der Diffusion zeigt Bild 2.4.2 . Die

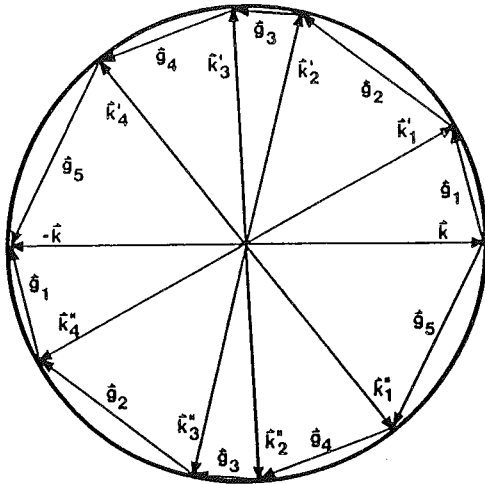


Bild 2.4.1: Impulsdarstellung zweier komplementärer elastischer Streuserien in den Zustand $-\bar{k}$.

geschlossene und die gestrichelte Linie zeigen zeitumgekehrte Wege mit identischer Rückkehrwahrscheinlichkeit in 0. Die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron in einer bestimmten Entfernung von seinem Startpunkt und zu einer bestimmten Zeit zu finden, ist in Abhängigkeit von der Dimension d des Systems gegeben durch:

$$p(\bar{r}, t) = (4 \cdot \pi \cdot D \cdot t)^{-d/2} \cdot e^{(-r^2 / (4 \cdot D \cdot t))} \quad 2.4.2$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß das Elektron zurück diffundiert und sich zum Zeitpunkt t an seinem Startpunkt 0 befindet ist:

$$p(0, t) = (4 \cdot \pi \cdot D \cdot t)^{-d/2} \quad 2.4.3$$

Wird das Elektron nun als quantenmechanische Wellenfunktion beschrieben, so können die beiden Partialwellen eines geschlossenen Diffusionsweges am Startpunkt konstruktiv interferieren. Die Rückkehrwahrscheinlichkeit erhöht sich wie schon oben betrachtet um den Faktor 2.

Dies ist allerdings nur solchen Elektronen möglich, deren Diffusionsweg nicht so lang ist, daß die benötigte Zeit $t > \tau_\phi$ ist. Hierbei ist τ_ϕ die Stoßzeit für einen die Phasenbe-

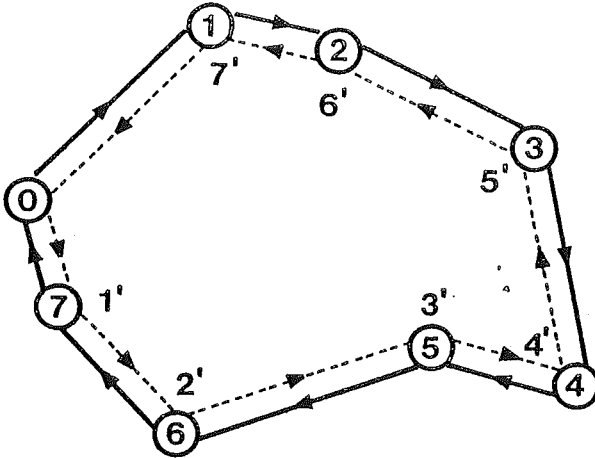


Bild 2.4.2: Darstellung eines geschlossenen Diffusionsweges (durchgezogen) und des entsprechenden zeitumgekehrten Weges (gestrichelt).

ziehung zerstörenden Streuprozess. Diese schwache Lokalisation der Elektronen reduziert die effektive Diffusion und somit die Leitfähigkeit.

Die Größe der Korrektur für die Leitfähigkeit ergibt sich aus der Anzahl der Elektronen die innerhalb τ_φ in den Ursprung

zurück diffundieren und nicht zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen (12):

$$\Delta\sigma \sim \int_{\tau_0}^{\tau_\varphi} \frac{1}{t^{d/2}} dt \quad 2.4.4$$

Die untere Grenze ist die minimale Stoßzeit innerhalb der ein Elektron zurückdiffundieren kann. Die Lösung des Integrals hat für $d=3$ keine Divergenz wenn $\tau_\varphi \rightarrow \infty$. Für $d=1,2$ ist die Lösung des Integrals divergent und der Einfluß der quantenmechanischen Korrektur wird merklich. Anderson und Gorkov leiteten für den 2 - dimensionalen Fall folgende Korrektur

des Leitwertes ab (9,10):

$$\Delta L = -\frac{\Delta R}{R^2} = -L_{00} \cdot \ln\left(\frac{\tau_0}{\tau_i}\right); \quad L_{00} = \frac{e^2}{2\pi h} \quad 2.4.5$$

Die Korrektur ist temperaturabhängig, da für die inelastische Stoßzeit gilt:

$$\tau_i \sim T^{-p} \quad 2.4.6$$

Bei den bislang diskutierten Streursachen, der elastischen Potentialstreuung und der inelastischen Phononenstreuung, verändert sich der Spin der Elektronen nicht. Gibt es dagegen starke Coulomb-Streuung, so sind Spin und Impuls gekoppelt (siehe auch Spin-Bahn-W.w. im Atom (13)), und die nicht periodischen Anteile dieser Potentiale führen zu einem Streuprozeß bei dem sich der Spin der Elektronen bei Änderung der Bahn dreht. Dieser Streuprozeß wird Spin-Orbit-Streuung genannt und ihm wird die Stoßzeit τ_{SO} zugeordnet.

Für Teilchen mit Spin 1/2 ist eine Drehung um 4π nötig, um die Spinwellenfunktion in sich selbst zu überführen. Betrachtet man die Interferenz der Partialwellen unter der Bedingung $\tau_0 \ll \tau_{SO} < \tau_i$, so existiert zwischen den beiden komplementären Streuserien, die den Zustand \bar{k} in $-\bar{k}$ überführen, eine Phasenverschiebung von 2π für die Spinwellenfunktion. Die Intensität wird aufgrund der destruktiven Interferenz unter das statistische Maß abgesenkt (11). Die Spin-Bahn-W.w. wird deshalb auch "schwache Antilokalisation" genannt. Für die intrinsische Stärke der Spin-Bahn-W.w. gilt (14):

$$\frac{\tau_0}{\tau_{SO}} = (\alpha * Z)^4 \quad 2.4.7$$

$\alpha = \text{Feinstrukturkonstante}$
 $Z = \text{Ordnungszahl}$

Die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes für starke Spin-Bahn-Streuung hat die Form von Formel 2.4.5, allerdings mit umgekehrtem Vorzeichen (12).

Eine weitere wichtige Streursache ist die Austauschwechsel-

wirkung zwischen dem magn. Moment der Elektronen und magn. Ionen. Die Partialwellen streuen an den magn. Ionen aus verschiedenen Richtungen. Da die 3-dimensionale Drehung nicht kommutativ ist, werden die Spinwellenfunktionen in entgegengesetzte Richtungen gedreht. Diese W.w. führt zu einer Störung der Interferenz und hat einen destruktiven Einfluß auf die schwache Lokalisation (Antilokalisation) (11). Der magnetischen Streuung wird die Streuzeit τ_s zugeordnet. Ist $\tau_0 \ll \tau_s \ll \tau_i, \tau_{so}$ so wird keine Temperaturabhängigkeit des Widerstandes im Sinne der schwachen Lokalisation beobachtet.

2.5. Die Coulomb-Wechselwirkung

Altshuler (15) zeigte, daß eine weitere Widerstandsanomalie bei tiefen Temperaturen auftritt. Ihre physikalische Ursache besteht in einer unvollständigen Abschirmung des Couloumb-Potentials eines bewegten Elektrons durch seine Nachbarn. Dies führt zu einem Widerstandsanstieg bei sinkender Temperatur. Für den 2-dimensionalen Fall gilt (12):

$$\Delta L_C = \lambda * L_{00} * \ln (T * \tau_0) \quad 2.5.1$$

Hierbei ist λ eine Konstante der Coulomb-W.w. mit einem Wert nahe bei 1. Da die Coulomb-W.w. und die Lokalisation von Elektronen sich in ihren Voraussetzungen nicht widersprechen, konnte Hikami zeigen, daß sich die Gesamtleitfähigkeitsänderung wie folgt beschreiben läßt (16):

$$\Delta L = (\alpha * p + \lambda) * \ln (T * \tau_0) \quad 2.5.2$$

α ist ein Parameter der die Anteile der schwachen Lokalisation ($\alpha = 1$ für $\tau_i \ll \tau_{so}$) und der Spin-Bahn-W.w. ($\alpha = -0.5$ für $\tau_{so} \ll \tau_i$) angibt.

2.6. Magnetfeldabhängigkeit der schwachen Lokalisation

Der Einfluß eines äußeren magnetischen Feldes auf die Verteilung der Ladungsträger besteht in der Beschränkung der möglichen Zustände auf die Landau-Niveaus.

Diese Beschränkung der Zustände wirkt sich auf die in $-\bar{k}+\bar{q}$ zurückgestreute Partialwelle derart aus, daß konstruktive Interferenz nur möglich ist wenn gilt:

$$\frac{(\hbar q)^2}{4m} = \hbar \omega_c \cdot \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad 2.6.1$$

Das heißt, der Endzustand muß auf einem einen Landaukreis ähnlichen Kreis liegen (11).

Der Bereich, aus dem kohärent zurückgestreut wird, schrumpft mit der Zeit wie $(D \cdot t)^{-1/2}$. Liegt dieser Bereich komplett innerhalb des ersten Landau-Kreises mit dem Radius $(2 \cdot e \cdot B / \hbar)^{1/2}$, so ist keine kohärente Überlagerung mehr möglich. Das passiert für Felder $B = \hbar / (4 \cdot e \cdot D \cdot t)$.

Wird also ein magnetisches Feld benutzt, so muß der Integrationsbereich für Gleichung 2.4.4 von τ_0 bis $\tau_H = \hbar / (4 \cdot D \cdot B)$ gewählt werden. Erreicht τ_H sogar den Wert der inelastischen Streuzzeit, so verschwindet der Magnetowiderstand vollständig.

Dadurch, daß ein magnetisches Feld eine Zeit τ_H in das System einführt, können umgekehrt auch allen Streuzzeiten τ_n magnetische Felder zugeordnet werden:

$$\tau_n \cdot B_n = \frac{\hbar}{4eD} \quad 2.6.2$$

Wie in Kapitel 2.4 beschrieben, können verschiedene Streuursachen unterschiedliche Lokalisationseffekte hervorrufen. Für die Magnetfeldabhängigkeit der Magnetoleitfähigkeit folgt daraus (16):

$$\Delta L = - \frac{e^2}{4\pi^2 \hbar} \cdot \left\{ \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_1}{B} \right) + \ln \left(\frac{B}{B_1} \right) \right\}$$

$$\begin{aligned} & -\frac{3}{2} \left(\Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_2}{B} \right) + \ln \left(\frac{B}{B_2} \right) \right) \\ & \left. + \frac{1}{2} \left(\Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_3}{B} \right) + \ln \left(\frac{B}{B_3} \right) \right) \right\} \end{aligned} \quad 2.6.3$$

Die Funktion Ψ ist die logarithmische Ableitung der verallgemeinerten Fakultätsfunktion und wird als Digammafunktion bezeichnet.

Die Felder B_1 , B_2 und B_3 in Gleichung 2.5.3 setzen sich zusammen aus:

$$B_1 = B_0 + B_{SO} + B_S$$

$$B_2 = B_1(T) + 4/3 B_{SO} + 2/3 B_S \quad 2.6.4$$

$$B_3 = B_1(T) + 2 B_S$$

2.7. Kristallographische Betrachtungen

Die strukturelle Untersuchung von Siliziden wird intensiv seit Mitte der sechziger Jahre betrieben. Wie Tabelle I im Anhang zeigt, wurde eine größere Anzahl von Nickelsiliziden entdeckt. Viele der nickelreicheren Silizide wurden mittels Röntgenbeugung identifiziert.

In neuerer Zeit wurden an dünnen Silizidschichten Messungen mit Ionenstreuung, Elektronenbeugung, Photoemission und Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) durchgeführt, die zeigen, daß im siliziumreichen Grenzfall nur Ni_2Si , NiSi und NiSi_2 als Reaktionsprodukte auftreten (17,18,19).

Dabei wurde mit LEED und TEM das epitaktische Wachstum von NiSi_2 und CoSi_2 entdeckt.

In Bild 2.7.1 sind die Einheitszellen von Silizium und NiSi_2 dargestellt. Die Ähnlichkeit des CaF_2 -Gittertyps mit der Diamantstruktur des Siliziums dürfte für das auf allen Si-Oberflächen gefundene epitaktische Wachstum dieser Silizide verantwortlich sein.

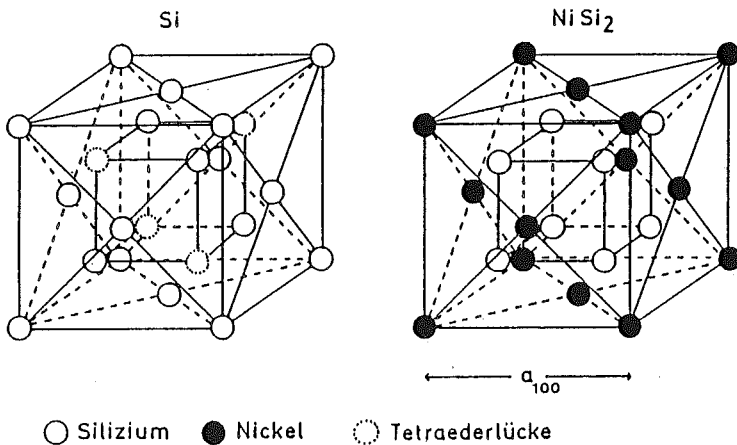


Bild 2.7.1: Die Einheitszellen von Silizium (Diamantgitter) und NiSi_2 (CaF_2 -Gitter).

Eine interessante Entdeckung machten Poate und Mitarbeiter im Bereich sehr dünner Schichten (20). Sie fanden, daß in Abhängigkeit von der Schichtdicke, beim Wachstum auf Si(111), die Orientierung des NiSi_2 gegenüber dem Si-Substrat zwei Richtungen annehmen kann.

Schichtdicken < 15 ML Nickel erzeugen eine um 180° rotierte NiSi_2 -Schicht (Typ B), während im Bereich um 20 ML Ni eine der Siliziumorientierung entsprechende Schicht wächst (Typ A). Für größere Schichtdicken wird eine Mischung beider Typen gefunden.

Diese Autoren konnten auch zeigen, daß nach weiteren Aufwachsen auf eine vorher präparierte Typ A oder B Oberfläche (template-layer), die Orientierung und Kristallinität erhalten bleibt und somit dicke einkristalline Schichten hergestellt werden können.

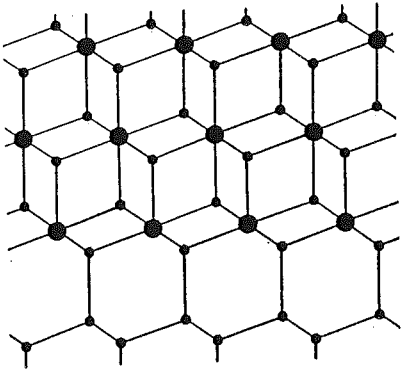
Sieht man sich die Grenzfläche $\text{NiSi}_2/\text{Si}(111)$ genauer an, so kann das Ni-Atom entweder in einer 7-fach bzw 5-fach koordinierten Position sitzen. Zusammen mit den beiden unterschiedlichen Orientierungen ergeben sich vier denkbare Anordnungen der Grenzfläche (Bild 2.7.2).

Experimentelle Untersuchungen zeigen, daß für beide Typen des NiSi_2 eine 7-fache Koordination vorliegt, während das CoSi_2 5-fach koordiniert ist (21,22).

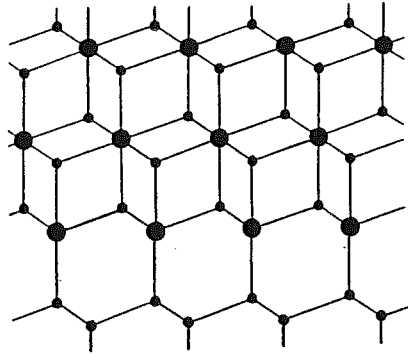
Wie aus diesen Beispiel hervorgeht, ist von der ersten Schicht der Grenzfläche nicht das gleiche physikalische Verhalten zu erwarten wie vom Volumen, da im NiSi_2 das Nickel 8-fach koordiniert vorliegt.

Im Bereich sehr dünner Schichten wurden außerdem mit LEED eine Reihe von Überstrukturen gefunden, die nickelreicheren Siliziden als NiSi_2 zugeordnet werden müssen (23,24,25).

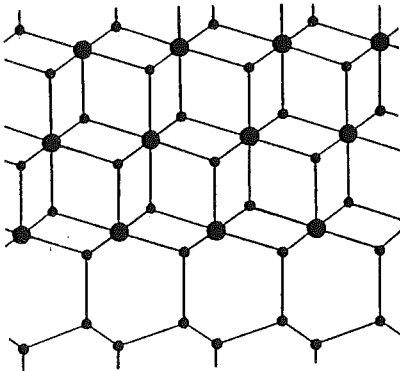
So wird unter anderen eine $\sqrt{3} \times \sqrt{3} R 30^\circ$ -Überstruktur nach Heizen auf $250-300^\circ \text{C}$ beobachtet, die, verglichen mit NiSi_2 , mehr Nickel enthält (Augermessungen). Diese Struktur wird außerdem nach Aufdampfen von ca. 5 ML Ni auf $\text{NiSi}_2(111)$ bei RT gesehen (20).



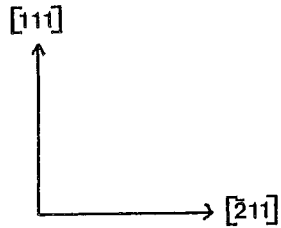
7-fach koordiniert
Typ A



5-fach koordiniert
Typ A



7-fach koordiniert
Typ B



Substratorientierung

- Nickelatome
- Siliziumatome

Bild 2.7.2: Mögliche $\text{NiSi}_2(111)/\text{Si}(111)$ -Grenzflächen.

Aus einem Vergleich der Gitterkonstanten von anderen Siliziden mit der $\sqrt{3}$ -Länge von 6.65 Å erhält man als mögliche Kandidaten für epitaktisches Wachstum das Ni_5Si_2 und die hexagonale Modifikation des NiSi (26,27). Bisläng liegt aber noch kein Experiment vor, das diesen Zusammenhang bestätigt.

Pöhl und Mitarbeiter berichten vom Wachstum kleindomäniger epitaktischer Ni_2Si - und NiSi-Schichten mit Dicken von ca. 100 nm (27).

In Bild 2.7.3 ist die Projektion einer Ni_2Si -Einheitszelle auf die Si(111)-Oberfläche dargestellt. Die gestrichelt miteinander verbundenen Si-Atome bilden dabei die oberste Schicht einer Si(111)-Oberfläche. Die Gitterkonstanten $b=7.03$ Å bzw $c=3.72$ Å des orthorhombischen Ni_2Si müssen für ein epitaktisches Wachstum auf 6.65 Å bzw 3.83 Å abgeändert werden. Die Abweichung der epitaktischen Ni_2Si -Fläche auf Si(111) beträgt 2.7 %.

Die periodische Fortsetzung bezüglich der Si-Oberfläche ist aus dem stark umrandeten Bereich als 2×1 zu entnehmen.

Eine dreidomänige 2×1 Überstruktur wurde für nickelreiche Oberflächen von Benz gefunden (25).

Die Vielzahl der Nickelsilizide und die Ähnlichkeit ihrer Gitterkonstanten lassen weitere epitaktische Silizide zu; die Übereinstimmung einer Grenzfläche Si(111)/ NiSi_2 (111) wird wohl unerreicht bleiben.

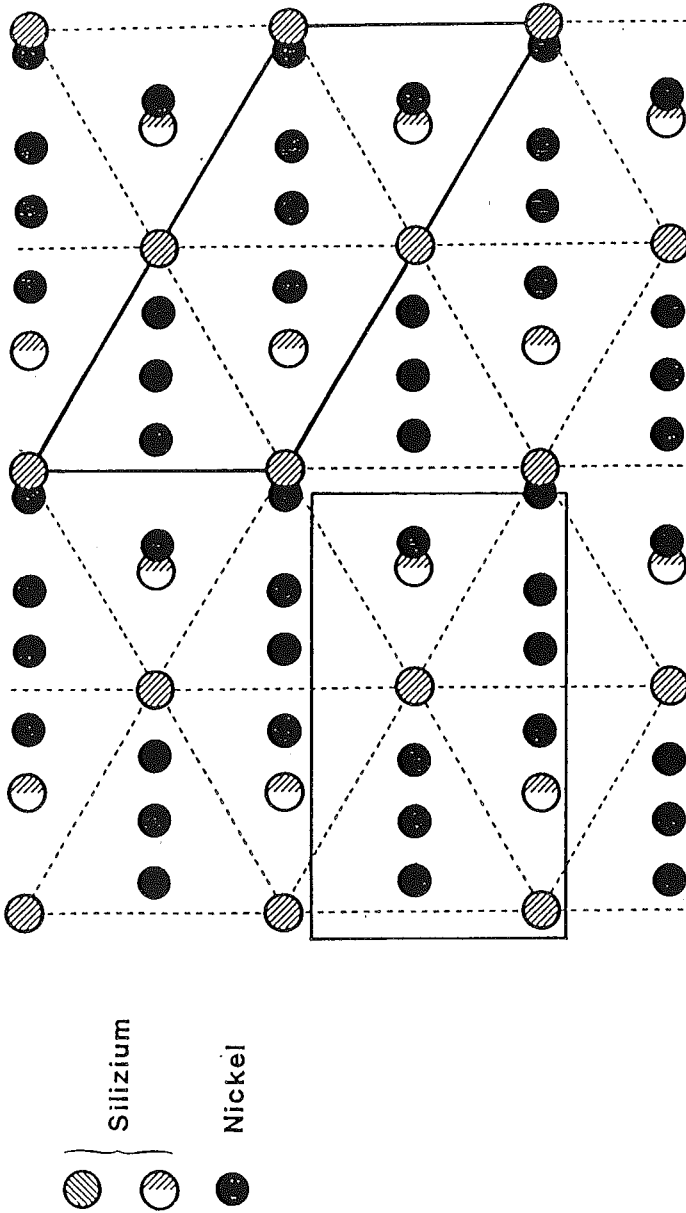


Bild 2.7.3: Projektion einer orthorhombischen Ni_2Si -Schicht auf die $\text{Si}(111)$ -Fläche. Das durchgezogene Rechteck ist die Ni_2Si -Einheitsmasche. Bezüglich der sechszähligen Si-Unterlage erhält man eine 2×1 Periodizität.

3. EXPERIMENTELLES

Für die Untersuchungen an sehr dünnen Schichten ist die Reinheit des Substrat und der Aufdampfschicht von großer Bedeutung. Die Reinigung des Siliziums erfolgt durch Heizen auf 1400 K, wobei eine Kontamination der Oberfläche mit Material aus dem Restgas vermieden werden muß.

Für die Aufdampfschicht gilt, daß die Adsorption von Restgasmolekülen während und nach dem Aufdampfen so gering wie möglich sein sollte.

Beide Forderungen werden am besten im UHV erfüllt.

Für die Messung elektrischer Größen ist ein einwandfreier Kontakt zur Schicht (Substrat) notwendig. Für die Ermittlung des Restwiderstandes und eventueller quantenmechanischer Korrekturen ist es nötig eine Kühlung mit flüssig Helium möglichst effektiv an den Kristall anzukoppeln.

Diese sich zum Teil widersprechenden Anforderungen machten den Aufbau einer speziellen UHV-Anlage nötig. Insbesondere mußte ein Kristallhalter entwickelt werden, der die oben angesprochenen Anforderungen erfüllt. Eine ausführlichere Darstellung der Apparatur findet man bei R. Theile (28).

3.1 Die Vakuumanlage und Versuchsanordnung

Bild 3.1.1 zeigt einen vertikalen Schnitt durch die Apparatur. In der gestrichelt dargestellten Präparationsebene befinden sich ein LEED-System sowie ein Augerspektrometer (Halbkugelanalysator und Elektronenquelle) zur strukturellen und chemischen Analyse der Kristalloberfläche (Bild 3.1.2). Außerdem kann mit einem Massenspektrometer die Zusammensetzung des Restgas bestimmt werden.

Der Verdampfer besteht aus zwei unabhängigen Quellen, die durch Elektronenbombardement geheizt werden. Die aufgedampfte Menge wird über eine Schwingquarzwage bestimmt. Für Nickel

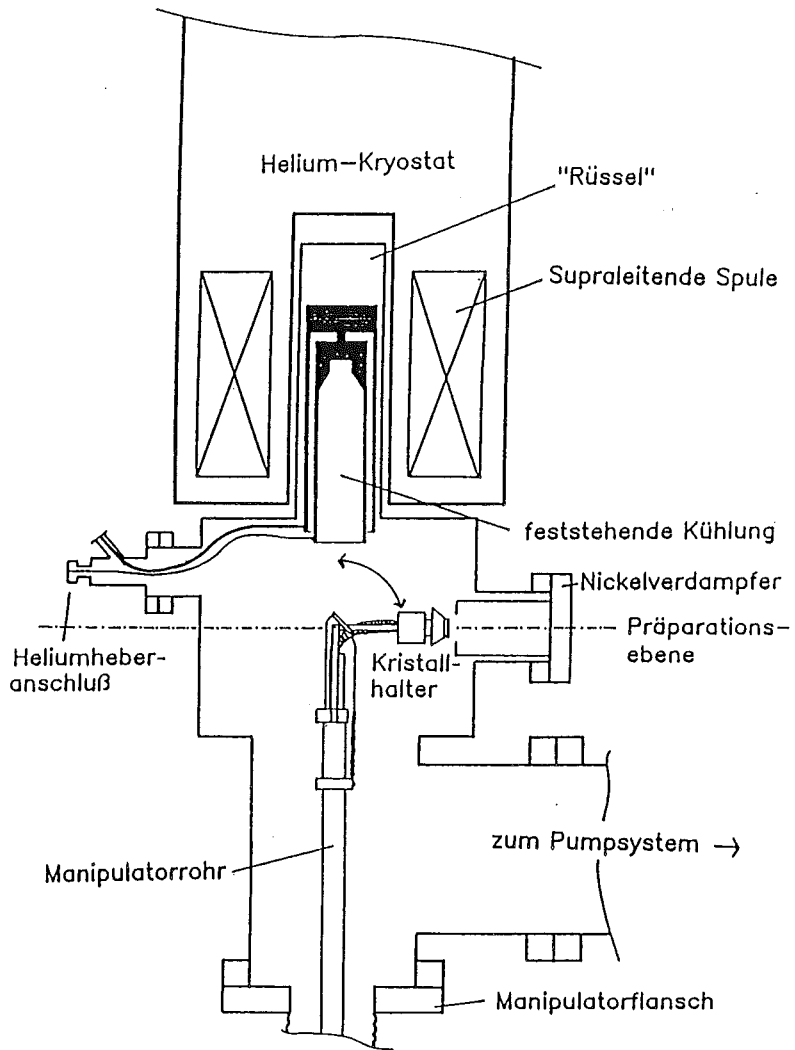


Bild 3.1.1: Vertikaler Schnitt durch die UHV-Apparatur.

wird typisch eine Rate von 1 ML/min benutzt. Eine Monolage (ML) entspricht $7.8 \cdot 10^{14}$ Atomen/cm². Während des Aufdampfens beträgt der Druck weniger als $8 \cdot 10^{-8}$ Pa.

Zur Messung von Halleffekt und Magnetoleitfähigkeit steht eine supraleitende Spule mit maximal 4.5 T Induktion zur Verfügung, die für eine Messung über eine zylindrische Ausbuchtung der Anlage gefahren wird.

Der Basisdruck von $5 \cdot 10^{-9}$ Pa wird nach Ausheizen der Anlage bei 250°C (2 Tage) durch eine 125 l/sec Ionengetterpumpe erzeugt. Ein 1000 l/sec Titansublimator kann bei Bedarf zur Unterstützung eingesetzt werden.

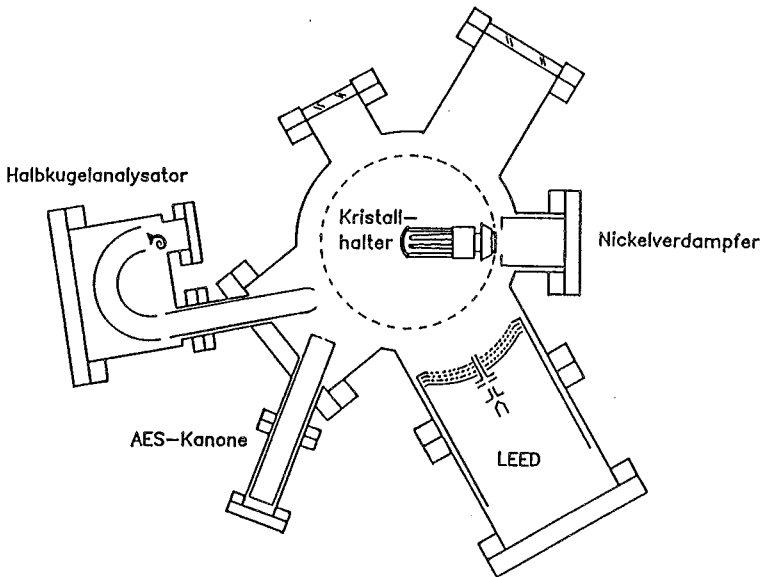


Bild 3.1.2: Schnitt durch die Präparationsebene der UHV-Apparatur.

3.2 Das Kühlsystem

Durch den Einsatz von Federbälgen und spiralförmig gewickelten Rohrleitungen konnte eine bewegliche Kühlung entwickelt werden, auf die der Kristall fest montiert wird. Mit dieser Kühlung kann der Kristall an jeder beliebigen Position gekühlt werden. Als Kühlmittel kann je nach Temperaturbereich flüssiges Helium oder fl. Stickstoff oder erwärmte Luft benutzt werden.

Eine zweite festmontierte Kühlung in der zylindrischen Ausbuchtung dient im wesentlichen zur thermischen Abschirmung. Bei Einsatz beider Kühlungen wird eine minimale Temperatur von 14 K am Kristall erreicht.

3.3 Der Kristallhalter

Der konisch geformte He-gekühlte Kupferblock bildet die Aufbauplattform des Kristallhalters. Acht konzentrische Bohrungen ermöglichen die Durchführung von Kontakten und Temperaturfühlern. Vier quadratisch angeordnete Molybdänblöcke bilden die unteren Auflagepunkte des Kristalls (Bild 3.3.1). Die Blöcke sind über Keramikunterlegscheiben fest und isoliert an den Kühlblock angeschraubt und dienen gleichzeitig als elektrische Zuführungen. Jede Ecke des Kristalls wird mit Molybdänklammern an den Blöcken festgezogen. Dadurch ist ein guter elektrischer Kontakt und eine gute Ankopplung an die Kühlung gewährleistet.

In einer Bohrung des Kupferblocks ist ein Keramikrohr mit einem Wolframfilament eingebaut. Mit dieser Heizpatrone kann der Block auf 450 K erwärmt werden. Unterhalb des Kristalls befindet sich ein mäanderförmiges Filament, das als Quelle für eine Elektronenstoßheizung dient. Die Leistung dieser Heizung reicht aus, um das Silizium bis zum Schmelzpunkt aufzuheizen (ca. 1600 K).

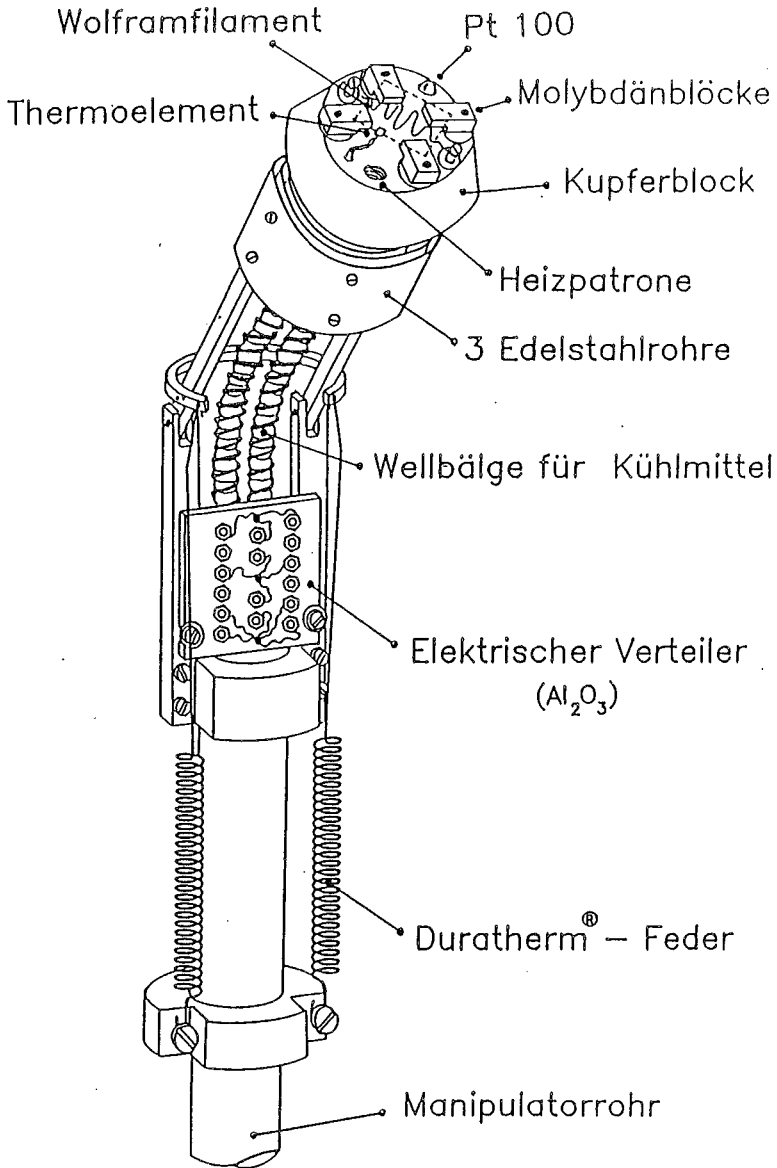


Bild 3.3.1: Der heliumgekühlte schwenkbare Kristallhalter.

Die Temperaturmessung im Bereich von 200-1000 K erfolgt mit einem Ni/NiCr-Thermoelement, das mit einer Tantalklammer seitlich am Kristall befestigt ist. Für die Bestimmung der Temperatur im Bereich von 14-300 K wird ein Platinwiderstand benutzt, der im Kühlblock eingebaut ist. Die Annahme eines nur geringen Temperaturunterschiedes zwischen Block und Kristall wird durch die Messung einer nur kleinen Hysterese im Widerstand des Kristalls während des Einkühlens bzw. Auftauens bestätigt.

3.4 Die Kristallpräparation

Die quadratischen Proben wurden aus 0.38 mm dicken, hochohmigen Si(111)-Wafern gesägt (300 Ohmcm, Phosphor dotiert). Bild 3.4.1 zeigt eine fertige Probe; die Schlitze dienen zur Reduktion des Meßfehlers (29).

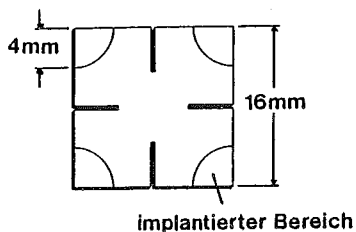


Bild 3.4.1: Geometrie der Siliziumprobe.

Die wesentliche Schwierigkeit bei der Präparation der Kristalle liegt in der Realisierung eines guten elektrischen Kontaktes zwischen Aufdampfschicht (Substrat) und den Meßkontakten. Versuche mit einlegiertem Molybdänkontakten waren sehr unbefriedigend, da sich unterhalb von 70 K Probentemperatur große Unsicherheiten in den Meßwerten zeigten. Dieses Verhalten läßt sich verstehen, wenn kein direkter Überlapp zwischen Schicht und Kontaktbereich existiert und der Strom über kleine Strecken des Siliziumsubstrats fließt. In diesen Fall bilden sich an den

Metall-Halbleiterübergängen Schottky-Dioden mit einer deutlichen Temperaturabhängigkeit aus. Untersuchungen im Rasterelektronenmikroskop zeigen die Mo-Kontaktbereiche als zerrissene und blättrige Strukturen.

Die Methoden der modernen Halbleitertechnologie bieten hier einen Ausweg. Das Silizium wird in den Kontaktbereichen bis zur Entartung dotiert, und so ein guter elektrischer Übergang erreicht.

Dazu wurden Bor-Ionen mit einer Energie von 100 keV durch ein Streuoxid hindurch bis zu einer Tiefe von 0.5 μm in die Kontaktbereiche implantiert. Die benutzte Dosis von $3 \cdot 10^{16} \text{As/cm}^2$ erzeugt dabei p-Ladungsträger von über $10^{21}/\text{cm}^3$.

Diese Behandlung, sowie das nötige elektrische Aktivieren der Störstellen durch Ausheilen, wurden dankenswerterweise im Institut für Halbleitertechnologie der Universität Hannover durchgeführt.

Die gesägten Kristalle wurden anschließend chemisch gereinigt, und mit einem dünnen Schutzoxid versehen, in die Anlage eingebaut. Die endgültige Präparation der Si-Oberfläche erfolgt im UHV durch Aufheizen des Kristalls auf ca. 1400 K. Dabei verdampft das dünne Oxid und man beobachtet anschließend die für reine Siliziumoberflächen charakteristische 7×7 -Rekonstruktion. In den meisten Fällen wurde allerdings eine Restverunreinigung mit Kohlenstoff im Augerelektrenspektrum festgestellt ($\text{Si}_{\text{LVV}} : \text{C}_{\text{KLL}}$ ca. 50 : 1).

3.5 Computergesteuerte Meßwertaufnahme

Ein vom Computer gesteuerter Relais-Umschalter (Bild 3.5.1), sowie vom Computer ansteuerbare Digitalvoltmeter sorgen für eine automatische Meßwertaufnahme, nachdem der Meßstrom und die Genauigkeit der Spannungsmessung ($< 10^{-6}V$) eingegeben werden. Wenn nicht ausdrücklich anders angegeben sind die hier vorgestellten Meßwerte von Widerständen und Hallspannungen die Mittelwerte aus acht Messungen nach Permutation von Kontakten und Stromrichtung. Je nach Art der Messung können andere Parameter, wie Schwingquarzfrequenz und Thermo- spannung zusätzlich bestimmt werden.

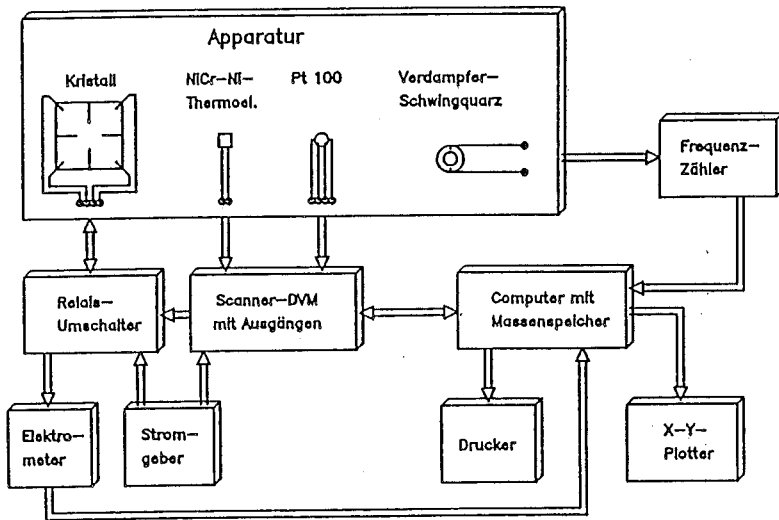


Bild 3.5.1: Blockschaltbild der elektrischen Meßanordnung.

3.6. Messungen des Hall-Effektes und der Magnetoleitfähigkeit

Aufgrund der Unsymmetrie zwischen den nach der van-der-Pauw-Methode gemessenen Widerständen R_{ABCD} und R_{BCDA} existiert ein sogenannter Null-Hall-Effekt, der von der gemessenen Hallspannung abgezogen werden muß. Der Wert von R_{ABCD}/R_{BCDA} variiert nach Bedampfen mit Ni zwischen 1-1.1. Das Verhältnis der gemessenen Vierpunktsspannung zu der Hallspannung ist hier typisch 200.

Das heißt, daß eine möglicherweise Überlagerte Hallspannung das Ergebnis der Magnetowiderstandsmessung verfälschen könnte, da hier mit einer relativen Genauigkeit von $2 \cdot 10^{-6}$ gemessen wird.

Um diesen Einfluß der Hallspannung zu ermitteln, wurde die Richtung des Magnetfeldes umgepolt und der Magnetowiderstand magnetfeldabhängig gemessen. In Bild 3.6.1 ist für eine 10 ML dicke NiSi_2 -Schicht eine kleine Differenz zwischen den Magnetoleitfähigkeiten bei -4.5 T und 4.5 T zu erkennen. Gleichzeitig wird eine Drift der Temperatur während der Messung von -4.5 T \rightarrow 4.5 T um 1 K beobachtet, die auch diese Differenz erzeugen würde.

Messungen bei denen das Magnetfeld von 4.5 T \rightarrow -4.5 T verändert wurde und die Temperaturdrift ebenfalls etwa 1 K beträgt, zeigen das umgekehrte Vorzeichen für die Differenz der Magnetoleitfähigkeiten. Daraus folgt, daß die gemessenen Differenzen durch eine Temperaturdrift und nicht durch eine überlagerte Hallspannung erzeugt werden.

Für eine Genauigkeit von $2 \cdot 10^{-6}$ war es unbedingt nötig vor und nach jeder Magnetowiderstandsmessung den Widerstand bei Magnetfeld 0 zu ermitteln. Der Magnetowiderstand errechnet sich dann aus:

$$R(B) = R(B) - .5 \cdot (R_1(0) + R_2(0))$$

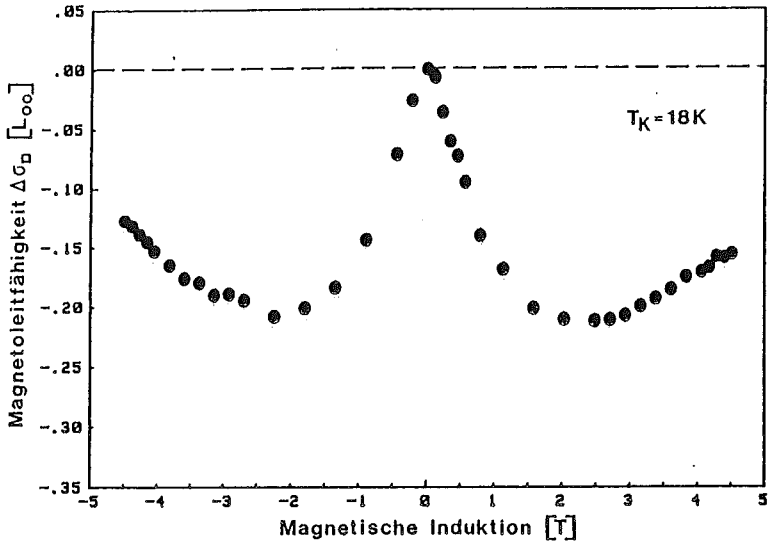


Bild 3.6.1: Magnetfeldabhängigkeit der Magnetoleitfähigkeit bei Umkehrung der Magnetfeldrichtung. Die Schicht ist 10 ML dick und wurde auf 710 K geheizt.

4. MESSSERGEBNISSE

4.1 Der Leitwert während des Aufdampfens von Nickel auf Si(111)- und NiSi₂(111)-Oberflächen

Nachdem der Widerstand, Halleffekt und Magnetowiderstand der reinen Siliziumprobe im Temperaturbereich von 16-400 K aufgenommen (28) und die Kristalloberfläche durch ein kurzes Heizen auf ca. 900 K von adsorbierten Molekülen befreit ist, wird Nickel auf die Oberfläche aufgedampft. Dabei wird der Gesamtleitwert während des Aufdampfens als Funktion der Aufdampfzeit (Bedeckung) gemessen. Um mehr Messpunkte zu erhalten wird hierbei für die Widerstandsmessung nur eine Meßkonfiguration benutzt. Zusätzlich werden die Änderung der Schwingquarzfrequenz, sowie die Kristall- und Blocktemperatur bestimmt.

Für 9.4 ML bzw. 28 ML dicke Nickel-Aufdampfschichten zeigen die Bilder 4.1.1 und 4.1.2 den gegen die Schichtdicke aufgetragenen Verlauf des Leitwertes.

Charakteristisch für alle auf 7x7-Oberflächen aufgebrachtten Nickelschichten ist der lineare Bereich zwischen 4-12 ML. Aus der Steigung ergibt sich ein Leitwert pro ML Ni von .09-.1 mA/V. Ebenso reproduzierbar ist der Achsenabschnitt von ca. 2 ML, innerhalb dessen nur der Leitwert des Siliziumsubstrates gemessen wird.

In Bild 4.1.2 ist zu erkennen , daß ab ca. 12 ML Schichtdicke eine Abweichung vom linearen Verlauf auftritt, die auf eine Veränderung in der aufwachsenden Schicht hinweist.

Allen Aufdampfmessungen auf 7x7-Oberflächen ist gemeinsam, daß sie keine Abhängigkeit von der Temperatur (305-380 K) oder der Aufdampftrate (0.3-2 ML/min) zeigen.

Eine "tote" Schicht von 4 ML Ni wird dagegen beim Aufdampfen auf eine "1x1"-Oberfläche beobachtet. Trotzdem wird ab 6 ML ein linearer Anstieg des Leitwertes gemessen, der die gleiche

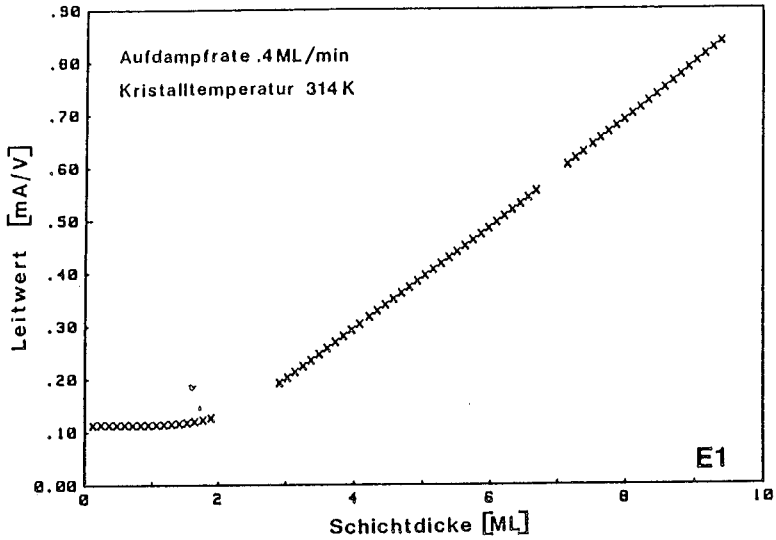


Bild 4.1.1: In situ Leitfähigkeitsmessungen während des Aufdampfens von Nickel.

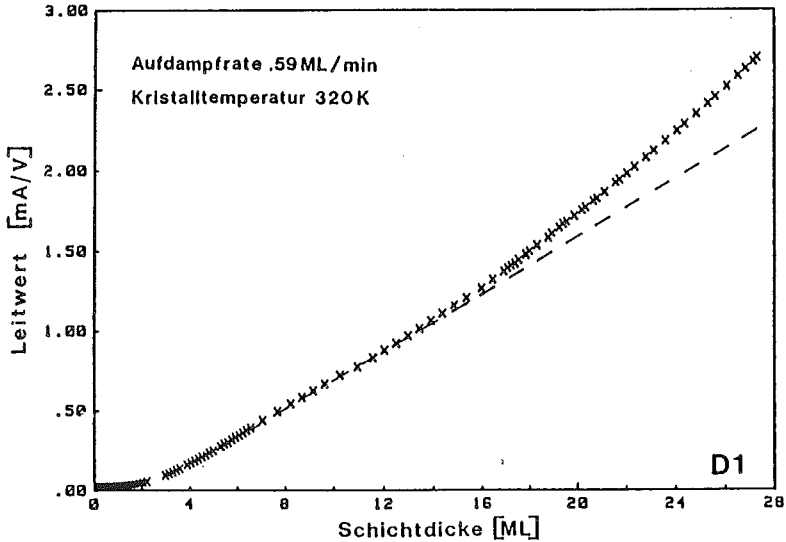


Bild 4.1.2: Zunahme der Steigung ab Schichtdicken von 12-15 ML Nickel (gestrichelt: Steigung mit .095 mA/V).

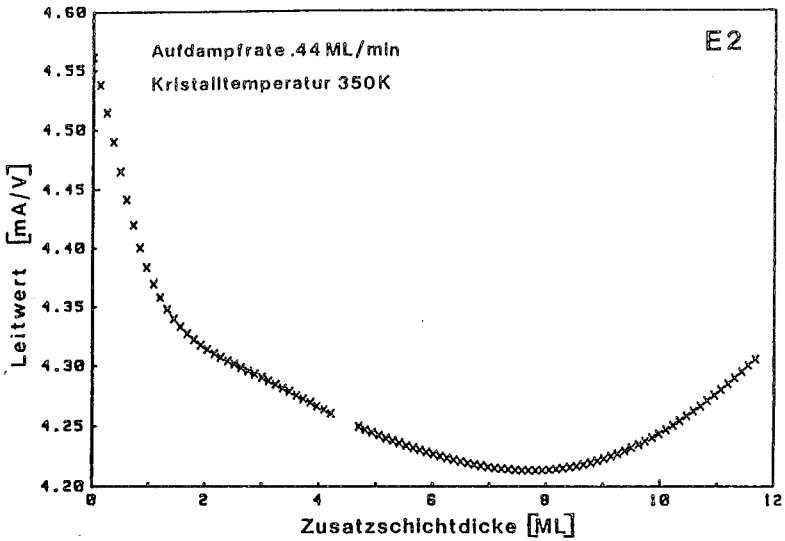


Bild 4.1.3: Leitwertsänderung beim Bedampfen einer 2.9 nm dicken NiSi₂(111)-Schicht.

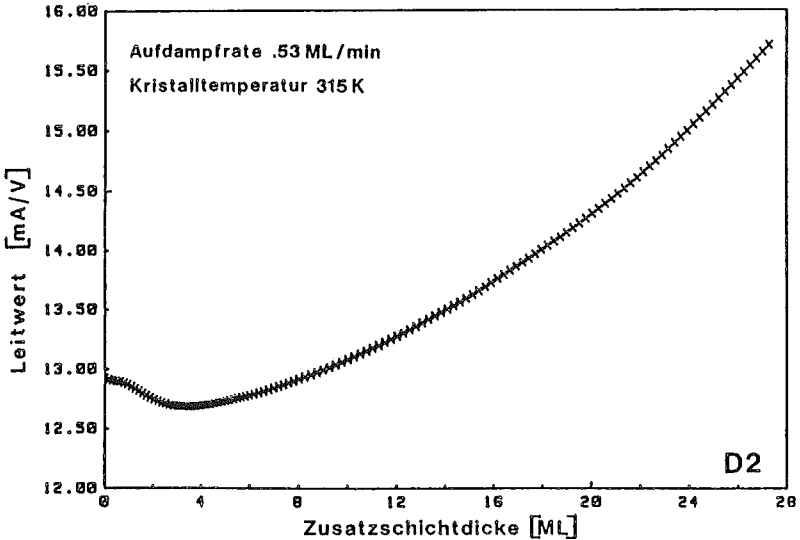


Bild 4.1.4: Leitwertsänderung beim Bedampfen einer 8.7 nm dicken NiSi₂-Schicht.

Steigung von 0.1 mA/V wie beim Aufdampfen auf die frische 7x7-Oberfläche hat.

Die "1x1" wurde durch Heizen auf über 1100 K einer mit 3 ML Ni vorbedeckten Si(111)-7x7-Oberfläche hergestellt.

Im Gegensatz zu den von der Aufdampfrate unabhängigen Ergebnissen von Ni/Si(111) ist bei Ni/NiSi₂(111) die gemessene Leitwärtsänderung von der Temperatur, Aufdampfrate und der Vorbehandlung des Kristalls mitbestimmt.

Für Zusatzschichtdicken von 12 bzw 27.5 ML Ni ist die Leitwärtsänderung beim Bedampfen auf NiSi₂(111)-Oberflächen in den Bildern 4.1.3 und 4.1.4 abgebildet.

Qualitativ kann man die Beobachtungen folgendermaßen zusammenfassen:

Der Anfangsleitwert des NiSi₂ wird durch die ersten beiden ML Ni um 0.2-0.3 mA/V abgesenkt.

Weitere 3-6 ML Ni erzeugen nur noch eine geringfügige Abnahme des Leitwertes.

Ab 6-8 ML wird der Leitwert wieder deutlich größer, wobei die Steigung mit der Schichtdicke zunimmt.

Für eine dicke Schicht von 150 ML Ni auf Si(111) wird eine Endsteigung von ca. 0.55 mA/V pro ML Nickel ermittelt (31).

4.2. Die Abhängigkeit des Leitwertes von der Heiztemperatur

Eine der interessantesten Fragen ist, bei welcher Temperatur und mit welchen Zwischenprodukten reagiert Ni/Si(111) zu NiSi₂ und welchen Einfluß hat die Kristallinität der Oberfläche auf den Leitwert der reagierten Schicht.

Dazu wurden Nickelschichten unterschiedlicher Anfangsdicke schrittweise hochgeheizt, 3 min auf Temperatur gehalten und anschließend die Temperaturabhängigkeit des Leitwertes ausgemessen.

Dabei zeigt sich, daß für zusammenhängende homogene NiSi₂-

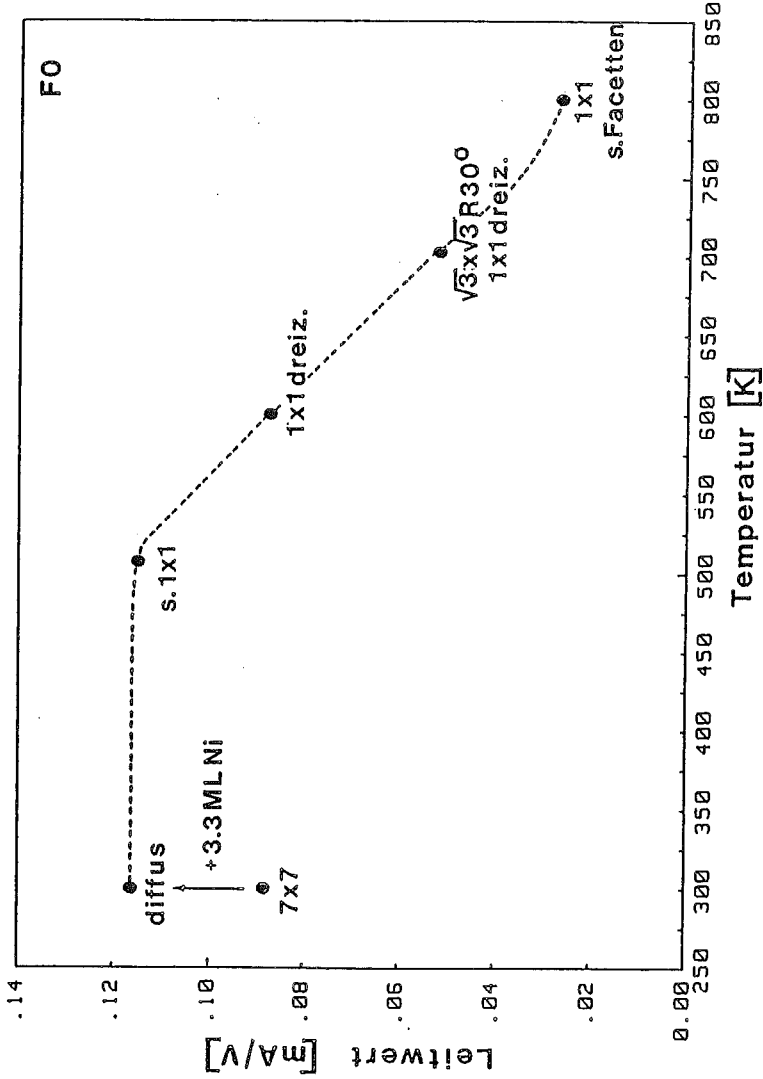


Bild 4.2.1: Heiztemperaturabhängigkeit der Struktur der Oberfläche und des Leitwertes einer sehr dünnen Nickelaufdampfschicht.

Schichten eine Ausgangsbedeckung von > 7 ML Ni notwendig ist.

Als Beispiel zeigt Bild 4.2.1 die Heiztemperaturabhängigkeit einer 3.3 ML dicken Ni-Schicht. Zu den gemessenen Leitwerten ist auch jeweils das beobachtete LEED-Bild angeführt.

Mit steigender Heiztemperatur werden die Strukturen bis 700 K deutlicher. Bei dieser Temperatur wird eine dreizählige 1×1 beobachtet, wie sie für NiSi_2 bekannt ist (20).

Die hier beobachtete Strukturenfolge von $\sqrt{3} \rightarrow 1 \times 1$ dreiz. $\rightarrow 1 \times 1$ stimmt mit anderen Untersuchungen gut überein (23,24).

Der Leitwert ist hier direkt nach dem Aufdampfen um 0.03 mA/V gestiegen und verändert sich erst nach Heizen auf 600 K. Er fällt zunächst auf ungefähr den Ausgangswert des Si-Substrates ab und sinkt dann weiter für erneute Heizschritte bei höheren Temperaturen.

Erklärbar ist dieses Verhalten mit einem Aufreißen der dünnen leitenden Schicht, sowie einer ab ca. 700 K beginnenden Dotierung des Substrates mit Ni-Atomen. Besonders deutlich wird diese Dotierung durch das Messen großer Hallspannungen für Heiztemperaturen > 700 K.

Eine für Schichtdicken > 8 ML charakteristische Abhängigkeit des Leitwertes von der Heiztemperatur zeigt Bild 4.2.2. Der Leitwert steigt monoton ab ca. 470 K und hat im Temperaturbereich von 600-650 K seine größte Zunahme. Aus der Gesamtzahl der untersuchten Proben geht ein Leitwertmaximum zwischen 740-780 K hervor. Oberhalb 780 K verringert sich der Leitwert deutlich, die NiSi_2 -Schicht bricht in Inseln auseinander.

Bild 4.2.3 zeigt das entsprechende Diagramm für die 28 ML dicke Schicht. Bei dieser Probe zeigte sich gegenüber dem Ausgangswert nach Aufdampfen erstmalig eine Verringerung des Leitwertes um ca. 0.7 mA/V durch Heizen bei 460 K.

Bemerkenswert ist, daß die Abweichung von der Geraden während des Aufdampfens mit ca. 0.5 mA/V in der gleichen Größenordnung ist (Bild 4.1.2).

Die Beobachtung dieses Leitwertminimums war Anlaß die

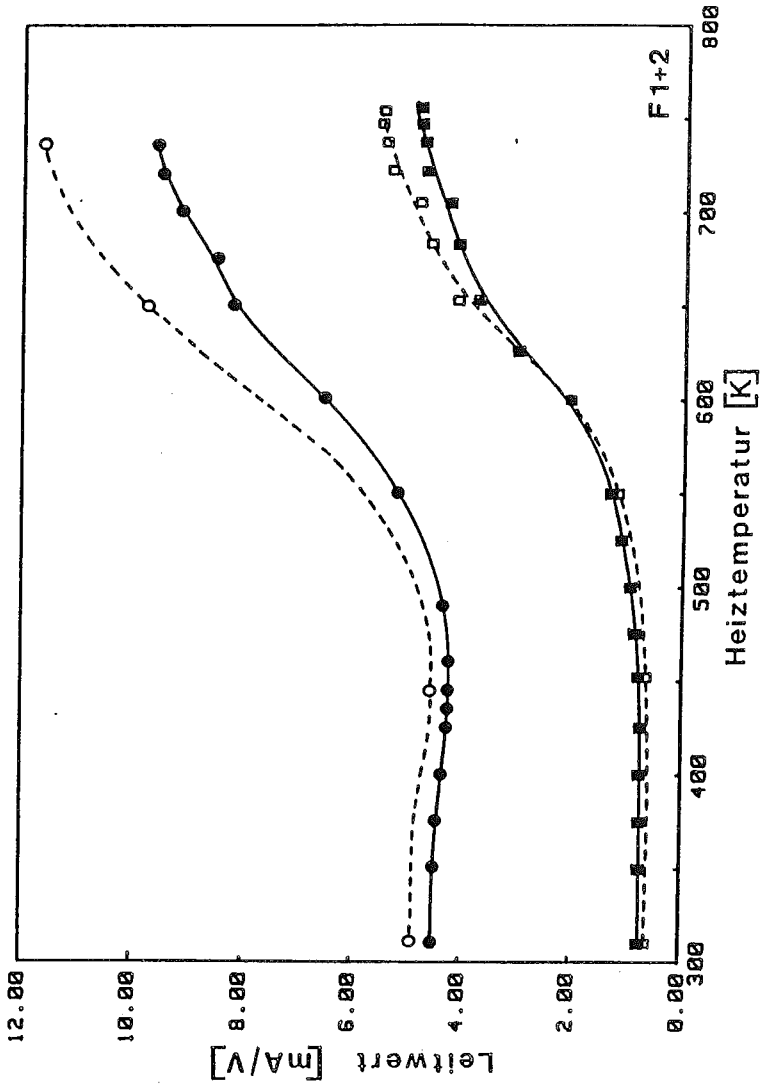


Bild 4.2.2: Heiztemperaturabhängigkeit des Leitwertes für eine 11.7 ML dicke Nickelschicht (● bei 300 K; ○ bei 20 K). Darüber ist die Leitwertänderung einer zweiten, auf das durchreagierte NiSi₂ aufgedampften, 8.2 ML dicken Zusatzschicht dargestellt (■ bei 300 K; ○ bei 20 K).

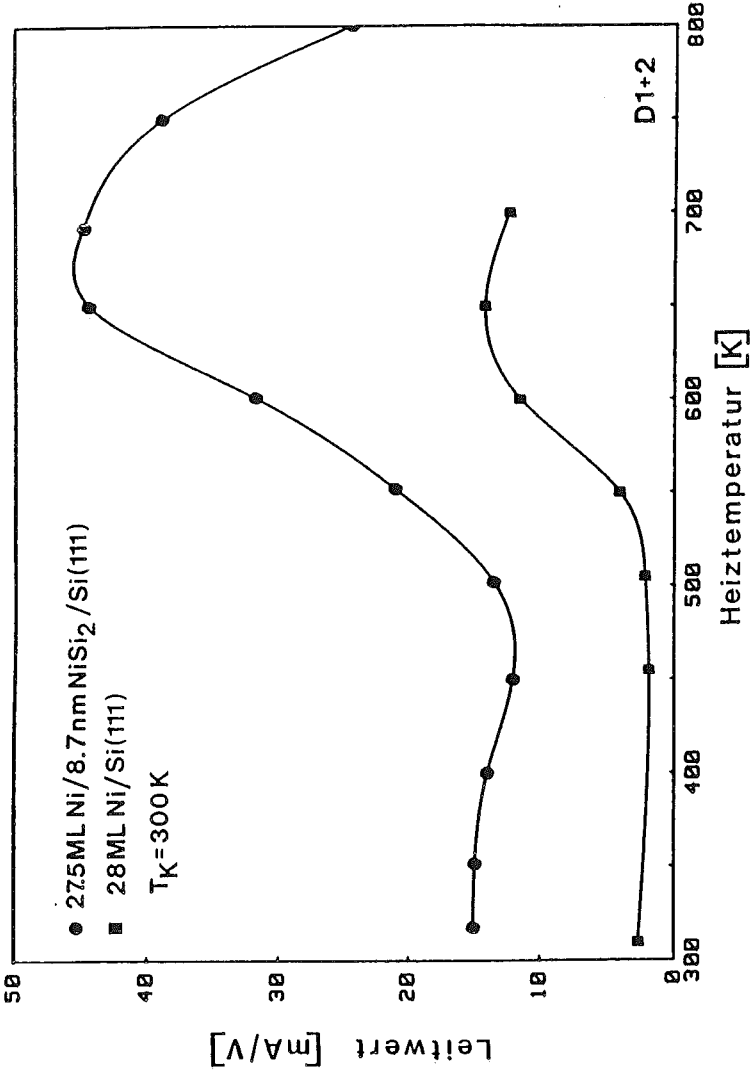


Bild 4.2.3: Heiztemperaturabhängigkeiten dickerer Schichten. Beide Kurven haben ein Minimum des Leitwertes bei 460 K.

Heiztemperaturschritte in den nachfolgenden Experimenten zu verkleinern.

Die Abhängigkeit des Leitwertes von der Kristalltemperatur wird durch die bei ca. 18 K aufgenommenen Werte in Bild 4.2.2 deutlich. Bis 550 K Heiztemperatur ist nur eine schwache Temperaturabhängigkeit im Meßbereich von 18-350 K zu erkennen. Der beobachtete negative Temperaturkoeffizient läßt sich durch das Ausfrieren von Ladungsträgern im parallel geschalteten Silizium erklären.

Ab 650 K ist der Wechsel zum positiven Temperaturkoeffizienten erkennbar, wie er für ein gutes Metall zu erwarten ist.

Auf die durchreagierten Schichten wurde eine zweite (oder weitere) Ni-Schicht aufgedampft, um das sequentielle Wachstum von NiSi_2 zu untersuchen.

In den Bildern 4.2.2 und 4.2.3 ist die Heiztemperaturabhängigkeit des Leitwertes auch für diese Schichten gezeigt. Übereinstimmend ist ein Minimum bei 450 K sichtbar. Der steile Leitwertanstieg und die Lage des Maximums entsprechen den Beobachtungen der jeweiligen 1. Schicht.

Die Höhe des Leitwertmaximums für die 27.5 ML dicke zweite Aufdampfschicht ist außergewöhnlich. Möglicherweise ist bei diesem Heizschritt NiSi entstanden, das von allen bekannten Siliziden den besten Leitwert pro ML Ni besitzt.

Die nachfolgenden Temperaturschritte in diesem Experiment sind leider zu groß, um eine nachfolgende NiSi_2 -Phase zu bestätigen oder aber auszuschließen.

Insgesamt betrachtet variieren die gemessenen spezifischen Widerstände, die eindeutig NiSi_2 zugeordnet werden können, nur wenig. In einem Bereich von 2.5-8.7 nm Siliziddicke wurden spez. Widerstände von 58-64 μOhmcm gemessen (siehe Tabelle II).

Eine Schichtdickenabhängigkeit ist nur schwach vorhanden, die Grenzflächen sind demzufolge relativ glatt.

Zwar stimmen die hier beobachteten spez. Widerstände mit

denen älterer Dünnschichtuntersuchungen überein (31), doch für epitaktische NiSi_2 -Filme wird inzwischen ein Wert von 34-40 μOhmcm angegeben (32).

Eine Ursache für den Unterschied könnte allerdings in den Herstellungsbedingungen bestehen. Während hier maximal 30 nm dicke Ni-Schichten in kurzen Temperschritten, mit dazwischenliegenden langen Standzeiten, sukzessiv zu NiSi_2 reagiert werden, ist es sonst üblich, mehr als 100 nm dicke Schichten in einem einzigen längeren Heizvorgang zu bearbeiten.

4.3 Temperaturabhängigkeit der Leitwerte ausgeheilter NiSi_2 -Schichten

Da NiSi_2 ein Metall ist, sollte man die in Kapitel 2.3 beschriebene Temperaturabhängigkeit erwarten.

In Bild 4.3.1 sind für zwei verschieden präparierte Proben die Leitwerte gegen die Kristalltemperatur aufgetragen.

Für eine 2.9 nm dicke Silizidschicht auf $\text{Si}(111)\text{-}7\times 7$ fällt ein ausgeprägtes Minimum bei ca. 70 K auf. In diesem Temperaturbereich werden die Ladungsträger des mit Phosphor dotierten Si-Substrates aktiviert und schalten sich zur Silizidschicht parallel.

Eine Möglichkeit, das störende Substrat zu passivieren, ist eine Dotierung mit einer geringen Menge Nickel. Die tiefen Störstellen des Nickels ($E_1 = E_C - .37 \text{ eV}$ und $E_2 = E_V + .24 \text{ eV}$) nehmen die Elektronen der Phosphordotierung auf und werden erst ab ca. 220 K aktiviert.

Um eine derartige Probe herzustellen, wurden 3 ML Ni auf eine 7×7 -Oberfläche aufgebracht und 3 min lang bei 1100 K geheizt. Wie zu erwarten war, zeigte das LEED-Bild nach dieser Behandlung eine "1x1" (24).

Anschließend wurde eine 3.6 nm dicke NiSi_2 -Schicht auf diesem Kristall hergestellt. Bild 4.3.1 zeigt für diese Schicht die typisch metallische Temperaturabhängigkeit bis 220 K.

Oberhalb 220 K macht sich die Aktivierung der Ni-Störstellen bemerkbar, während für das unbehandelte Silizium die

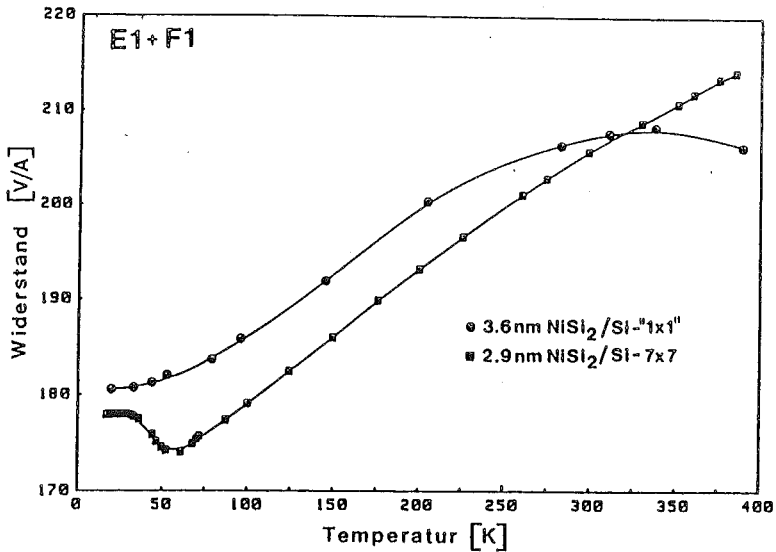


Bild 4.3.1: Abhängigkeit des Widerstandes von der Proben-temperatur für dünne NiSi₂-Schichten auf unterschiedlich dotierten Si-Substraten.

Eigenleitung erst über 400 K die Widerstandscharakteristik verändert.

Interessant ist auch der Vergleich beider Schichten im Temperaturbereich des Restwiderstandes. Hier fällt der trotz größerer Schichtdicke höhere spez. Widerstand der auf der mit Nickel dotierten Probe hergestellten NiSi₂-Schicht auf.

So wird hier auch eine deutliche Schichtdickenabhängigkeit des spez. Widerstandes beobachtet. Während für 3.6 nm Siliziddicke 75 μOhmcm gemessen werden, erhält man nach Reaktion von zusätzlich 8.2 ML Ni (Gesamtdicke 6.2 nm) einen spez. Widerstand von 64 μOhmcm .

Dieser Unterschied könnte mit der Streuung an einer rauen Grenzfläche NiSi₂/Si(111) zusammenhängen, da die "1x1", als Übergang von der $\sqrt{19} \times \sqrt{19} R25.7^\circ$ zur 7x7 Rekonstruktion, eine relativ ungeordnete Oberfläche darstellt.

4.4 Halleffektmessungen an Ni/Si(111)

Neben der Charakterisierung einer dünnen elektrisch leitenden Schicht durch den spezifischen Widerstand, ist die Messung der Ladungsträgerkonzentration mittels des Hall-Effektes eine zweite wichtige Information.

Gemessene Werte von R_H/d zeigt Bild 4.4.1 für eine Kristalltemperatur von 18 K. Oberhalb 30 K verhindert die hohe Beweglichkeit der Ladungsträger des parallel geschalteten Substrat eine sinnvolle Messung des Hallkoeffizienten der dünnen Schicht.

Deutlich ist zu erkennen, wie der nahezu konstante Wert im Temperaturbereich 450-550 K für die 1. Aufdampfschicht durch zwei weitere Temperschnitte bei 600 K und 650 K fast sprunghaft auf einen Sättigungswert ansteigt. Aus diesem Sättigungswert errechnet sich für eine 3,6 nm dicke Schicht $NiSi_2$ ein Hallkoeffizient von $3,8 \cdot 10^{-10} \text{ m}^3/\text{As}$.

Nach Aufdampfen einer 8 ML Ni dicken zweiten Schicht sinkt R_H/d und bleibt bis ca. 500 K konstant. Gestrichelt ist der Aufgrund der Beobachtungen an der 1. Aufdampfschicht erwartete Kurvenverlauf eingetragen. Der Meßwert bei 650 K liegt bei der zweiten Schicht deutlich über dem später bei 750 K für $NiSi_2$ gemessenen Hallkoeffizienten von $4,2 \cdot 10^{-10} \text{ m}^3/\text{As}$ (6,2 nm Schichtdicke). Daß der Sättigungswert nicht schon bei 650 K erreicht wird, könnte ein Hinweis auf eine Verlangsamung der Reaktion durch die vorhandene Silizidschicht sein. So beobachten auch andere Autoren, daß für dickere Aufdampfschichten höhere Temperaturen und längere Heizzeiten zur Bildung von $NiSi_2$ benötigt werden (20).

Aus Messungen an weiteren $NiSi_2$ -Schichten wird ein gemittelter Hallkoeffizient von ca. $4,4 \cdot 10^{-10} \text{ m}^3/\text{As}$ bestimmt (Meßtemperatur 18 K).

Der von Colgan und Mitarbeitern gemessene Wert von $3,1 \cdot 10^{-10} \text{ m}^3/\text{As}$ ist wegen der Herstellungstemperatur von 800°C und der Meßtemperatur von 20°C fragwürdig (33). Im Rahmen der Messgenauigkeit ist eine Übereinstimmung mit den Werten von

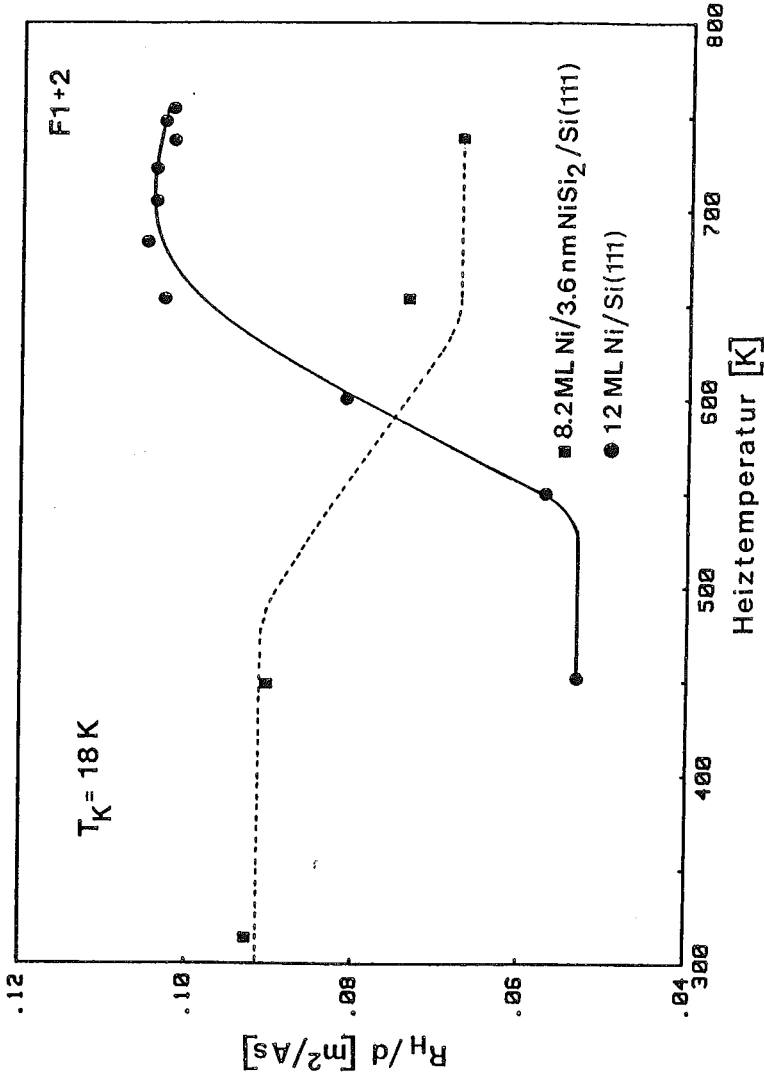


Bild 4.4.1: Heiztemperaturabhängigkeit der Hallspannung bei 4.5 T Induktion.

Neshphor (34) und Adamski (35) vorhanden, die den Wert der Hallkonstanten auf etwa $3.8 \cdot 10^{-10} \text{ m}^3/\text{As}$ festlegen.

4.5 Messungen der Magnetleitfähigkeit

Die Möglichkeit, die im UHV präparierten und geheizten Schichten anschließend auf Temperaturen unter 20 K zu kühlen, ermöglicht den Versuch, die Magnetleitfähigkeit, hier insbesondere die Magnetfeldabhängigkeit, zur Charakterisierung der Silizidbildung heranzuziehen.

Erste Messungen von Adamski (30) zeigten, daß ein Temperatur- und magnetfeldabhängiger Magnetowiderstand in dünnen kristallinen NiSi_2 -Schichten existiert. Die dortige Auswertung ergab eine Interpretation im Rahmen der schwachen Lokalisation mit starker Spin-Bahn-Streuung.

Die ersten Probemessungen der Magnetfeldabhängigkeit des transversalen Magnetowiderstandes wurden auch hier an durchreagierten NiSi_2 -Schichten vorgenommen und zeigen trotz unterschiedlicher experimenteller Verfahrensweisen und verschiedener starker Temperaturdrift eine gute qualitative Übereinstimmung.

Mit der im Kapitel 3.6 beschriebenen Meßvorschrift kann dann eine ausreichende Genauigkeit und eine sehr gute Reproduzierbarkeit der Magnetleitfähigkeitsmessung erreicht werden, sodaß der Einfluß der Heizschritte auf die Magnetleitfähigkeit beobachtbar ist, wie im folgendem beschrieben wird.

Für eine 11.7 ML dicke Nickelaufdampfschicht zeigt Bild 4.5.1 die Magnetfeldabhängigkeit der Magnetleitfähigkeit für verschiedene Heiztemperaturen bis 650 K.

Wie aus den Messungen hervorgeht, ist die Änderung der Leitfähigkeit negativ und nicht größer als .2 % des Absolutwertes. Das heißt, die Leitfähigkeit der Schicht nimmt ab, wenn ein transversales magnetisches Feld eingeschaltet wird.

Die in 4.5.1 gezeigte Kurvenschar zeigt außerdem, daß die

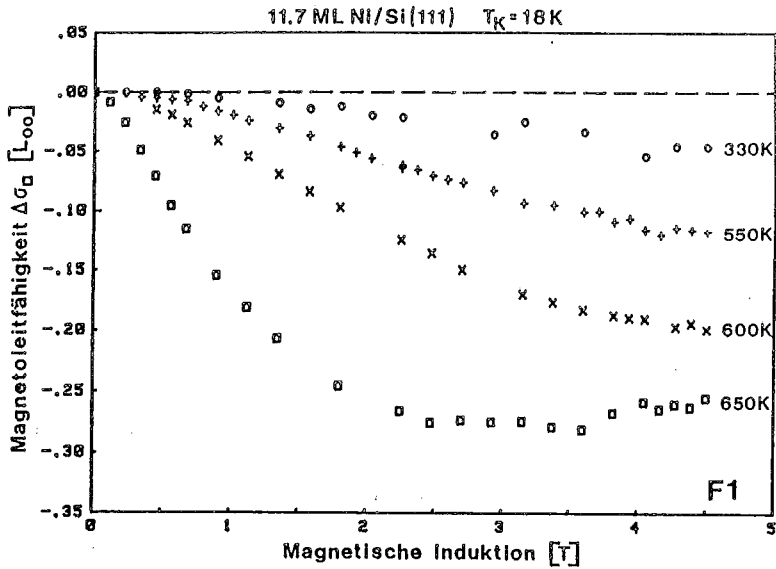


Bild 4.5.1: Magnetfeldabhängigkeit der Magnetoleitfähigkeit nach Heizen (300 - 650 K).

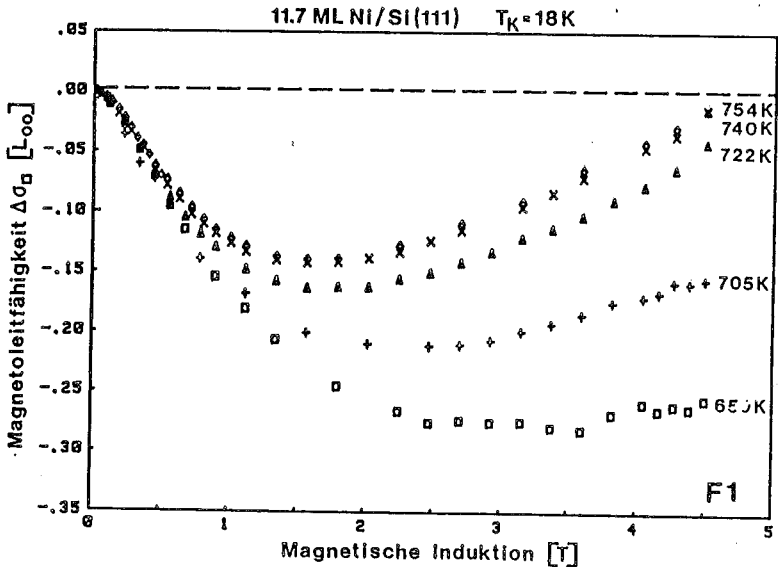


Bild 4.5.2: Magnetfeldabhängigkeit der Magnetoleitfähigkeit nach Heizen (650 - 754 K).

maximale Änderung der Leitfähigkeit mit zunehmender Heiztemperatur zunächst steigt. Nach Heizen auf 650 K wird ab 2 T eine Sättigung der Magnetleitfähigkeit beobachtet.

Oberhalb 650 K ändert sich die weitere Heiztemperaturabhängigkeit grundlegend. Zusätzlich zu den Beobachtungen bis 650 K, ist jetzt ein Anstieg der Magnetleitfähigkeit für größere Feldstärken ab 2 T zu erkennen.

Insbesondere fällt auf, daß die Anfangssteigung der in Bild 4.5.2 dargestellten Kurven, für alle Heiztemperaturen gleich ist. Das Minimum der Magnetleitfähigkeit verschiebt sich dabei für steigende Temperaturen zu kleineren Feldstärken. Obwohl der Leitwert dieser Schicht nach tempern auf 754 K zurückgegangen ist, wird keine signifikante Änderung der Magnetleitfähigkeit beobachtet.

Im Bereich von 18-25 K konnte keine deutliche Temperaturabhängigkeit des Leitwertes festgestellt werden; trotzdem wurde ein Versuch unternommen, den Einfluß der Temperatur auf die Magnetleitfähigkeit zu bestimmen. Dazu wurde die Magnetfeldabhängigkeit für eine auf 740 K geheizte Schicht bei 5 unterschiedlichen Temperaturen untersucht.

Nachdem die Temperaturdrift weniger als 1K/Std. betrug, konnten die in Bild 4.5.3 dargestellten Meßpunkte aufgenommen werden.

Deutlich ist hier eine Temperaturabhängigkeit der Magnetleitfähigkeit zu erkennen. Mit zunehmender Kristalltemperatur sinkt die maximale Leitfähigkeitsänderung und deren Steigung deutlich, während die allgemeine Form der Magnetfeldabhängigkeit unverändert bleibt.

4.6 Messungen im He-Kryostaten

Obwohl die in der UHV-Anlage erhaltenen Ergebnisse der Magnetfeldabhängigkeit der Magnetleitfähigkeit bereits Aussagen über die Natur und die relativen Stärken der Streumechanismen erlauben, ist die zusätzliche Information, die man aus der Temperaturabhängigkeit sowohl der Leitfähig-

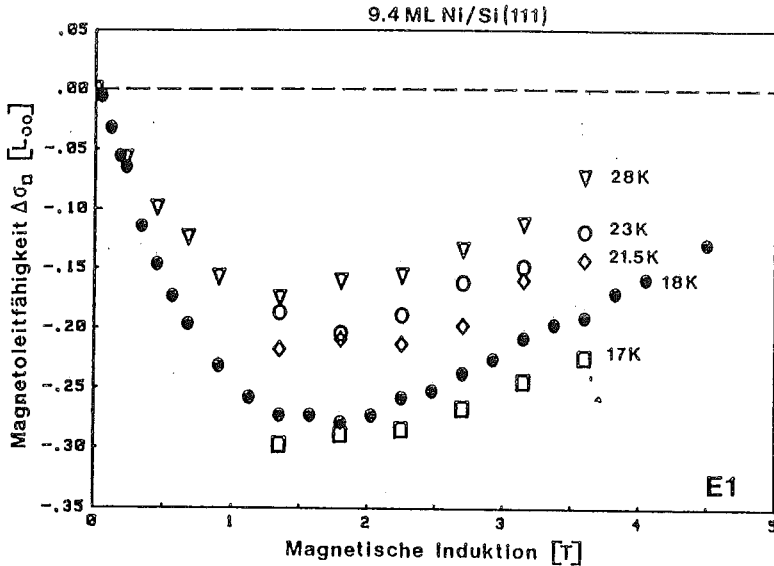


Bild 4.5.3: Temperaturabhängigkeit der Magnetoleitfähigkeit einer reagierten NiSi₂-Schicht in der UHV-Anlage.

keit wie der Magnetoleitfähigkeit erhält, in der UHV-Anlage Aufgrund der relativ hohen Endtemperatur von ca. 16-18 K, nicht zu ermitteln.

Deshalb wurde eine im UHV hergestellte Probe in einem He-Kryostaten transferriert. Mit ihm können Temperaturen bis zu 1.6 K und eine maximale Feldstärke von 0.6 T erzielt werden.

Dabei ergab sich die Gelegenheit, den Widerstand für die bei 754 K hergestellte ca. 6.2 nm dicke NiSi₂-Schicht während und nach dem Belüften der Apparatur zu ermitteln.

Es zeigte sich, daß der Leitwert während der ersten Minuten relativ rasch fiel und danach nur noch unmerklich absank. Die Leitwertsänderung von insgesamt 0.5 mA/V ist jedoch weit kleiner als erwartet, obwohl die NiSi₂-Schicht insgesamt 3 Tage an Luft stand.

Umgerechnet erhält man aus der Leitwertsänderung, daß etwa eine Lage NiSi₂ gegenüber der Ausgangsschicht fehlt und möglicherweise von der Luft oxidiert wurde.

Dies ist im Gegensatz zu Messungen von Rönner (36) und Adamski (35), denen nach dem Transfer zum Teil mehr als fünf

Schichten am Leitwert fehlten.

Um einen Anschluß an die Messungen im UHV herzustellen, wurde zunächst die Magnetfeldabhängigkeit der Magnetleitfähigkeit bei konstanten Temperaturen von 1.6 bzw. 4.2 K aufgenommen (Bild 4.6.1).

Sehr deutlich ist die ca. 10 mal größere Änderung der Leitfähigkeit gegenüber der in der UHV-Anlage erreichten Werten zu erkennen (vergleiche Bild 4.5.2 754 K).

Relativ gering erscheint stattdessen der Unterschied zwischen den Meßwerten bei 1.6 bzw. 4.2 K Kristalltemperatur.

Die Stärke des hier erreichbaren Magnetfeldes reicht allerdings nur aus, um den steilen Abfall der Magnetleitfähigkeit und dessen Sättigung zu beobachten.

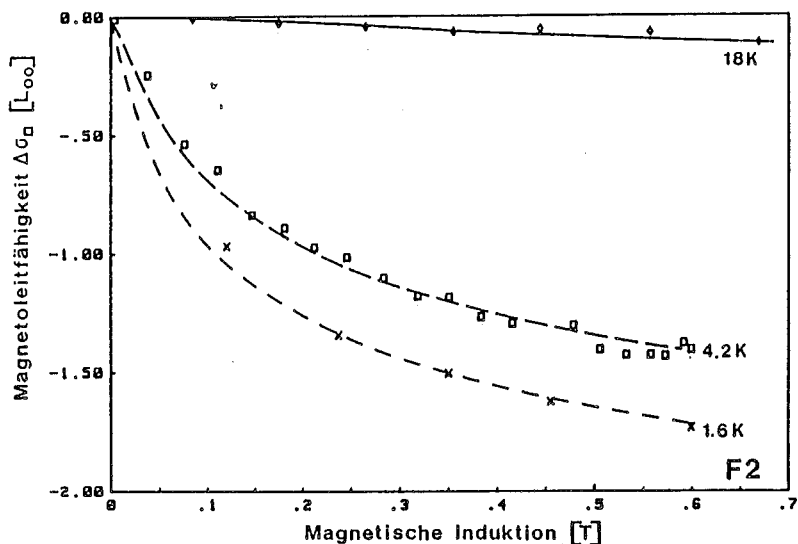


Bild 4.6.1: Magnetfeldabhängigkeit der Magnetleitfähigkeit bei verschiedenen Temperaturen im He-Kryostaten. Die gestrichelten Kurven sind berechnete Temperaturvariationen aus den bei 18 K angepaßten Daten.

6.2 nm NiSi₂

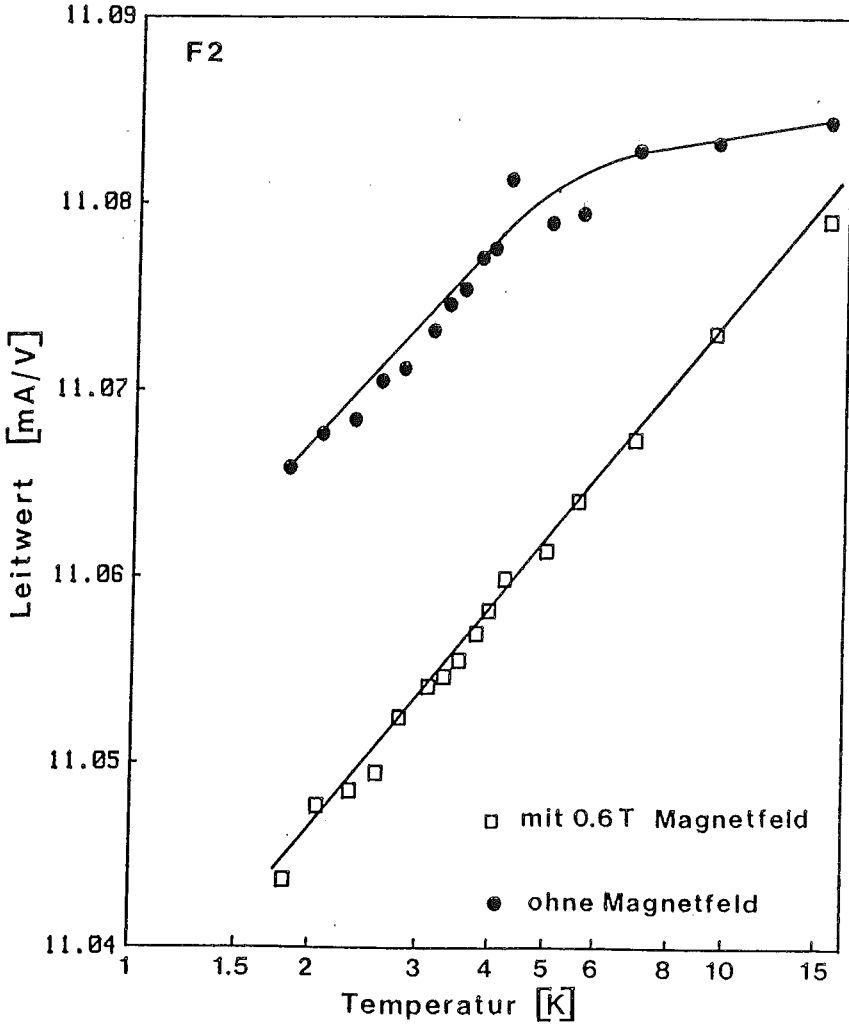


Bild 4.6.2: Temperaturabhängigkeit des Leitwertes mit und ohne Magnetfeld im He-Kryostaten.

Die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit zeigt Bild 4.6.2. Im Bereich von 1.6 - 5 K konnte reproduzierbar eine Proportionalität des Leitwertes mit dem Logarithmus der Temperatur gemessen werden. Die Steigung ist positiv und beträgt 30 $\mu\text{A/V}$ pro Dekade.

Für Temperaturen von 6 - 25 K ist der Leitwert praktisch konstant. Dies stimmt mit der Beobachtung in der UHV-Anlage überein, wo bis 25 K ebenfalls keine nennenswerte Temperaturabhängigkeit gemessen wird.

Die temperaturabhängig gemessene Magnetleitfähigkeit bei 0.6 T Induktion zeigt dagegen ein eindeutiges Ergebnis.

Die Magnetleitfähigkeit ist über dem gesamten Meßbereich proportional mit $\ln(T)$. Die beobachtete Steigung nimmt sogar auf 39 $\mu\text{A/V}$ pro Dekade zu.

5. DISKUSSION

5.1. Wachstum von Nickel und Nickelsiliziden auf Silizium(111)

Eine bislang nicht befriedigend beantwortete Frage ist, wie dünne Ni-Aufdampfschichten auf Si(111) aufwachsen, ob dabei eine Reaktion mit dem Silizium stattfindet und welches Silizid dabei gegebenenfalls entsteht.

Die Auswertung der hier vorgestellten in-situ Aufdampfmessungen gibt darauf einige interessante Hinweise.

Der während des Aufdampfens von Nickel auf Si(111) gemessene Leitwertverlauf zeigt im Bereich von 4-12 ML einen linearen Anstieg.

Obwohl ein solches Verhalten nicht mit einem einfachen Inselwachstum zu erklären ist, kann eine Perkolation existieren. Aber aus dem nur geringfügigen Unterschied zwischen den bei 20 K und 300 K Kristalltemperatur gemessenen Leitwerten von 10-14 ML dicken Aufdampfschichten kann ein laterales Wachstum von Inseln in diesem Schichtdickenbereich ausgeschlossen werden, da sonst eine exponentielle Temperaturabhängigkeit zu beobachten wäre.

Deshalb ist es sinnvoll ein Schicht auf Schicht Wachstum anzunehmen. Die beobachtete Linearität erfordert im Fuchs-Modell einen Spiegelungsparameter nahe 1.

Für die ersten 2-2.5 ML Ni wird kein Zusatzleitwert beobachtet. Dieser Umstand kann durch folgende Ursachen hervorgerufen werden:

1. Diese Menge Nickel wird im Silizium gelöst und ist elektrisch nicht aktiv.
2. Wachstum von Inseln bis zu dieser Schichtdicke.
3. Das Nickel wird in einer schlecht leitenden homogenen Grenzfläche eingebaut.

Ein für die Beantwortung dieser Frage hilfreiches Experiment

ist das Aufdampfen auf eine mit 3 ML Ni bei 1100 K vorbehandelte Probe. Hier zeigt die Beobachtung, daß die ersten 4 ML nicht zum Leitwert beitragen, der lineare Anstieg aber ab 6 ML mit der bekannten Steigung auftritt.

Da in dieser Probe ausgiebig Nickel gelöst ist, wäre zu erwarten, daß der lineare Bereich früher beginnt, wenn die Löslichkeit des Materials die Ursache ist.

Das Experiment schließt die Möglichkeit 1 also aus.

Eine eindeutige Entscheidung zwischen der Frage Inselbildung oder homogenes Wachstum einer Schicht innerhalb der ersten 2 ML Ni ist jedoch mit nur einer Messung nicht möglich.

So ist es sowohl denkbar, daß die rauhe "1x1"-Oberfläche eine dickere Grenzfläche ausbildet, oder aber auf der Oberfläche vorhandene Nickel(-silizid)-Inseln das Wachstumsverhalten verändern.

Eine gezielte Untersuchung von Proben mit unterschiedlichen Ni-Vorbedeckungen könnte hier Aufklärung bringen.

Ein Indiz in Richtung eines homogenen Schichtwachstums ist das Ausbleiben eines überlinearen Leitwertanstieges (Perkolation von Inseln).

Gut in dieses Bild passen Meßergebnisse von Comin und Mitarbeitern (37), die mit Hilfe von SEXAFS für die erste ML Ni Gitterabstände zu den Si-Atomen gemessen haben, die Tetraederlückenplätzen im Si-Gitter entsprechen. Die so entstehende Struktur hat große Ähnlichkeit mit der stabilen NiSi₂-Struktur.

Elektronenbeugungsbilder zeigen in diesen Fall, daß die ursprüngliche 7x7-Rekonstruktion der Si-Oberfläche durch das Aufdampfen nicht zerstört, sondern modifiziert wird. Die sogenannte α -7x7 hat besonders intensitätsstarke 1/7-Reflexe (24,38). Eine reine Inselbildung würde stattdessen die beobachtete Intensität der Überstrukturreflexe gleichmäßig abschwächen.

Rückschlüsse auf die Stöchiometrie der aufwachsenden Schicht ergeben sich mit Hilfe von AES- und Leitfähigkeitsmessungen.

Mit wachsender Ni-Bedeckung wird ein Abnehmen des Si-Auger-signals beobachtet. Für 150 ML Ni/Si(111) kann kein Silizium mehr an der Oberfläche detektiert werden. Gleichzeitig wurde bei der Aufdampfmessung eine Endsteigung von ca. 0.55 mA/V pro ML Ni gemessen (13.6 $\mu\Omega\text{cm}$); einen ähnlichen Wert beobachteten auch Finzel und Wissmann für ungeordnetes Nickel auf Glas (39).

Andererseits wird bis ca. 12 ML Schichtdicke ein linearer Leitwertanstieg beobachtet, wobei die dazugehörigen Augerspektren ein deutliches Si-Signal zeigen (typisch $\text{Si}_{\text{LVV}} : \text{Ni}_{\text{LMM}} \quad 0.8 : 1$).

Ein Inselwachstum von reinem ungeordnetem Nickel auf Si(111) ist auszuschließen, da weder eine Perkolation der Inseln noch eine exponentielle Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit beobachtet wird.

So ist ein stöchiometrisches Schicht-auf-Schicht-Wachstum von Nickelsilizid im Schichtdickenbereich von 2-12 ML die plausibleste Erklärung für den linearen Anstieg. Anschließend wächst, wie aus den Augermessungen eindeutig hervorgeht, reines Nickel auf dem Silizid auf. Hierbei ist ein gradueller Übergang zwischen den Schichten möglich.

Die exakte Bestimmung der Stöchiometrie mit AES ist wegen der unterschiedlichen Ausdringtiefen der Augerelektronen und der geringen Schichtdicke nicht möglich. Eine weitere Komplikation tritt durch sich ändernde Schichtdicken bei der Reaktion zu den verschiedenen Siliziden ein.

Deutlich wird aus den Augermessungen allerdings sofort, daß beim Aufdampfen ein nickelreicheres Silizid als NiSi_2 entstehen muß, da nach der Reaktion zum NiSi_2 das Augersignalverhältnis auf ca. 2.4 : 1 gestiegen ist.

Weitergehende Aussagen werden möglich, wenn man sich alle Aufdampfmessungen, sowie die Leitwärtsänderungen nach Heizen gemeinsam betrachtet.

So zeigen fast alle Heizkurven von Ni/NiSi₂(111) zwei charakteristische Merkmale.

1. Ein Minimum des Leitwertes bei ca. 460 K.

2. Ein Maximum des Leitwertes zwischen 700-750 K mit 0.45-0.5 mA/V pro ML Nickel.

Das Leitwertmaximum entspricht, wie u.a. aus den LEED-Bildern zu entnehmen ist, epitaktischen NiSi_2 mit einem spez. Widerstand von ca. 60 μOhmcm .

Vergleicht man die Heizkurven für Ni/Si(111) miteinander, so fällt auf, daß nur im Fall einer Anfangsschichtdicke größer 12 ML ein Minimum im Leitwert nach Heizen auf 460 K beobachtet wird. Die gemessene Differenz dieser Leitwerte ist ungefähr so groß, wie der beobachtete zusätzliche Leitwert nach dem Aufdampfen (gegenüber dem linear mit 0.1 mA/V extrapolierten Wert, siehe Bild 4.1.2).

Aus dieser Beobachtung kann als Arbeitshypothese angenommen werden, daß die bei 460 K aus Ni/ NiSi_2 gebildete Silizidschicht und die bis 12 ML bei RT auf Silizium aufwachsende Silizidschicht identisch sind.

Dabei entsteht beim Heizen auf 460 K ein Zweischichtensystem, bei der die eine Schicht aus nicht reagiertem NiSi_2 , und die andere aus einem Silizid mit 0.1 mA/V Leitwert pro ML Nickel besteht.

Aus Annahmen über die Stöchiometrie dieses Silizides können die einzelnen Schichtdicken und somit der erwartete Gesamtleitwert berechnet werden (Anhang I).

Der Vergleich mit den gemessenen Leitwerten ergibt für das Verhältnis Ni:Si den Wert 2. Das heißt, die beobachteten Leitwerte können mit einem Schichtsystem $\text{Ni}_2\text{Si}/\text{NiSi}_2$ gut erklärt werden.

Zusätzlich kann dieses Modell mit dem gemessenen Halleffekt überprüft werden (siehe Kapitel 4.4).

Der bei 460 K gemessene Wert von R_H/d wird einer 11.7 ML dicken Ni_2Si -Schicht zugeordnet. Somit errechnet sich für die 8.2 ML dicke zweite Aufdampfschicht nach Heizen auf 460 K mit Formel 2.2.10 ein Wert von 0.087 m^2/As für R_H/d .

Dieser Wert ist gut verträglich mit dem gemessenen von 0.09 m^2/As .

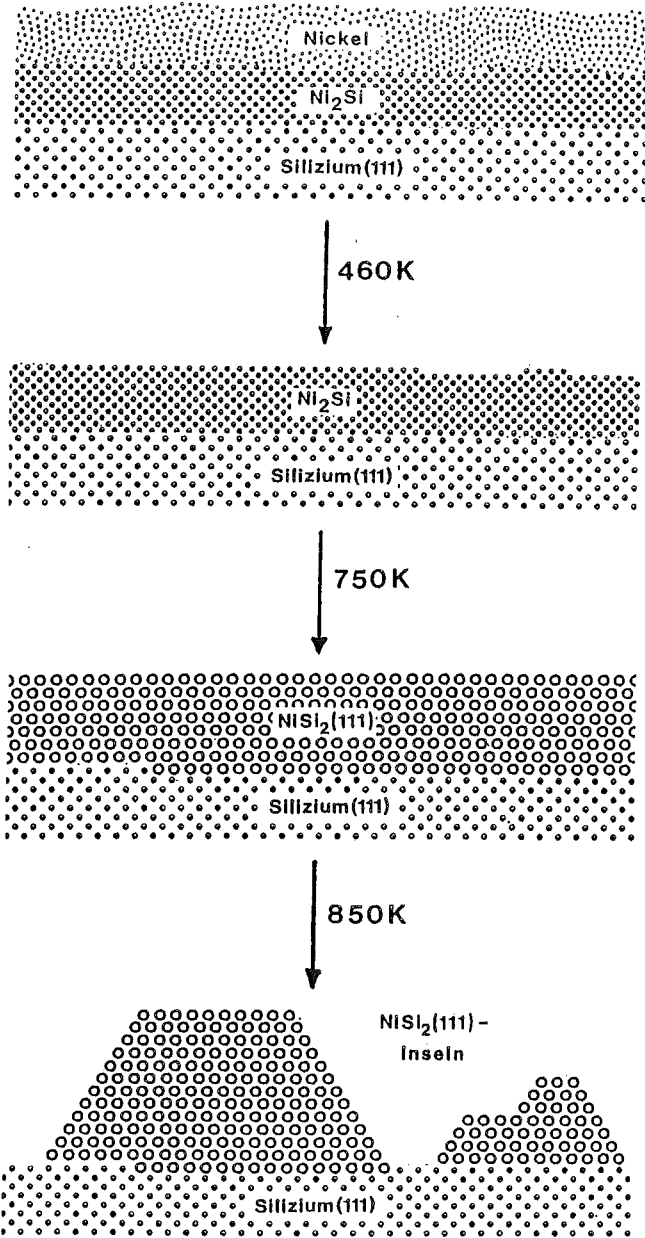


Bild 5.1.1: Die Stöchiometrie und Morphologie des Systems Ni/Si(111) bei unterschiedlichen Heiztemperaturen.

Das Wachstum und die Reihenfolge der Reaktionsprodukte des Systems Ni/Si(111) ist in Bild 5.1.1 für eine Aufdampfschicht größer 12 ML Ni im Überblick dargestellt.

Bild 5.1.2 zeigt analog die Temperaturabhängigkeit der Reaktionsprodukte für eine Ni-Aufdampfschicht auf NiSi₂(111).

Der beim Aufdampfen auf NiSi₂ beobachtete Leitwertabfall von ≈ 0.3 mA/V innerhalb der ersten 2-5 Zusatzmonolagen kann als Hinweis auf eine Reaktion mit den obersten Schichten interpretiert werden, insbesondere weil die exakte Lage des Minimums von der Temperatur, der Aufdampfrate und der Vorbehandlung des Kristalls abhängig ist. Gegen eine zusätzliche Grenzflächenstreuung spricht der konstante Wert der Abnahme des Leitwertes trotz unterschiedlicher Anfangsbedingungen.

Aus dem ab 5 ML rasch ansteigenden Leitwert und der sich stark verringernden Intensität des Si-Augersignales wird auf ein anschließendes Wachstum von Nickel auf einer dünnen Zwischenschicht geschlossen.

Im Gegensatz zur eindeutigen Identifikation von NiSi (600-650 K) und NiSi₂ (750-800 K) nach Heizen einer 150 ML dicken Ni-Aufdampfschicht (30), geht für den Bereich ultradünner Schichten (bis ca. 30 ML) die Existenz von NiSi als weiteres Zwischenprodukt nicht aus den Leitwertmessungen hervor.

Offenbar ist die Reaktion zu epitaktischen NiSi₂ für dünnere Schichten bereits bei niedrigeren Temperaturen möglich.

Lediglich für 27.5 ML Ni auf 28 ML NiSi₂ wird eine deutlich größere Leitfähigkeit beobachtet, die auf eine Veränderung in der Schichtenfolge hinweisen könnte.

In diesem Zusammenhang ist wichtig, daß der Temperaturkoeffizient des Widerstandes (im Bereich von 100-200 K), der eine spez. Materialgröße ist, für diese Schicht, ebenso wie für eine sehr leitfähige dickere Schicht bei Adamski (35), einen fast doppelt so großen Wert aufweist (2.6 Ohm/K/ML) wie für den Rest der untersuchten Proben (1.5 Ohm/K/ML).

Wie in Kapitel 2.8 beschrieben und wie es auch unmittelbar aus den Leitwertsänderungen hervorgeht, reißt die NiSi₂-

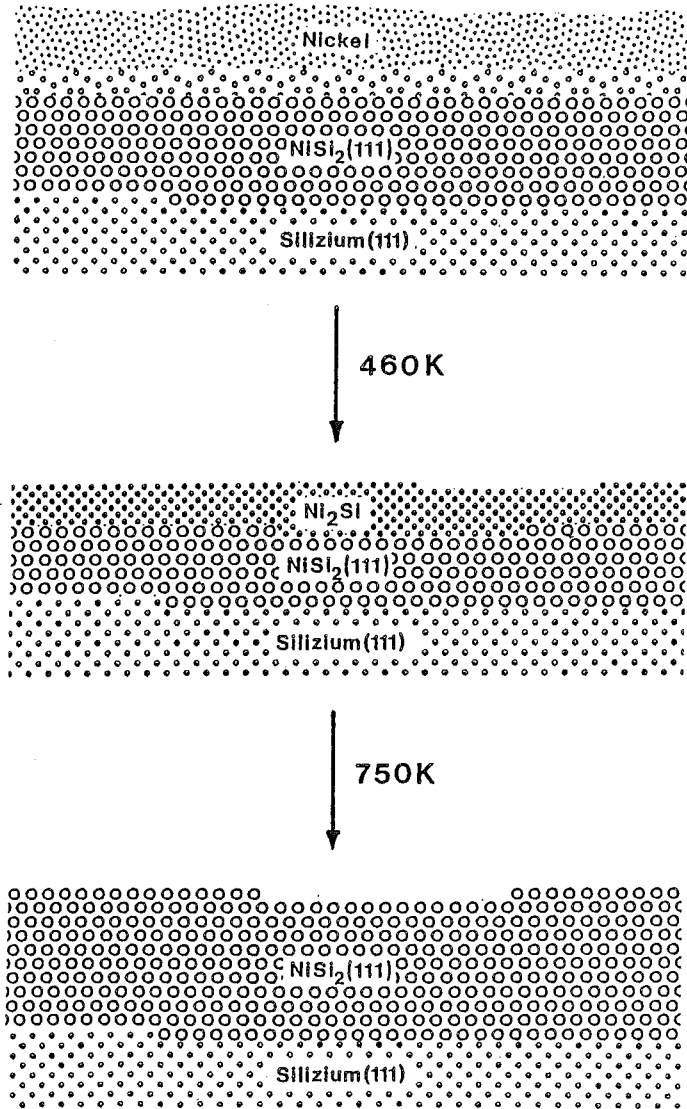


Bild 5.1.2: Wachstum und Reaktion von Ni/NiSi₂(111).

Schicht für Temperaturen größer 800 K auf.

Mit verschiedenen Methoden und unterschiedlichen Resultaten wurde das Wachstum von Ni/Si(111) bei RT auch von anderen Autoren untersucht.

So stellten Ishizaka und Mitarbeiter mit MBE Ni/Si-Sandwichstrukturen her. Aus der mit TEM ermittelten Dicke der reagierten Schichten wurde auf Wachstum von NiSi bei RT geschlossen (40).

In guter Übereinstimmung mit den hier dargestellten Ergebnissen sind Ionenstreuexperimente von van der Veen (18). Dort wird für Ni/Si(111) ein Wachstum von Ni₂Si bis zu einer Schichtdicke von ca. 10 ML Ni beobachtet und für dickere Schichten auf die Bildung von reinen Nickeldeckschichten geschlossen. Das von den Autoren postulierte Inselwachstum des Ni₂Si ist allerdings im Widerspruch zu unserem linearen Leitwertanstieg.

Eine weitere Bestätigung des Wachstums von Ni₂Si bzw Nickel auf Si(111) bei RT liefert Bennet mittels RHEED- und TEM-Messungen (41). Außerdem beobachtet der Autor die Reaktion zu NiSi für Schichtdicken ab 20 ML Ni bei ca. 600 K.

Möglicherweise besteht danach eine Korrelation zwischen der Orientierung der NiSi₂-Schicht (Typ A oder B) und dem davor entstandenem Silizid (NiSi oder Ni₂Si).

Beim Wachstum von Ni₂Si auf Si(111) erscheint eine bevorzugte Orientierung denkbar, da die Einheitszelle des Ni₂Si keine zweizählige Symmetrie besitzt (Bild 2.8.3). Unverständlich bleibt aber, warum für noch dickere Aufdampfschichten eine Mischung beider Orientierungen beobachtet wird.

5.2. Auswertung der Magnetleitfähigkeit

Im Kapitel 4.5 wurde gezeigt, daß eine negative Magnetleitfähigkeit für verschiedene Stadien des Systems Ni/Si(111) beobachtet wird. Diese Magnetleitfähigkeit ist temperatur- und magnetfeldabhängig und die Änderung beträgt maximal 0.2 % des Absolutwertes.

Wie im folgenden gezeigt werden soll, lassen sich viele der beobachteten Erscheinungen im Rahmen der Theorie der schwachen Lokalisation erklären.

Die Voraussetzungen zur Beobachtung von Lokalisationseffekten ist zum einen eine bedeutende und dominierende elastische Streuung der Elektronen, zum anderen ein zweidimensionales System.

Eine Schicht gilt als zweidimensional, wenn die freie Weglänge der Elektronen größer als die Schichtdicke ist.

Für NiSi₂ kann die freie Weglänge aus Formel 2.1.16 mit Hilfe der Ladungsträgerkonzentration und der spez. Leitfähigkeit abgeschätzt werden. Die Konzentration der Ladungsträger erhält man, unter Berücksichtigung, daß es sich hier um ein kompensiertes Metall handelt ($n_e = n_h$), aus dem gemessenen Hallkoeffizienten.

Mit dem von Hensel (32) abgeschätztem Wert für das Verhältnis der Beweglichkeiten von Elektronen und Löchern ($\mu_e/\mu_h = 0.5$) erhält man bei 17 K eine Löcherkonzentration von:

$$n_h = \frac{1}{R_H^0 e} \cdot \frac{1 - \frac{\mu_e}{\mu_p}}{1 + \frac{\mu_e}{\mu_p}} \approx 5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$$

Eingesetzt in 2.1.16 errechnet sich zusammen mit der spez. Leitfähigkeit dieser Schicht ($\sigma = 1.5 \cdot 10^6 \text{ A/Vm}$) die mittlere freie Weglänge zu:

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{\hbar \cdot (3\pi^2)^{1/3}}{e^2} \cdot \frac{\sigma}{n^{2/3}} \\ &= 4.1 \cdot 10^{-9} \text{ m} \end{aligned}$$

Der Wert von 4.1 nm ist größer als die maximale Schichtdicke von 3.6 nm (für 11.7 ML Ni) der NiSi₂-Schicht.

Damit ist die Voraussetzung eines zweidimensionalen Systems erfüllt.

Obwohl die ausgeheilten Silizidschichten epitaktisch wachsen, wird experimentell ein großer Restwiderstand beobachtet.

So berichtet Hensel (32), in Übereinstimmung mit den hier vorliegenden Daten, für seine besten Schichten von einem Restwiderstand der mindestens 50 % des bei 300 K beobachteten Wertes beträgt.

Die elastische Streuung von Elektronen überwiegt im NiSi₂ also selbst bei 300 K.

Der Grund für diesen für Metalle untypischen hohen Restwiderstand ist möglicherweise in einem nicht exakt stöchiometrischen Aufbau des Silizides zu suchen. So geben auch einige Kristallographen als Zusammensetzung Ni_{1,04}Si_{1,93} an (42). Einige der Si-Untergitterplätze sind demnach mit Ni-Atomen besetzt, andere sind leer. Die dadurch induzierte hohe Zahl an Defekten verursacht eine starke elastische Streuung.

Die Voraussetzungen zur Beobachtung von Lokalisationseffekten an NiSi₂-Schichten sind demnach gegeben.

Die Abhängigkeit der Magnetoleitfähigkeit von einem äußeren magnetischen Feld beschreibt Formel 2.6.3. Für die einzelnen Terme der Form

$$\xi_x = a \cdot \left\{ \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_x}{B} \right) - \ln \left(\frac{B_x}{B} \right) \right\}$$

gelten folgende Grenzfälle:

$$\xi_x = \frac{1}{24} \cdot \left(\frac{B}{B_x} \right)^2 \quad \text{für} \quad \frac{B}{B_x} \ll 1$$

$$\xi_x = \ln \left(\frac{B}{B_x} \right) \quad \text{für} \quad \frac{B}{B_x} \gg 1$$

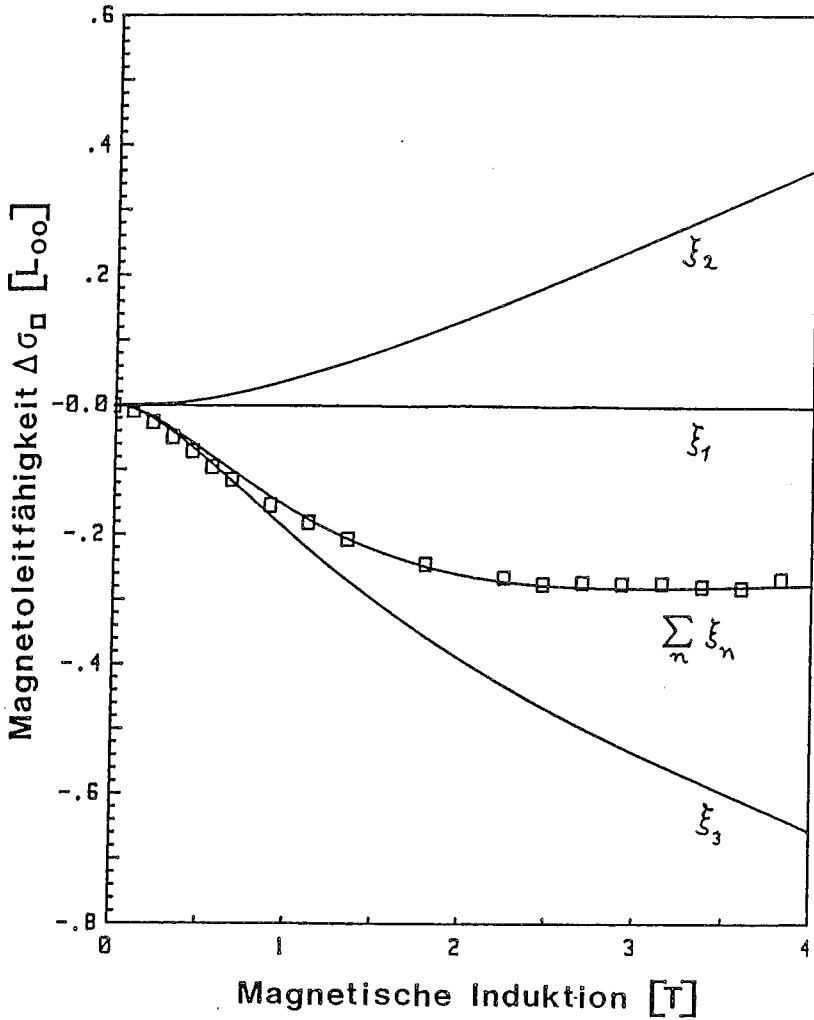


Bild 5.2.1: Kurvenverlauf der einzelnen Terme ξ_1 , ξ_2 , ξ_3 , für eine Anpassung an die Meßwerte (Quadrate).

Aus dem Vergleich der mit 2.6.3 berechneten Kurven mit den gemessenen Werten (Bild 5.2.1) erhält man generell zwei Aussagen:

1. Der Term ξ_1 liefert keinen Beitrag zu der beobachteten Magnetoleitfähigkeit.
2. Die Steigung für kleine äußere Felder wird im wesentlichen von ξ_3 beschrieben.

Wie man aus den Grenzfällen entnehmen kann folgt aus diesen Aussagen die Reihenfolge der Felder mit $B_1 \gg B_2 > B_3$. Entsprechend gilt für die Streuzeiten die Relation $\tau_0 \ll \tau_{50} < \tau_1$.

Die Spin-Bahn-Streuung überwiegt, d.h., es liegt schwache Antilokalisation vor.

Diese Tatsache allein kann man auch aus dem negativen Wert für die Magnetoleitfähigkeit ermitteln, wenn man die für Extremfälle gültige Formel von Hikami benutzt (16). Mit der hier gewählten Methode erhält man aber außerdem exakte Werte für B_2 und B_3 .

Die Bilder 5.2.2 und 5.2.3 zeigen die berechneten Kurven für die in Kapitel 4.5 vorgestellte Heiztemperaturabhängigkeit der Magnetoleitfähigkeit. Die dabei ermittelten Parameter B_2 und B_3 sind in Bild 5.2.4 und 5.2.5 gegen die Heiztemperatur aufgetragen.

Deutlich ist ein monotoner Abfall beider Werte zu erkennen, der bei hohen Heiztemperaturen in einen konstanten Wert übergeht. Genauer betrachtet ist B_3 schon ab 650 K konstant, während B_2 dies erst bei 740 K erreicht.

Da bei 17 K Kristalltemperatur ganz wesentlich die inelastischen Streuprozesse zu B_3 beitragen, kann hier gesagt werden, daß τ_1 ab 650 K für die Schicht konstant ist.

Die inelastische Streuung hängt nur von der Temperatur und dem Material ab. Deshalb folgt aus dem unveränderten Wert von B_3 , daß im Temperaturbereich von 650-750 K nur ein einziges Silizid existiert (NiSi_2).

Hier ist also eine Bestätigung des Sachverhaltes, der auch aus dem Hall-Effekt abgeleitet wurde.

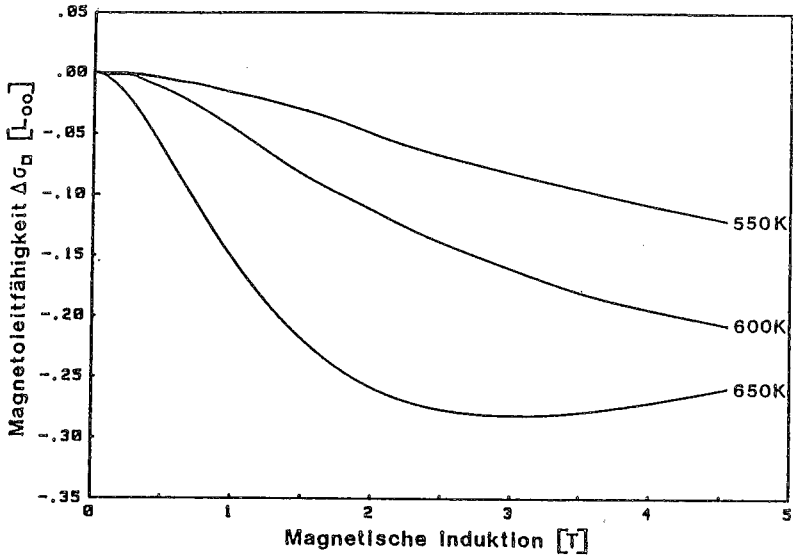


Bild 5.2.2: Angepaßte Kurven zu den in Bild 4.5.1 gezeigten Meßwerten.

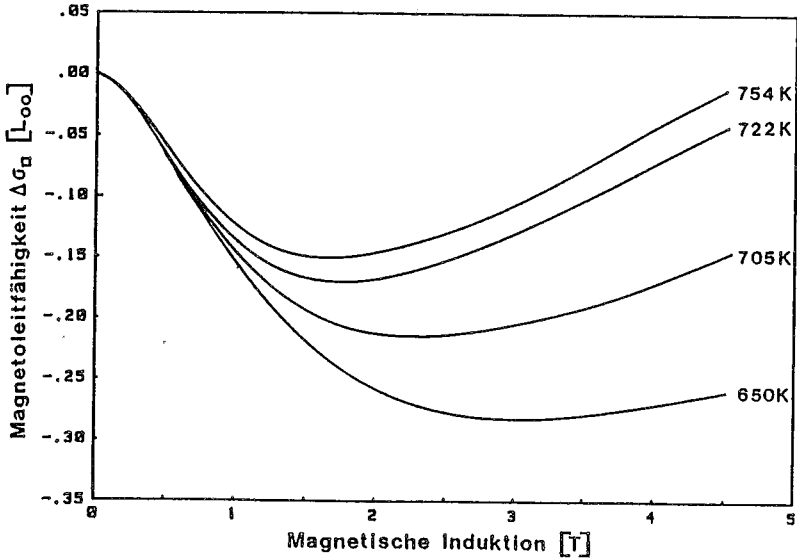


Bild 5.2.3: Angepaßte Kurven zu den in Bild 4.5.2 gezeigten Meßwerten.

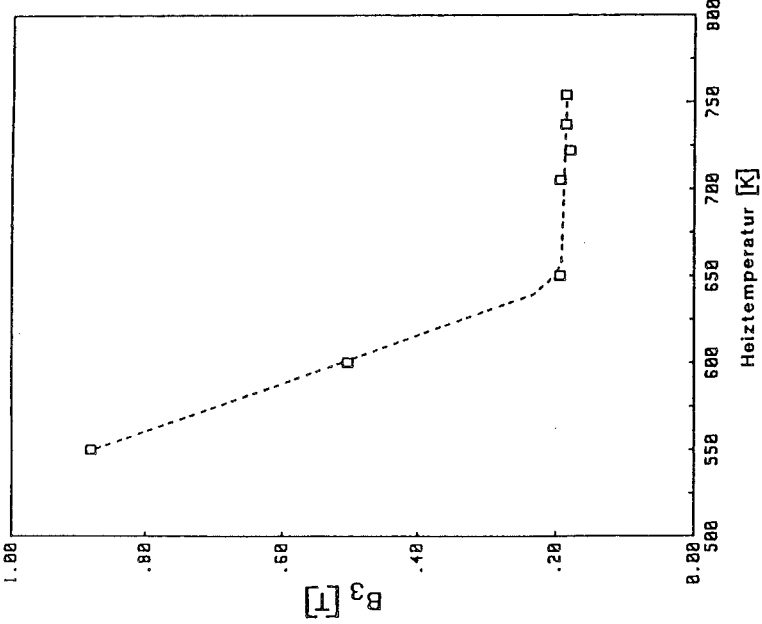


Bild 5.2.4: Heiztemperaturabhängigkeit des Feldes B_3 .

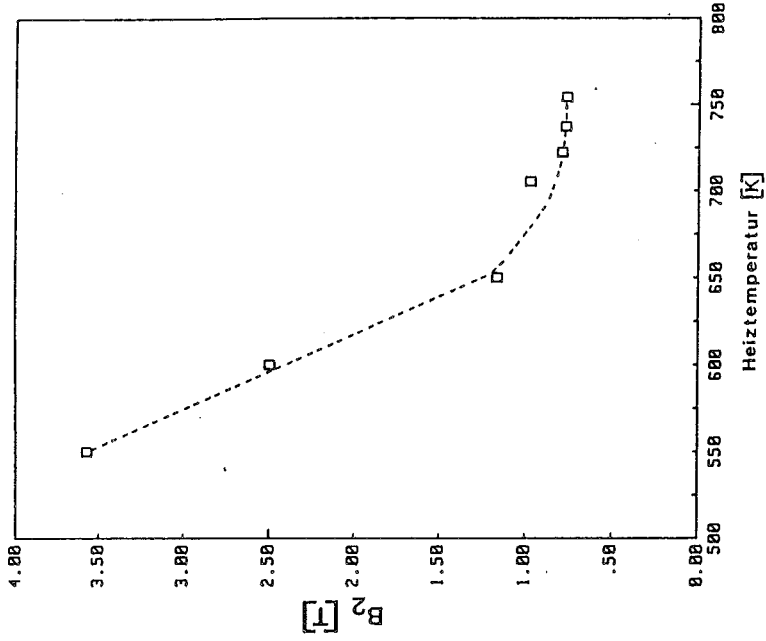


Bild 5.2.5: Heiztemperaturabhängigkeit des Feldes B_2 .

Die Änderungen in B_2 sind, da B_1 konstant und B_s klein ist, allein auf eine Verringerung von B_{SO} zurückzuführen.

Dies entspricht einer Zunahme von τ_{SO} , und kann mit wachsender Ordnung der $NiSi_2$ -Schicht erklärt werden.

Obwohl die Änderungen von B_2 ab 650 K recht klein sind, ändert sich die Kurvenform der Magnetfeldabhängigkeit deutlich. Daraus resultiert eine hohe Sensivität der Magnetleitfähigkeit für Veränderungen in den Streuzeiten.

Ein von den bisher gezeigten Magnetfeldabhängigkeiten abweichendes Verhalten wird für eine dickere $NiSi_2$ -Schicht von insgesamt 6.2 nm Dicke gesehen (Bild 5.2.6). Zusätzlich zu den oben beschriebenen Details wird hier ein zweiter steiler Magnetleitfähigkeitsabfall bei ca. 4 T beobachtet; außerdem ist das Minimum zu kleineren Feldstärken verschoben.

Die durchgezogene Kurve ist mit einem Verhältnis B_2/B_3 berechnet worden, wie es aus der ausgeheilten 3.6 nm dicken $NiSi_2$ -Schicht ermittelt wurde. Um die Meßwerte bis 3.5 T zu beschreiben, ist lediglich eine Skalierung über die Diffusionskonstante nötig. Da die dickere Schicht einen kleineren spez. Widerstand und somit eine größere freie Weglänge hat, ist eine Vergrößerung der Diffusionskonstanten plausibel. Aus dem Verhältnis der spez. Widerstände erhält man bei 18 K:

$$\frac{\rho_0(3.6 \text{ nm})}{\rho_0(6.2 \text{ nm})} = \frac{65 \mu\Omega\text{cm}}{53 \mu\Omega\text{cm}} = 1.23$$

Für die Diffusionskonstanten gilt:

$$\frac{D(6.2 \text{ nm})}{D(3.6 \text{ nm})} = \frac{B_2(3.6 \text{ nm})}{B_2(6.2 \text{ nm})} = 1.31$$

Die beiden Werte zeigen, daß Tendenz und Größenordnung der Verschiebung der Magnetfeldabhängigkeit durch eine Änderung in der freien Weglänge beschreibbar ist.

Die einzige Möglichkeit den steilen zweiten Abfall der Magnetleitfähigkeit im Rahmen der Theorie der schwachen Lokalisation zu erklären, ist ein Übergang zu einem 3-dimen-

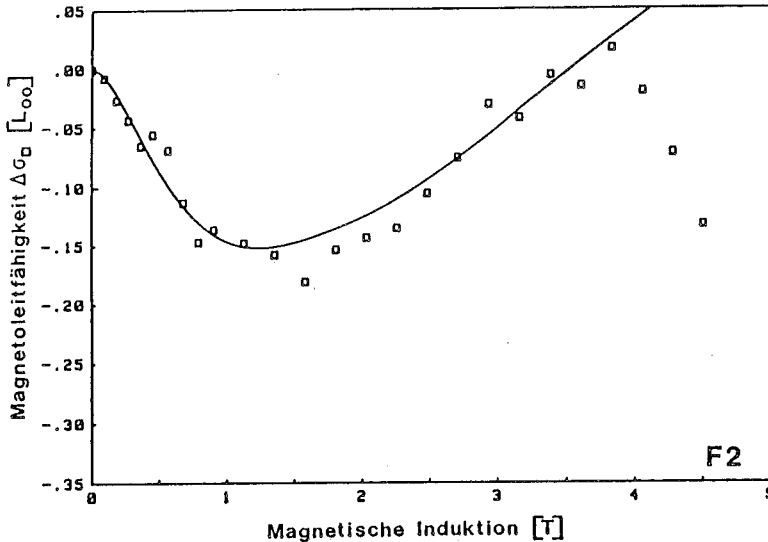


Bild 5.2.6: Magnetfeldabhängigkeit der Leitfähigkeit für eine 6.2 nm dicke Schicht NiSi₂ (18 K Kristalltemperatur).

sionalen System im Grenzfall großer Feldstärken.

Nur solange die Thouless-Länge größer als die Schichtdicke ist, sind die Voraussetzungen für schwache Lokalisation in einem 2-dimensionalen System gegeben (11). Die Thouless-Länge berechnet sich direkt aus dem Magnetfeld:

$$L_{Th} = \left(\frac{\hbar}{4e \cdot B} \right)^{1/2}$$

Für eine magnetische Induktion von 4.5 T erhält man eine Länge von 6.05 nm. Dies ist ziemlich genau die Dicke der Silizidschicht.

Die starke Induktion bewirkt, daß alle Effekte der schwachen Lokalisation verschwinden. Die in diesem Fall gemessene "nackte" Leitfähigkeit muß kleiner sein als die ohne Magnetfeld, da die zusätzliche Vorwärtsstreuung der Spin-Bahn-W.w. entfällt.

Die beobachteten Werte der Magnetoleitfähigkeit sind mit dieser Interpretation verträglich. Dennoch wäre es überzeugender, wenn unter Einsatz eines noch stärkeren

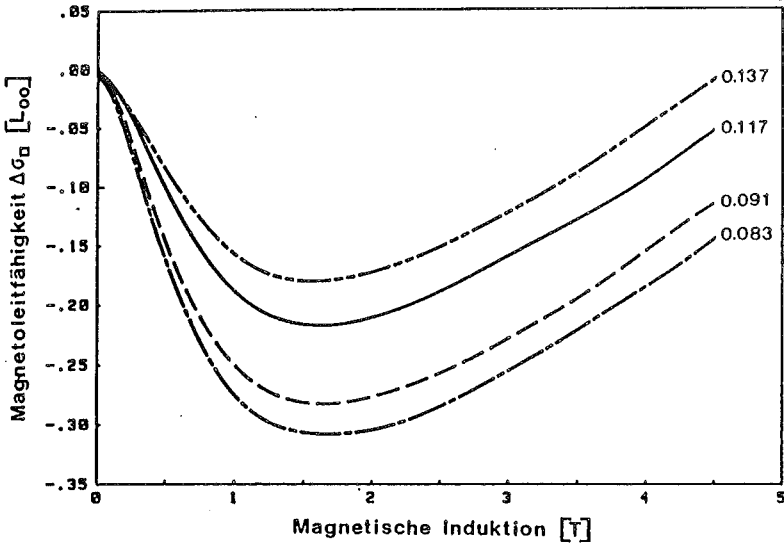


Bild 5.2.7: Änderung der berechneten Kurvenform bei Variation des temperaturabhängigen Parameters B_i . Die angegebenen Zahlen sind Werte für B_i in Tesla.

Feldes, eine Sättigung der Magnetoeleitfähigkeit gezeigt werden könnte.

Eine zweite Interpretationsmöglichkeit besteht in zusätzlich überlagerten Schubnikov-de Haas-Oszillationen mit steigender Amplitude. Hierfür spricht, daß die Meßpunkte deutliche Abweichungen von einem glatten Kurvenverlauf zeigen, die sonst bei keiner anderen Messung vorhanden sind.

Die Meßpunktdichte reicht jedoch für eine Bestätigung von periodischen Oszillationen mit $1/B$ nicht aus.

Im Kapitel 4.5 wurde auch gezeigt, wie die Magnetoeleitfähigkeit von der Proben temperatur abhängt. Da die Temperatur nur Einfluß auf die inelastische Streuung durch Phononen hat, kann durch Variation von B_i die Temperaturabhängigkeit simuliert werden.

Bild 5.2.7 zeigt für unterschiedliche B_i die errechnete Magnetfeldabhängigkeit. Qualitativ stimmen die Änderungen der Kurvenform gut mit dem beobachteten Verlauf überein. Die

Interpretation der Meßergebnisse als Effekte der schwachen Lokalisation wird dadurch erheblich gestützt.

Eine drastischere Temperaturabhängigkeit wird beim Vergleich der Messungen im UHV und im He-Kryostaten sichtbar (Tabelle 5.2.8). Daraus läßt sich abschätzen, daß zumindest bei 18 K die inelastische Streuzeit ein bis zwei Größenordnungen kleiner als die magnetische Streuzeit ist, da ansonsten ein Sättigungsverhalten beobachtet werden müßte. Denn für das die Phasenbeziehung zerstörende Feld B_3 gilt:

$$B_3 = B_i + 2 \cdot B_s$$

Die in Bild 4.6.1 gestrichelt eingezeichneten errechneten Kurven wurden durch Variation eines einzigen Parameters, der inelastischen Streuzeit, erhalten. Aus den berechneten Feldern von B_3 erhält man für B_s eine obere Grenze von $1.05 \cdot 10^{-3}$ T .

Temp. [K]	B_2 [T]	B_3 [T]	B_2/B_3
18.0	.5813	.1418	4.07
4.2	.4586	.0044	104.23
1.6	.4564	.0021	217.33

Tabelle 5.2.8: Temperaturabhängigkeit der Felder B_2 und B_3 .

Ein wesentlichen Beitrag zum Verständnis der Natur der beobachteten Magnetleitfähigkeit ist die genaue Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit.

Setzt man aus den vorangegangenen Ergebnissen voraus, daß die Magnetleitfähigkeit auf einer Antilokalisation der Elektronen in der $NiSi_2$ -Schicht beruht, so sollte eine entsprechende Temperaturabhängigkeit, sprich ein Anwachsen der Leitfähigkeit mit fallender Temperatur, beobachtet

werden.

Der in Bild 4.6.2 dargestellte Verlauf zeigt stattdessen einen fast konstanten Wert (8-15 K) bzw. einen Leitfähigkeitsabfall zu niedrigeren Temperaturen.

Letzteres kann zwar durch schwache Lokalisation erklärt werden, eine gemischte Interpretation mit Antilokalisation für die Magnetfeldabhängigkeit und schwacher Lokalisation für die Temperaturabhängigkeit ist physikalisch unsinnig.

Die temperaturabhängig gemessene Magnetleitfähigkeit zeigt hier einen Ausweg.

Da sich bei Anwesenheit eines 0.6 T starken Magnetfeldes die logarithmische Temperaturabhängigkeit auf den gesamten Meßbereich ausweitert, scheidet eine vollständige Erklärung der Resultate allein durch Lokalisationseffekte aus, denn durch ein äußeres magnetisches Feld wird die Lokalisation unterdrückt.

Das hier beobachtete Verhalten kann dagegen mit einer Kombination von Coulomb-W.w. und Spin-Bahn-Streuung beschrieben werden.

Für die Temperaturabhängigkeit ohne Magnetfeld gilt dann die Formel von Hikami:

$$\Delta L = L_{00} \cdot (\alpha \cdot p + \lambda) \cdot \ln (T \cdot \tau_0)$$

Da die beobachtete Magnetleitfähigkeit bei 0.6 T fast gesättigt ist, erhält man mit Magnetfeld $\alpha=0$ und es gilt:

$$\Delta L = L_{00} \cdot \lambda \cdot \ln (T \cdot \tau_0)$$

Der Wert von λ ermittelt sich aus der Steigung zu:

$$\lambda = \frac{\Delta \sigma_2 - \Delta \sigma_1}{\ln(T_2) - \ln(T_1)} \cdot \frac{1}{L_{00}} = 1.397$$

Der Wert für das Produkt von $\alpha \cdot p$ kann dann aus der Steigung der Leitfähigkeit im Temperaturbereich von 1.8-5 K entnommen werden.

$$\alpha \cdot p = \frac{\Delta \sigma_2 - \Delta \sigma_1}{\ln(T_2) - \ln(T_1)} \cdot \frac{1}{L_{00}} - 1.397 = - 0.334$$

Aus dem Bereich von 8-15 K erhält man einen zweiten Wert von:

$$\alpha^*p = -1.04$$

Die Beobachtung unterschiedlicher Produkte von α^*p kann zwei verschiedene Ursachen haben.

Der Exponent der Temperaturabhängigkeit von τ_i kann sich ändern, wie es beispielsweise an Wismutschichten beobachtet wurde (43,44). Für die Erklärung der an Bi gemessenen Magnetleitfähigkeit wurde ebenfalls eine Komposition von Spin-Orbit-Streuung und Coulomb-W.w. benutzt.

Die andere Möglichkeit besteht in der Sättigung des Feldes $B_3 = B_1(T) + 2*B_5$. In diesem Fall müßte sich die Steigung der Leitfähigkeiten mit und ohne Magnetfeld zu niedrigeren Temperaturen angleichen. Eine solche Sättigung aufgrund magnetischer Streuung wurde u.a. für Kupferschichten gefunden (14).

Eine klare Entscheidung zwischen den beiden Ursachen ist nur möglich, wenn Meßdaten bei tieferen Temperaturen vorhanden wären.

Vergleicht man allerdings die beiden Werte von α^*p miteinander, so sieht man, daß eine Änderung des Exponenten um mindestens den Faktor 3 nötig ist (α kann für sinkende Temperaturen nur negativer werden).

Im Fall der Sättigung von B_3 ist α^*p nur im Bereich von 8-15 K sinnvoll definiert. Unter der Annahme starker Spin-Orbit-Streuung erhält man hier für den Exponenten den Wert 2. Eine funktionelle Abhängigkeit $\tau_i \sim T^2$ wird für viele zweidimensionale Schichten gefunden (11).

Größer als erwartet ist der Wert für λ . Nach der herkömmlichen Theorie sollte der Wert zwischen 0 und 1 liegen, da für die Leitwertänderung bei Coulomb-W.w. gilt (11):

$$\Delta L_C = - L_{00} * (1-F) * \ln(T) \quad \text{mit } (1-F) = \lambda$$

F ist ein Abschirmfaktor, der mit der Zustandsdichte der Elektronen zusammenhängt und positiv ist.

In diesem Zusammenhang ist ein Ergebnis für die Temperaturabhängigkeit des Leitwertes einer 24 nm dünnen CoSi_2 -Schicht interessant (46). Dort wird eine $\ln(T)$ Abhängigkeit des Leitwertes beobachtet, die wahrscheinlich Aufgrund der fehlenden Messungen mit Magnetfeldern, ausschließlich als schwache Lokalisation gedeutet wurde. Die Autoren erhalten aus der Steigung für α^*p den Wert 5.

Möglicherweise liegt auch hier eine beträchtliche Coulomb-W.w. vor. In diesem Fall müßte die theoretische Beschreibung erweitert werden, um die starke Temperaturabhängigkeit zu erklären.

Denkbar ist allerdings auch, daß die hier als zweidimensional beschriebenen Metallschichten durch eine Kopplung an die Unterlage (Silizium oder Glas) in ihrer Temperaturabhängigkeit modifiziert werden. Dabei ist eine stärkere Ankopplung für epitaktische Systeme, wie etwa NiSi_2/Si und CoSi_2/Si , zu erwarten (47).

Eine Bestimmung der Streuzeiten aus den Feldern B_2 und B_3 ist für NiSi_2 nicht exakt möglich, da keine Kenntnisse über die effektiven Massen der Löcher und Elektronen vorliegen.

Unter der recht groben Annahme eines freien Elektronengases, kann jedoch die elastische Streuzeit und die Diffusionskonstante ausgerechnet werden (Anhang III). Für die ausgeheilte NiSi_2 -Schicht erhält man dann bei 18 K:

$$\begin{aligned}\tau_0 &= 1.1 \cdot 10^{-14} \text{ s} \\ \tau_{\text{SO}} &= 2.7 \cdot 10^{-13} \text{ s} \\ \tau_i &= 6.0 \cdot 10^{-13} \text{ s} \\ \tau_s &> 3.2 \cdot 10^{-11} \text{ s} \\ D &= 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}\end{aligned}$$

Die Werte für D und $\tau_i = 1.9 \cdot 10^{-11} \text{ s}$ (bei 4.2 K) sind mit Daten von ungeordneten Cu-Schichten vergleichbar (14).

Die starke Spin-Orbit-Streuung in NiSi_2 wird möglicherweise durch den hohen Anteil an d-Elektronen im Leitungsband verursacht (48).

Ein nicht exakt stöchiometrischer Aufbau des Silizides kann eine weitere Quelle starker Spin-Orbit-Streuung sein, insbesondere da Nickelatome im Überschuß vorhanden wären.

Sehr überraschend ist dagegen die geringe magnetische Streuung, obwohl Ni als Metall ferromagnetisch ist.

6. SCHLUSS

Die Möglichkeit, Schichten unter UHV-Bedingungen zu präparieren und zu vermessen, eliminiert störende Einflüsse durch Verunreinigungen und ermöglicht die Ausbildung perfekter Grenzflächen.

Besonders aus den in situ Leitwertmessungen beim Aufdampfen erhält man Rückschlüsse auf das Wachstum der Schichten.

Von besonderer Bedeutung ist auch, daß Leitfähigkeit und Halleffekt temperaturabhängig bis zu 16 K gemessen werden können. Dadurch ist es möglich, Insel- oder Schicht-auf-Schicht-Wachstum zu bestimmen.

Speziell für das System Ni/Si(111) konnte gezeigt werden, daß für ultradünne Schichten Ni_2Si bei RT aus Si(111) entsteht.

Die Beobachtung der Leitwärtsänderung nach Heizen erlaubt, die optimalen Temperaturen zur Bildung des epitaktischen NiSi_2 zu bestimmen (725-750 K). Dabei wird beobachtet, daß die eigentliche Reaktion zu NiSi_2 bereits bei 650 K abgeschlossen ist. Allerdings ordnet sich die Schicht bis 750 K, wie übereinstimmend aus den Hallkoeffizienten, der Stärke der Antilokalisation und aus der Qualität der Elektronenbeugungsbilder hervorgeht.

Die denkbaren weiterführenden Experimente am System Ni/Si sind damit ebensowenig erschöpft, wie die experimentellen Möglichkeiten dieser Apparatur.

Da das Si-Substrat während des Aufdampfens gekühlt oder geheizt werden kann, sind z.B. Experimente möglich, die die Qualität der erzeugten NiSi_2 -Schichten in Abhängigkeit von der Aufdampf-temperatur untersuchen.

Hier kann insbesondere die Ermittlung von Streuzeiten durch Magnetoleitfähigkeitsmessungen als sensible Methode benutzt werden.

Aufbauend auf dem hier vorliegenden Material sind gezielte Experimente zur Untersuchung von Ni_2Si und NiSi möglich. So kann versucht werden, durch gleichzeitiges Aufdampfen von Ni und Si die Stöchiometrie der Schicht vorzugeben, sodaß kein Transport von Atomen zur Reaktion nötig ist.

Ein weiteres zukünftiges Experiment wäre die Bestimmung der elektrischen Daten für sequentiell gewachsene $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -oder 2×1 -Schichten (25).

Für ausgiebige Untersuchungen von Streuprozeßen bei niedrigen Temperaturen sollte allerdings in Zukunft eine Endtemperatur von 4.2 K im UHV erreicht werden können, da man sonst auf den Transfer in einen He-Kryostaten angewiesen ist.

Damit wären vergleichende Untersuchungen an weiteren epitaktischen Systemen wie CoSi_2 und Pd_2Si möglich, um grundlegende Fragen, wie etwa die Stärke der Spin-Orbit-Streuung in Verbindungen, systematisch zu beantworten.

ANHANG

I. Bestimmung der Stöchiometrie des unbekanntes Silizides
aus den gemessenen Leitwerten

Annahme: 2 homogene Silizidschichten nach Aufdampfen auf NiSi_2 und anschließendem Heizen bei 460 K mit Leitwerten von 0.1 mA/V/ML (unb. Silizid) und 0.45 mA/V/ML (NiSi_2).

Vernachlässigung von Schichtdickenabhängigkeiten.

Beispiel 1: 27.5 ML Ni auf 28 ML NiSi_2

gem. Leitwert für 28 ML NiSi_2	= 12.6 mA/V
nach Aufdampfen von 27.5 ML Ni	= 15.0 mA/V
nach Heizen bei 460 K.	= 11.8 mA/V

Annahme: Reaktion zu NiSi

Zusammen mit dem Nickel des umgewandelten NiSi_2 erhält man eine Gesamtdicke von 55 ML NiSi.

$$55 \text{ ML} * .1 \text{ mA/V/ML} + 0.5 \text{ ML} * .45 \text{ mA/V/ML} = 5.73 \text{ mA/V}$$

Annahme: Reaktion zu Ni_2Si

Zusammen mit dem Nickel des umgewandelten NiSi_2 erhält man eine Gesamtdicke Ni_2Si von 36.8 ML

$$36.8 \text{ ML} * .1 \text{ mA/V/ML} + 18.7 \text{ ML} * .45 \text{ mA/V/ML} = 12.1 \text{ mA/V}$$

Beispiel 2: 8.2 ML Ni auf 11.7 ML NiSi_2

gem. Leitwert für 11.7 ML NiSi_2	= 4.83 mA/V
plus 8.2 ML Ni und Heizen auf 460 K	= 4.21 mA/V

Annahme: Es wurden 12.1 ML Ni_2Si auf 7.8 ML NiSi_2 gebildet

$$12.1 \text{ ML} * .1 \text{ mA/V/ML} + 7.8 \text{ ML} * .41 \text{ mA/V/ML} = 4.41 \text{ mA/V}$$

Die gezeigten Beispiele ergeben, daß unter den oben gewählten Annahmen NiSi nicht als Reaktionsprodukt vorliegen kann. Die beste Übereinstimmung wird mit Ni₂Si erzielt (es wurden noch andere Stöchiometrien berechnet). Obwohl der Schichtdickenbereich für die beiden Schichten um einen Faktor 3 auseinanderliegt, ist die Übereinstimmung in beiden Beispielen gut.

II. Berechnung der Gesamthallspannung für Ni₂Si/NiSi₂

Beispiel: 8.2 ML Ni auf 11.7 ML NiSi₂

$$\text{gem. Leitwert } 11.7 \text{ ML NiSi}_2 = 4.83 \text{ mA/V}$$

$$\text{gem. } R_H/d \text{ für } 11.7 \text{ ML NiSi}_2 = .105 \text{ m}^2/\text{A}^*s$$

$$\text{gem. Leitwert für } 1 \text{ ML Ni}_2\text{Si während des Aufdampfens } .1\text{mA/V}$$

$$\text{gem. } R_H/d \text{ für } 11.7 \text{ ML Ni}_2\text{Si (} 460 \text{ K)} = .052 \text{ m}^2/\text{A}^*s$$

Annahme: 12.1 ML Ni₂Si + 7.8 ML NiSi₂

$$R_H/d \text{ für } 7.8 \text{ ML NiSi}_2 = .158 \text{ m}^2/\text{A}^*s$$

$$R_H/d \text{ für } 12.1 \text{ ML Ni}_2\text{Si} = .050 \text{ m}^2/\text{A}^*s$$

$$\text{Schichtwiderstand für } 7.8 \text{ ML NiSi}_2 = 310 \text{ OHM}$$

$$\text{Schichtwiderstand für } 12.1 \text{ ML Ni}_2\text{Si} = 826 \text{ OHM}$$

Aus Formel 2.2.10 berechnet sich der Gesamthalleffekt zu:

$$\frac{R_H}{d} = \frac{1}{(R_1 + R_2)^2} \cdot \left\{ \frac{R_H(\text{Ni}_2\text{Si})}{d_{\text{Ni}_2\text{Si}}} \cdot R^2(\text{NiSi}_2) + \frac{R_H(\text{NiSi}_2)}{d_{\text{NiSi}_2}} \cdot R^2(\text{Ni}_2\text{Si}) \right\}$$
$$= .087 \text{ m}^2/\text{A}^*s$$

Dieser Wert ist zu vergleichen mit dem für 8.2 ML Ni auf 11.7 ML NiSi₂ geheizt auf 460 K (Bild 4.4.1) von .09 m²/A*s.

III. Berechnung der Diffusionskonstanten und der einzelnen Streuzeiten für NiSi₂

Im Rahmen der Theorie eines freien Elektronengases, für das kompensierte Metall NiSi₂ sicherlich nur sehr begrenzt gültig, läßt sich aus der gemessenen Ladungsträgerkonzentration und der spez. Leitfähigkeit die elastische Streuzeit und die Diffusionskonstante berechnen:

$$\tau_0 = \frac{\sigma \cdot m}{n \cdot e^2} = 1.07 \cdot 10^{-14} \text{ s}$$

$$v_F = \frac{\hbar}{m} \cdot (3\pi^2 \cdot n)^{1/3} = 610\,000 \text{ m/s}$$

$$D = \frac{1}{3} \cdot v_F^2 \cdot \tau_0 = 1.33 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$$

Die einzelnen Streuzeiten erhält man aus:

$$\tau_X = \frac{\hbar}{4e \cdot D \cdot B_X} = \frac{1.24 \cdot 10^{-13}}{B_X} \text{ s}$$

Im Fall der 6.2 nm dicken NiSi₂-Schicht erhält man:

$$\tau_i = 6.0 \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

$$\tau_s > 3.2 \cdot 10^{-11} \text{ s}$$

$$\tau_{SO} = 2.7 \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

	Kristall- system	Z	Gitter- konstanten	V [Å ³]	Hall- konstante [cm ³ /As]	spez. Widerstand [Ohmcm]	Leitwert pro ML Ni
Nickel	fcc	4	a ₁₀₀ = 3.52 Å	43.76		7*10 ⁻⁶	1.22*10 ⁻³
Ni ₃ Si	kubisch	1	a ₁₀₀ = 3.50 Å	43.02	---	93*10 ⁻⁶	0.12*10 ⁻³
Ni ₃₁ Si ₁₂	hexagonal	1	a = 6.67 Å c = 12.29 Å	474.55	---	---	---
Ni ₅ Si ₂	hexagonal	6	a = 6.68 Å c = 12.29 Å	473.58	---	149.5*10 ⁻⁶	0.08*10 ⁻³
δ-Ni ₂ Si	orthor.	4	a=4.99 b=7.03 Å c=3.72 Å	130.50	+0.7*10 ⁻⁴	24*10 ⁻⁶	0.53*10 ⁻³
θ-Ni ₂ Si	hexagonal	2	a = 3.81 Å c = 4.89 Å	61.31	---	---	---
Ni ₃ Si ₂	orthor.	16	a=10.8 b=12.2 Å c=6.9 Å	914.90	---	79*10 ⁻⁶	0.19*10 ⁻³
η-NiSi	orthor.	4	a=5.18 b=5.62 Å c=3.34 Å	97.23	-0.8*10 ⁻⁴	14*10 ⁻⁶	1.36*10 ⁻³
NiSi	kubisch	4	a ₁₀₀ = 4.45 Å	87.88	---	---	---
NiSi ₂	kubisch	4	a ₁₀₀ = 5.40 Å	157.03	+3.8*10 ⁻⁴	34*10 ⁻⁶	0.90*10 ⁻³
Silizium	kubisch	8	a ₁₀₀ = 5.43 Å	160.10	---	---	---

Tabelle I: Strukturelle und elektrische Daten der bekannten Nickelsilicide.

Kristall	Dicke [nm]	Heiztemp. [K]	ρ (300 K) [$\mu\Omega\text{cm}$]	ρ (18 K) [$\mu\Omega\text{cm}$]	R (18 K) [cm^3/As]	μ (18 K) [cm^2/Vs]	Bemerkung
A	4.0	800	61	--	--	--	auf 7x7
B	3.2	700	62	--	--	--	auf 7x7
C1	2.4	650	71	--	--	--	auf 7x7
C2	6.1	800	65	--	--	--	2. Schicht
C3	8.4	800	61	50	$4.7 \cdot 10^{-4}$	9.4	3. Schicht
C4	14.6	775	58	--	--	--	4. Schicht
D	8.7	650	62	--	--	--	auf 7x7
E1	2.9	725	61	51	$4.4 \cdot 10^{-4}$	8.6	auf 7x7
E2	6.3	705	58	48	$4.8 \cdot 10^{-4}$	10.0	2. Schicht
F1	3.6	745	75	65	$3.8 \cdot 10^{-4}$	5.8	auf "1x1"
F2	6.1	730	64	53	$4.2 \cdot 10^{-4}$	7.9	2. Schicht

Tabelle II: Übersicht über die für ausgeheilte NiSi_2 -Schichten erhaltenen elektrischen Werte.

Literaturverzeichnis

- (1) P. Drude
Elektronentheorie der Metalle
Annalen der Physik 1, (1900)
- (2) E. Rosencher, P.A. Badoz, J.C. Pfister,
F. Arnaud d'Avitaya, G. Vincent, S. Delage
Appl. Phys. Lett. 45 (5), 271 (1986)
- (3) J.M. Ziemann
Prinzipien der Festkörpertheorie
Harri-Deutsch-Verlag (1975)
- (4) L.M. Lifshitz, M.Ja. Asbel, M.I. Kaganov
Elektronentheorie der Metalle
Akademie-Verlag-Berlin (1975)
- (5) C. Kittel
Quantentheorie der Festkörper
R. Oldenbourg-Verlag München-Wien (1970)
- (6) H. Meyer
Physik dünner Schichten
Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft Stuttgart (1955)
- (7) K. Fuchs
Proc. Cambridge Phil. Soc. 34 (1), 100 (1938)
- (8) A.F. Mayadas, M. Shatzkes
Phys. Rev. B 1, 1382 (1970)
- (9) P.W. Anderson, E. Abrahams, T.V. Ramakrishnan
Phys. Rev. Lett. 44, 718 (1979)
- (10) L.P. Gorkov, A.I. Larkin, D.E. Khmel'nitzkii
JETP Lett. 30,228 (1979)

- (11) G. Bergmann
Weak Localisation in Thin Films
Physics Reports 107, (1984)
- (12) B. Kramer, G. Bergmann, Y. Bruynseraede
Localisation, Interaction, and Transport Phenomena in
Impure Metals
Solid-State-Science 61, Springer (1984)
- (13) A. Messiah
Quantenmechanik
WdeG-Verlag Berlin - New York (1979)
- (14) C. van Haesendonek, M. Gijs, Y. Bruynseraede
Electron Scattering Times in Thin Metal Films
Solid-State-Science 61, Springer (1984)
- (15) B.L. Altshuler, A.G. Aranov, P.A. Lee
Phys. Rev. Lett. 44, 1288 (1980)
- (16) S. Hikami, A. Larkin, Y. Nagaoka
Prog. Theor. Phys. 63, 707 (1980)
- (17) K.N. Tu, E.I. Alessandrini, W.K. Chu, H. Krautle,
J.W. Mayer
Japan. J. Appl. Phys. 2, 669 (1974)
- (18) E.J. van Loenen, J.F. van der Veen, F.K. LeGoues
Surface Science 157, 1 (1985)
- (19) N.W. Cheung, P.J. Grunthaner, F.J. Grunthaner
J.W. Mayer, B.M. Ullrich
J. Vac. Sci. Techn. 18 (3), 917 (1981)
- (20) R.T. Tung, J.M. Gibson, J.M. Poate
Phys. Rev. Letters 50, 429 (1983)
- (21) J.M. Gibson, R.T. Tung, J.M. Poate
Ann. Meeting of Materials Research Society, Nov. 1982

- (22) A.E.M.J. Fischer; E.Vlieg, J.F. van der Veen
Im Druck
- (23) J.G. Clabes
Surface Science 145, 87 (1984)
- (24) F. Jentzsch, Diplomarbeit Uni Hannover, 1983
- (25) H.-Th. Benz, Diplomarbeit Uni Hannover, 1985
- (26) F. d'Heurle, C.S. Petersson, J.E.E. Baglin, S.J. La Placa,
C.Y. Wang
J. Appl. Phys. 55 (12), 4208 (1984)
- (27) H. Föll, P.S. Ho, K.N. Tu
Philosophical Magazine A 45, 31 (1982)
- (28) R. Theile, Dissertation, Uni Hannover, 1987
- (29) Van der Pauw
Phillips Technische Rundschau 8, 230 (1958)
- (30) R. Schad, Diplomarbeit, Uni Hannover, 1987
- (31) S.P. Murarka
J. Vac. Sci. Technol. 17, 775 (1980)
- (32) J.C. Hensel
Mat. Res. Soc. Symp. 54, 1986
- (33) E.G. Colgan, M. Mäenpää, M. Finetti, M-A. Nicolet
Journal of Electronic Materials 12 (2), 413 (1983)
- (34) V.S. Nespor, G.V. Samsonov
Dokl. Akad. Nauk. SSR 134 (6), 1337 (1960)
- (35) Ch. Adamski, Diplomarbeit, Uni Hannover, 1985
- (36) C. Rönner, Diplomarbeit, Uni Hannover, 1985

- (37) F. Comin, J.E. Rowe, P.H. Citrin
Phys. Rev. Lett. 51 (26), 2402 (1983)
- (38) W.S. Yang, S.C. Wu, F. Jona
Surface Science 155, L292 (1985)
- (39) H.U. Finzel, P. Wissmann
Annalen der Physik 43, 5 (1986)
- (40) A. Isizaka, Y. Shinaki
Surface Science 174, 671 (1986)
- (41) P. Bennet
Nato Advanced Research Workshop, Veldhoven 1987
- (42) P.V. Geld, F.A. Sidorenko
Silitzidi Perekhodnikh Metallov Chetvertogo Perioda
Izdatelstvo "Metallurgiya", Moscow 1971
- (43) F. Komori, S. Kobayashi, W. Sasaki
J. Phys. Soc. Jpn. 52, 4306 (1983)
- (44) P.H. Woerle, G.C. Verkade, A.G.M. Jansen
J. Phys. C 16, 3011 (1983)
- (45) Yu.F. Komnik, E.I. Bukhshtab, A.V. Butenko,
V.V. Andrievsky
Solid State Communications 44 (6), 865 (1982)
- (46) J.C. Hensel, R.T. Tung, J.M. Poate, F.C. Unterwald
Surface Science 142, 37 (1984)
- (47) H.-U. Everts, Uni Hannover, persönliche Mitteilung
- (48) C. Calandra, O. Bisi, G. Ottaviani
Surf. Sci. Reports 4, 271 (1985)

Herrn Prof. Dr. M. Henzler möchte ich für die Ermöglichung dieser Arbeit an seinem Institut für Festkörperphysik und für viele hilfreiche Gespräche danken.

Weiterhin danke ich allen Mitgliedern des Instituts für ihre Hilfsbereitschaft, insbesondere Herrn Dr.habil. H. Froitzheim für seine wertvollen Hinweise zur Verbesserung der Apparatur, sowie Herrn Dr. R. Theile für die kollegiale Zusammenarbeit.

Für die ausführlichen Diskussionen, die wesentlich zum Verständnis der Theorie beigetragen haben, danke ich Herr Prof. Dr. H.-U. Everts.

Bei allen Mitarbeitern der Mechanik- und Elektronikwerkstatt bedanke ich mich für ihre Bemühungen, besonders bei Herrn A. Zisenis für seinen engagierten Einsatz.

Mein Dank gilt auch den Mitgliedern des Institutes für Halbleitertechnologie der Universität Hannover für die Ionenimplantation der Kristalle.

Die Siliziumkristalle stellte freundlicherweise die Firma Wacker Chemitronic in Burghausen zur Verfügung.

Diese Arbeit wurde finanziell von der Stiftung Volkswagenwerk unterstützt.

Lebenslauf

Frank Jentzsch

27. Juni 1958

geboren in Hannover

1965 - 1972

Besuch der Grund-und Hauptschule bis zur 8.Klasse

1972 - 1974

Ab 9.Klasse Besuch der Realschule mit Abschluß im Juni 1974

1974 - 1977

Besuch der Sekundarstufe II der IGS-Roderbruch / Hannover

1. Juni 1977

Abitur

Obt.77 - Nov. 83

Studium der Physik an der Universität Hannover
Diplomarbeit im Institut für Festkörperphysik

14. Febr. 1984

Diplomhauptprüfung

seit Febr. 1984

Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Institut für Festkörperphysik der Universität Hannover