

Reine ultradünne Nickelsilizidschichten

Vom Fachbereich Physik
der Universität Hannover

zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Rüdiger Theile
geboren am 11. November 1954
in Cuxhaven

1987

Referent: Prof. Dr. M.Henzler
Korreferent: Prof. Dr. J.Graul
Tag der Promotion: 5.Februar 1987

ZUSAMMENFASSUNG

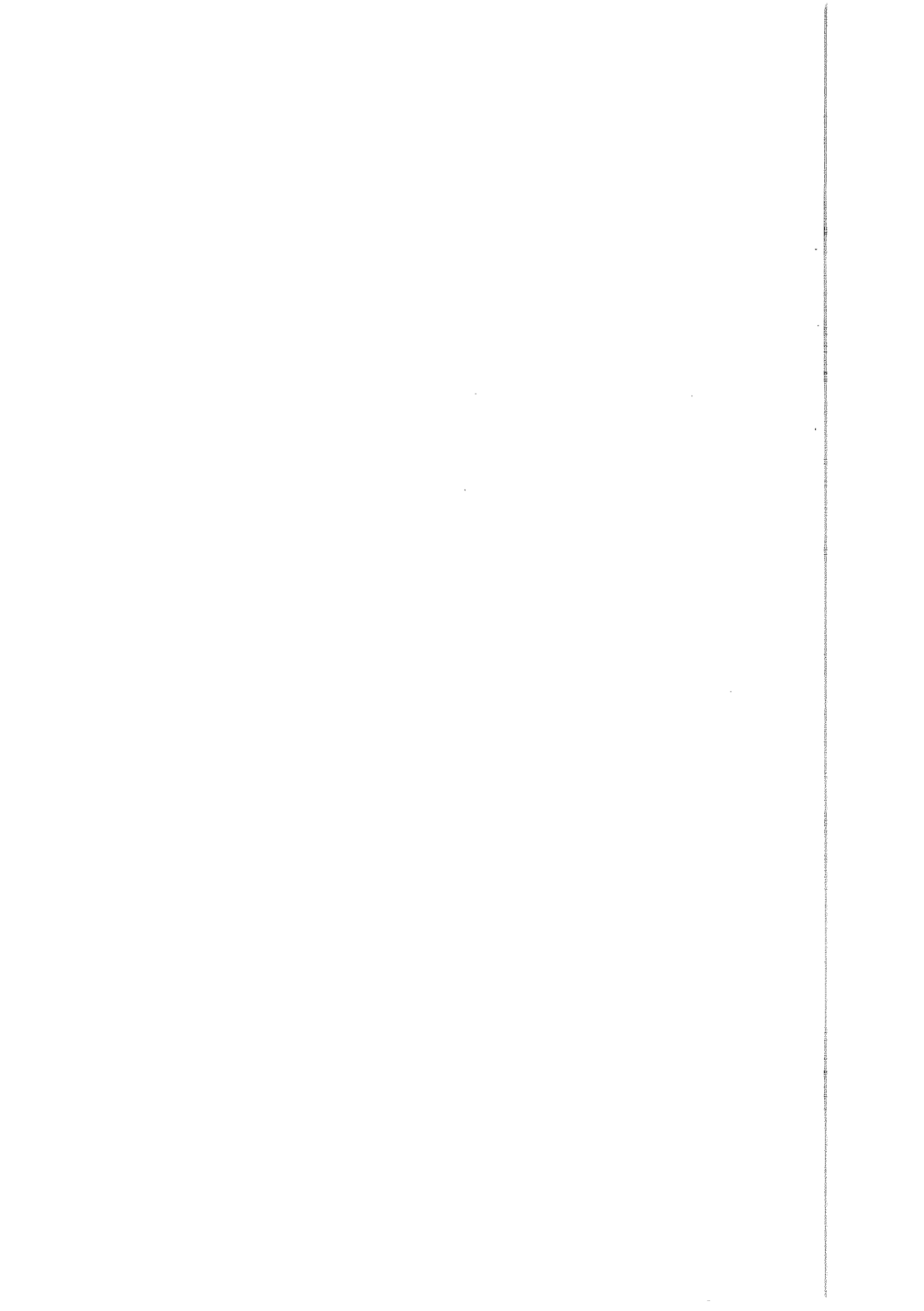
THEILE, Rüdiger

Reine ultradünne Nickelsilizidschichten

Im Rahmen der Arbeit wurde eine Apparatur aufgebaut, die es erstmalig erlaubt, Kristalle im Ultrahochvakuum zu präparieren und daran im selben Vakuum Leitfähigkeits- und Hall-Effekt-Messungen bis hinunter zu Temperaturen von 15 K vorzunehmen. Für die Messungen steht ein supraleitender Magnet mit einer magnetischen Induktion bis zu 4.5 Tesla zur Verfügung.

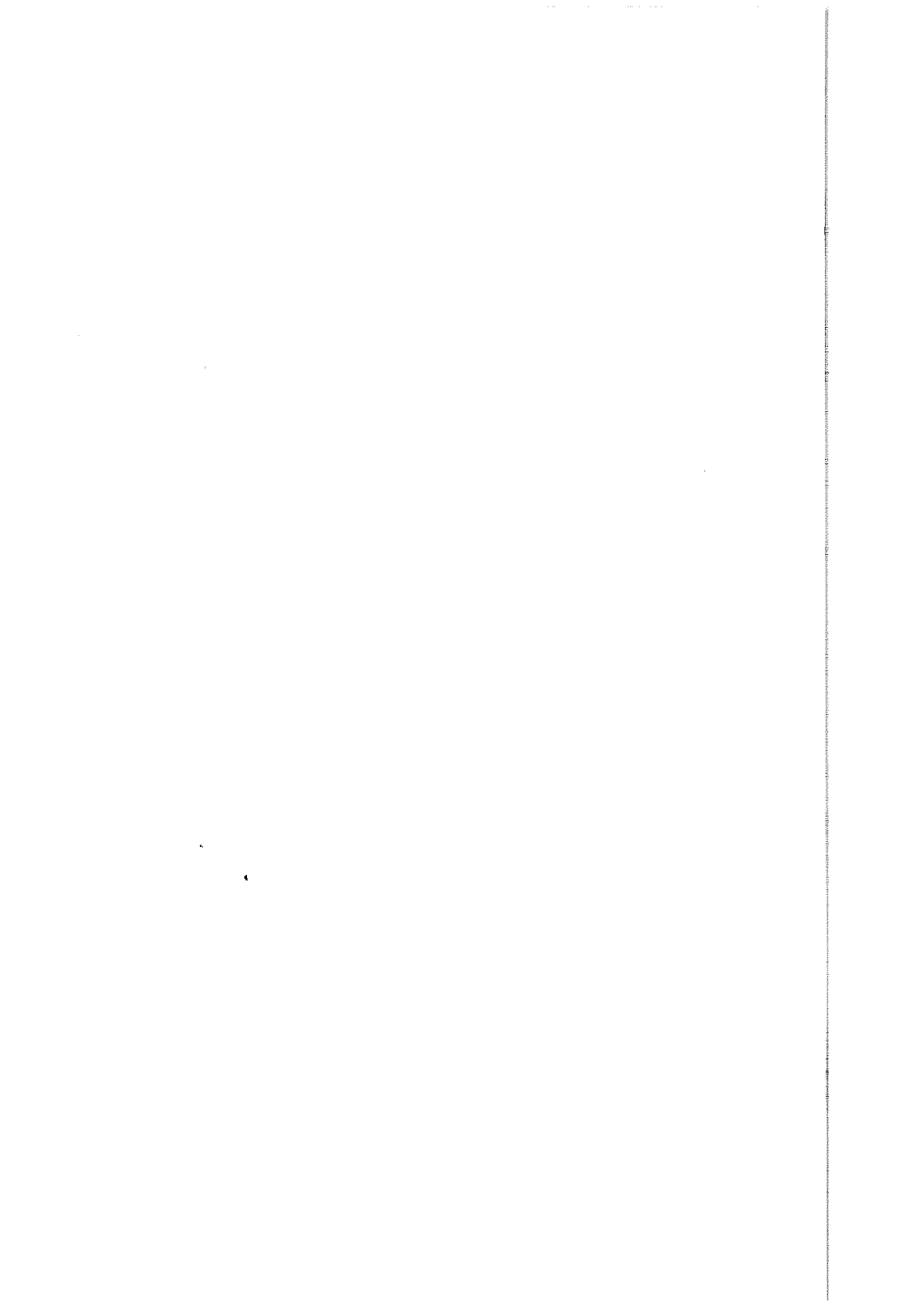
Erste Untersuchungen von Nickel auf Silizium im Schichtdickenbereich bis 30 Monolagen zeigen, daß Nickel schon während des Aufdampfens bei Zimmertemperatur zu Siliziden reagiert und daß der Leitwert der Aufdampfschicht nach Überschreiten von 2 Monolagen linear mit der Schichtdicke anwächst. Somit ist die Leitfähigkeit der Schicht nach Abzug von 2 Monolagen konstant und nicht schichtdickenabhängig wie erwartet. Diese 2 Monolagen erweisen sich auch in Hall-Effekt-Messungen als elektrisch passiv.

Schrittweises Heizen der Schicht bis 1100 K zeigt, daß die maximale Leitfähigkeit im Temperaturbereich 750 K - 800 K erreicht wird; dort liegt eine fast fehlerfreie epitaktische Schicht vor, die durch zusätzliches Aufdampfen von Nickel zunächst gestört, dann aber durch erneutes Heizen wieder ausgeheilt werden kann.



Inhaltsverzeichnis

| | Seite |
|---|-------|
| 1. EINLEITUNG | 1 |
| 2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN | 4 |
| 2.1 Transporttheorie | 4 |
| 2.2 Streuursachen | 7 |
| 2.3 Van der Pauw - Meßmethode | 10 |
| 3. EXPERIMENTELLER AUFBAU | 13 |
| 3.1 Vakuumsystem | 13 |
| 3.2 Manipulator | 15 |
| 3.2.1 Mechanischer Aufbau | 16 |
| 3.2.2 Kristallhalter | 18 |
| 3.2.3 Kühlsystem | 21 |
| 3.3 Supraleitender Magnet | 24 |
| 3.4 Nickelverdampfer | 24 |
| 3.5 Kristallpräparation | 25 |
| 3.6 Elektrische Meßanordnung | 28 |
| 3.7 Meßablauf | 29 |
| 3.8 Diskussion der Meßgeometrie | 30 |
| 3.8.1 Leitfähigkeitsmessungen | 30 |
| 3.8.2 Hall-Effekt-Messungen | 33 |
| 4. MESSUNGEN UND DISKUSSION | 37 |
| 4.1 Leitfähigkeit während des Aufdampfens | 37 |
| 4.2 Wirkung der Temperbehandlung | 43 |
| 4.3 Aufdampfen auf NiSi ₂ -Schichten | 52 |
| 4.4 Leitfähigkeit bei verschiedenen Schichtdicken | 54 |
| 5. SCHLUSS | 60 |
| Nomenklatur | 61 |
| Literaturverzeichnis | 63 |



1. EINLEITUNG

In den letzten Jahren ist das Interesse an Metall-Silizium-Verbindungen, den sogenannten Siliziden, stark gewachsen. Die Impulse dafür kommen aus der Mikroelektronik, wo man beim Einstieg in die Submikron-Technologie an die physikalischen Grenzen der bislang auf integrierten Schaltungen verwendeten Materialien stößt.

Eine weitere Miniaturisierung der Strukturen bedeutet beispielsweise bei den zur Zeit gebräuchlichen elektrischen Verbindungen aus polykristallinem Silizium eine signifikante Erhöhung des Widerstands und somit eine Vergrößerung der Zeitkonstanten, die insbesondere die Schaltzeiten der Bauelemente bestimmt.

Leitfähige Materialien müssen zum einen neben guter Haftung auf der Unterlage, mechanischer Stabilität und chemischer Beständigkeit während der Prozeßschritte relativ leicht aufzubringen sein, zum anderen muß es wiederum möglich sein, diese Materialien an definierten Stellen wegzuätzen. Es muß sichergestellt sein, daß weder dotierte Zonen noch Siliziumdioxid-Isolatorschichten von dem verwendeten Material angegriffen werden.

Die Verwendung von Metallen bietet sich wegen der bekannten guten Leitfähigkeit zunächst an; bei eingehender Betrachtung stellt sich jedoch heraus, daß die meisten Metalle als Leiterbahnenmaterial auf Silizium ungeeignet sind //1//.

Eines der wenigen Metalle, die die obigen Forderungen zum Teil erfüllen, nämlich Aluminium, kann für Kontaktierungszwecke nur eingesetzt werden, wenn die nachfolgenden

Prozeßschritte eine Temperatur von 450°C nicht überschreiten, da sonst Aluminium mit Silizium legiert. Ein zusätzliches Problem tritt dadurch auf, daß an der Grenzfläche Al-Si Aluminium-Spikes auftreten, die unter Umständen bis zu einem Mikrometer in den Halbleiter hineinwachsen und dort Kurzschlüsse erzeugen können.

Silizide bieten sich hierzu als vielversprechende Alternativen an. Die Leitfähigkeit von VSi_2 , NbSi_2 und TaSi_2 mit weniger als $10 \mu\text{Ohmcm}$ //2// ist durchaus vergleichbar mit der des Aluminiums ($2.6 \mu\text{Ohmcm}$). Seitdem die Oberflächenphysik sich mit Siliziden beschäftigt, ist es möglich geworden, Silizide epitaktisch in ultradünnen Schichten auf einem Silizium-Substrat zu erzeugen. Bei CoSi_2 und NiSi_2 ist die Gitterkonstante bis auf einen Fehler von 1.2% bzw. 0.4% //3// identisch zur Unterlage. Wie man an TEM-Bildern sehen kann, ist es dadurch möglich, Sandwich-Strukturen mit hervorragenden Interface-Qualitäten zu erzeugen //4// und auch neuartige Bauelemente wie den Metal Base Transistor //5// und Permeable Base Transistor //6// mit Siliziden zu verwirklichen. Diese Transistoren haben theoretische Grenzfrequenzen von über 30 GHz und entsprechend kurze Schaltzeiten. Weiterhin wird es möglich, mit Sandwich-Strukturen Übergitter aus Siliziden und Isolatoren zu erzeugen und so ein Bauelement herzustellen, das durch resonantes Tunneln funktioniert und eine erhoffte Grenzfrequenz von 700 GHz aufweist //7//.

Das System NiSi_2 auf Silizium ist schon in zahlreichen Arbeiten untersucht worden //3,8-11//. Die Untersuchungen im UHV bezogen sich fast ausschließlich auf strukturelle Fragen sowie Wachstums- und Präparationsbedingungen. Wichtige Aspekte, nämlich die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit und Beweglichkeit der Ladungsträger in den Nickel-Silizidschichten, konnten bislang nur außerhalb der Präparationskammern gemessen werden //12,13//.

In dieser Arbeit wird eine neue unkonventionelle Apparatur vorgestellt, die erstmalig die Möglichkeit bietet, Proben unter Ultrahochvakuum-Bedingungen zu präparieren und im gleichen Vakuum temperaturabhängig (15 K-400 K) Leitfähigkeit und Hall-Effekt bei einer magnetischen Induktion von bis zu 4.5 Tesla zu messen.

Ziel ist es, ein besseres Verständnis über die Wirkung der verschiedenen Behandlungsschritte hinsichtlich Qualität der Silizidschichten zu erlangen, da nur in situ Messungen quantitative Aussagen hierüber erlauben.

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1 Transporttheorie

Nach dem Ohm'schen Gesetz ist die Stromdichte proportional zum angelegten elektrischen Feld.

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (2.1)$$

σ heißt elektrische Leitfähigkeit. Sie ist im einfachsten Fall ein Skalar, im allgemeinen jedoch ein Tensor. Die Stromdichte ergibt sich durch Integration über die Ladungsträgerdichte und deren Geschwindigkeiten

$$\vec{J} = - \frac{e}{4\pi^3} \int d^3k \vec{v}(\vec{k}) f \quad (2.2)$$

Dabei ist f die Verteilungsfunktion für Elektronen, die im thermischen Gleichgewicht der Fermi-Dirac-Funktion f_0 entspricht.

Unter dem Einfluß einer äußeren Kraft \vec{F} (z.B. durch elektrisches Feld) ändert sich die Verteilungsfunktion $f(\vec{r}, \vec{k}, t)$ um den Wert

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{Feld}} dt$$

Daraus ergibt sich nach Entwicklung in eine Taylor-Reihe:

$$f(\vec{r}, \vec{k}, t) - f(\vec{r}_0, \vec{k}_0, t_0) = \left(\frac{\partial f}{\partial r} \right)_{\vec{r}_0} \vec{v} + \left(\frac{\partial f}{\partial k} \right)_{\vec{k}_0} \frac{\vec{F}}{\hbar} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{t_0} dt$$

oder

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{Feld}} = -\vec{v} \text{grad}_{\vec{r}} f - \frac{\vec{F}}{\hbar} \text{grad}_{\vec{k}} f \quad (2.3)$$

Dieser Ausdruck ist als Boltzmann'sche Transportgleichung bekannt.

Ist das Feld zeitlich konstant, wird sich nach einer gewissen Zeit aufgrund von Stößen ein stationärer Zustand einstellen.

$$\text{Es gilt} \quad \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{Feld}} = - \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{Stöße}} \quad (2.4)$$

$$\text{also} \quad \vec{v} \text{ grad}_r f + \frac{\vec{F}}{\hbar} \text{ grad}_k f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{Stöße}} \quad (2.5)$$

Die linke Seite wird Drift-Term genannt und beschreibt die Änderung der Verteilungsfunktion im Ortsraum aufgrund der Geschwindigkeit der Elektronen und im reziproken Raum durch äußere Felder. Die rechte Seite, der Stoß-Term, kann in einfachster Näherung (Chapman-Enskog) mit

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{Stöße}} = \frac{f - f_0}{\tau} \quad (2.6)$$

angesetzt werden. Dabei ist die Relaxationszeit τ eine charakteristische Zeitkonstante zum Erreichen des thermischen Gleichgewichts. Unter der Voraussetzung, daß die Abweichungen von der Gleichgewichtsverteilung klein sind, ist die Integration der Boltzmann-Gleichung möglich. Die immer noch recht komplizierte Lösung vereinfacht sich unter Vernachlässigung von Temperaturgradienten und unter der Annahme, daß τ nicht explizit vom Wellenvektor \vec{k} , sondern nur von der Energie $\epsilon(\vec{k})$ abhängt, zum Ausdruck //14//

$$f = f_0 - e \vec{E} \cdot \vec{v}(\vec{k}) \tau(\epsilon(\vec{k})) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\right) \quad (2.7)$$

Einsetzen in Gl. 2.2 und Vergleich mit 2.1 liefert

$$\sigma = \frac{e^2}{4\pi^3} \int d^3k \tau(\epsilon(\vec{k})) v^2(\vec{k}) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\right) \quad (2.8)$$

So können die Tensorelemente der Leitfähigkeit bestimmt werden, wobei die größte Schwierigkeit die Bestimmung von $\tau(\epsilon(\vec{k}))$ darstellt. Für isotrope Kristalle ist σ ein Skalar

und nimmt nach Einführen von

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar} \text{grad}_{\vec{k}} \vec{v}(\vec{k}) \quad \text{die Form} \quad \sigma = \frac{n e^2 \langle \tau \rangle}{m^*} \quad \text{an,} \quad (2.9)$$

wobei $\langle \tau \rangle$ ein geeigneter Mittelwert für die Relaxationszeit ist.

$$\text{Die Beweglichkeit ergibt sich aus} \quad \mu = \sigma / ne \quad (2.10)$$

Hat man neben Elektronen- auch Löcherleitung vorliegen, so setzt sich σ zusammen aus

$$\sigma = e (n\mu_n + p\mu_p) \quad (2.11)$$

Aus Gl.2.7 wird deutlich, daß nur Elektronen im Bereich der Fermikante zur Leitfähigkeit beitragen, weil $(\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon})$ außerhalb dieses Bereichs verschwindet. Von daher ist es berechtigt, eine sogenannte mittlere freie Weglänge λ einzuführen, die durch die Beziehung $\lambda = v_F \langle \tau \rangle$ gegeben ist; v_F ist hierbei die Fermi-Geschwindigkeit. Die mittlere freie Weglänge läßt sich aus der Ladungsträgerkonzentration und Leitfähigkeit bestimmen zu

$$\lambda = \frac{\hbar (3\pi^2)^{1/3}}{e^2} \frac{\sigma}{n^{2/3}} \quad (2.12)$$

Bei Hall-Effekt-Messungen in der üblichen Anordnung (d.h. $\vec{B}=(0,0,B)$; $\vec{J}=(J_x,0,0)$; $\vec{E}=(E_x,E_y,0)$) ergibt sich der Hall-Koeffizient aus

$$R_H = \frac{E_y}{B J_x} \quad (2.13)$$

Mit sphärischen Energieflächen und nur einer Ladungsträgerart ist der Hall-Koeffizient

$$R_H = - \frac{1}{ne} \quad \text{bzw.} \quad R_H = \frac{1}{pe} \quad (2.14)$$

Sind sowohl Elektronen als auch Löcher vorhanden, so ist die Hall-Konstante

$$R_H = \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{e(n\mu_n + p\mu_p)^2} \quad (2.15)$$

2.2 Streuursachen

Grundanliegen bei Leitfähigkeitsmessungen ist es, die Größe $(\frac{\partial f}{\partial t})_{\text{Stöße}}$ bzw. $\langle \tau \rangle$ zu bestimmen. Es ist daher nötig, die Ursachen und Abhängigkeiten der Streuquerschnitte für Elektronen im Festkörper zu verstehen.

Ein Elektron im idealen Kristall bewegt sich als Blochwelle und unterliegt entgegen der klassischen Vorstellung von Drude keinen Stößen mit den Gitteratomen. Die Streuung von Elektronen wird hervorgerufen durch die Abweichungen von der Periodizität der Gitteratome. Die Ursachen dieser Abweichungen sind:

- thermisch angeregte Phononen,
- geladene Störstellen,
- neutrale Störstellen, Versetzungen, Korngrenzen
- sowie die Oberfläche des Kristalls.

Bei Vernachlässigung möglicher Interferenz der Streuursachen kann man nach der Regel von Matthiessen die reziproken Beweglichkeiten addieren und erhält für die Gesamtbeweglichkeit:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} + \frac{1}{\mu_3} + \dots \quad (2.16)$$

Durch Variation der Temperatur kann man in günstigen Fällen die einzelnen Beiträge zur Streuung separieren.

Bei tiefen Temperaturen liefert die Streuung an Phononen bei Metallen einen Beitrag $\mu_{ph} \sim T^{-5}$, bei hohen Temperaturen liefern die Phononen einen Beitrag $\mu_{ph} \sim T^{-1}$, bei Halbleitern ist $\mu_{ph} \sim T^{-3/2}$. Ionisierte Störstellen tragen mit $\mu_{Ion} \sim T^{3/2}$ zur Temperaturabhängigkeit bei, die anderen Streuursachen liefern konstante Beiträge unabhängig von der Temperatur.

Bei dünnen Schichten kann die Streuung an der Oberfläche die Beweglichkeit entscheidend beeinflussen, wenn die Schichtdicke d von der Größenordnung der freien Weglänge λ_0 der Elektronen im Volumen ist. Die Berechnungen hierzu sind meist eine Verfeinerung des ursprünglichen Modells von Fuchs //15//.

Im Fuchs-Modell wird das Verhältnis der Leitfähigkeit in der dünnen Schicht zu der im Volumen-Material durch den Spiegelungs-Parameter p ausgedrückt, der die Werte von $p = 0$ (isotrope Streuung an der Grenzfläche) bis $p = 1$ (Spiegelreflexion) annehmen kann.

Als Näherung wird für dickere Schichten

$$\gamma \gg 1 : \quad \frac{\sigma_G}{\sigma_0} = 1 - \frac{3}{8\gamma} (1-p) \quad (2.17)$$

angegeben //16// und für dünne Schichten

$$\gamma \ll 1 : \quad \frac{\sigma_G}{\sigma_0} = \frac{3}{4} (1-p) \gamma \ln(1/\gamma), \quad (2.18)$$

wobei $\gamma = d/\lambda_0$ und σ_0 und σ_G die Leitfähigkeit im Volumen bzw. in der Grenzschicht ist.

Für polykristalline Schichten ist die Streuung an Korngrenzen zu berücksichtigen, die nach Mayadas und Shatzkes //17// gegeben ist durch:

$$\frac{\sigma_K}{\sigma_0} = 3 \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{2} \alpha + \alpha^2 - \alpha^3 \ln(1 + 1/\alpha) \right) \quad (2.19)$$

mit σ_K : Leitfähigkeit bei Korngrenzenstreuung

und $\alpha = \frac{\lambda_0}{r} \frac{R}{1-R}$

r : Korngröße

R : Reflexionskoeffizient an den Korngrenzen

Wenn allerdings keine geschlossene Schicht vorliegt, sondern Inseln auf der Oberfläche, so kann Leitfähigkeit durch Tunneln von Elektronen zwischen den Inseln auftreten, wobei natürlich auch die elektrischen Eigenschaften der Unterlage eine große Rolle spielen.

Neugebauer und Webb //18// berechneten ein Modell, in dem sich metallische Inseln mit Radius r im Abstand s voneinander auf einer isolierenden Unterlage befinden. Elektronen können sich mit Hilfe des Tunneleffekts von Insel zu Insel bewegen. Die Tunnelwahrscheinlichkeit durch einen Potentialwall der Höhe V_0 und Breite s für ein Teilchen mit der Energie ϵ ist

$$\exp\left(-\frac{2s}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - \epsilon)}\right)$$

$V_0 - \epsilon$ kann näherungsweise der Austrittsarbeit des Metalls ϕ gleichgesetzt werden. Unter Berücksichtigung, daß sich beim Tunnelprozeß jeweils der Ladungszustand zweier Inseln ändert, ergibt sich folgender Zusammenhang //19//:

$$\sigma \sim \frac{s}{r} \exp\left(-\frac{e^2}{\epsilon_r \epsilon_0 r k_B T} - \frac{2s}{\hbar} \sqrt{2m\phi}\right) \quad (2.20)$$

Dieses Modell ergibt eine exponentielle Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der inversen Temperatur.

Mit der Vereinfachung, daß die präexponentiellen Faktoren in Gl.(2.20) temperaturunabhängig sind, ergibt sich für den Temperaturkoeffizienten des Widerstands (TCR):

$$\beta = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} = - \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dT} = - \frac{e^2}{\epsilon_r \epsilon_0 r k_B T^2} \quad (2.21)$$

Im Gegensatz zur normalen metallischen Leitfähigkeit ergibt sich also ein negativer TCR, vorausgesetzt, daß die Effekte der thermischen Ausdehnung der Unterlage und die damit verbundene Vergrößerung des Abstands der Inseln voneinander nicht überwiegen.

2.3 Van der Pauw - Meßmethode

Die Messung des spezifischen Widerstands eines Materials muß einen von der Probenform unabhängigen Meßwert ergeben und gewährleisten, daß die Meßkontakte nur einen sehr kleinen Fehler produzieren.

Van der Pauw //20// hat dazu ein Verfahren entwickelt, das auf homogene flache Scheiben beliebiger Form anwendbar ist. Wenn man am Umfang der Scheibe irgendwo 4 Kontakte A,B,C,D anbringt (Bild 1), so errechnet sich nach van der Pauw der spezifische Widerstand zu

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \frac{R_{ABCD} + R_{BCDA}}{2} \quad g\left(\frac{R_{ABCD}}{R_{BCDA}}\right), \quad (2.22)$$

wobei d die Dicke der Probe ist und R_{ABCD} das Verhältnis zwischen der Spannung, die an zwei nebeneinanderliegenden Kontakten AB gemessen wird, und dem Strom, der durch C und D fließt.

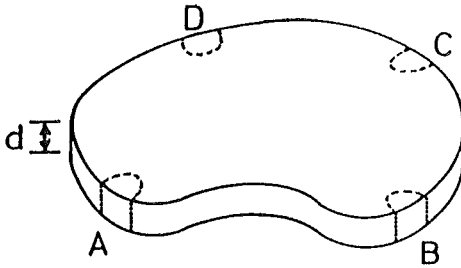


Bild 1: Mit einem planparallelem Scheibchen beliebiger Form und 4 Kontakten am Rand läßt sich der spezifische Widerstand und Hall-Koeffizient bestimmen.

Der Geometriefaktor g des Verhältnisses der beiden Widerstände R_{ABCD} und R_{BCDA} wird durch die Gleichung

$$\frac{R_{ABCD} - R_{BCDA}}{R_{ABCD} + R_{BCDA}} = g \operatorname{arccosh}\left(\frac{\exp(\ln 2/g)}{2}\right) \quad (2.23)$$

beschrieben. Solange die beiden Widerstände R_{ABCD} und R_{BCDA} sich nicht mehr als um einen Faktor 2 unterscheiden, kann in guter Näherung der Geometriefaktor $= 1$ gesetzt werden.

Die Meßanordnung ist auch im Magnetfeld anwendbar. Hall-

Effekt-Messungen werden vorgenommen, indem durch jeweils gegenüberliegende Kontakte Strom geschickt und an den anderen Kontakten die Spannung gemessen wird. Die Hall-Konstante berechnet sich dann aus

$$R_H = \frac{d}{B} (R(B) - R(0)), \quad (2.24)$$

d.h. aus der Differenz der Widerstände mit und ohne Magnetfeld.

3. EXPERIMENTELLER AUFBAU

Da es für die Untersuchungen der hier vorliegenden physikalischen Probleme keine kommerziellen Systeme gibt, wurde die in dieser Arbeit verwendete Apparatur bis auf wenige Meßkomponenten selbst konstruiert und gefertigt. Die Beschreibung des Aufbaus ist sehr ausführlich, weil es derzeit die einzige Apparatur der Welt ist, die die hier beschriebenen Messungen in situ erlaubt.

3.1 Vakuumsystem

Für die Messungen wurde ein UHV-Rezipient gebaut, dessen Konzept in Bild 2 und 3 schematisch dargestellt ist.

In der Präparationsebene sind ein Nickelverdampfer, eine LEED-Optik und ein Auger-System jeweils an Arbeitspositionen im Abstand von 100 mm zur Mittelachse angeflanscht; mit einem Massenspektrometer läßt sich die Restgaszusammensetzung in der Apparatur überprüfen.

Oberhalb dieser Ebene befindet sich eine zylinderförmige senkrechte Ausstülpung mit 73 mm ϕ und 250 mm Höhe, im folgenden "Rüssel" genannt, in die der Kristallhalter nach 90°-Verkipfung zur Hall-Effekt- und Leitfähigkeitsmessung eingeführt werden kann.

Unterhalb der Präparationsebene ist seitlich ein 8"-Flansch angebracht, der mit einer 125 l/sec-Ionengetterpumpe verbunden ist. In diese Pumpe ist ein Titansublimator mit einer Pumpleistung von 1000 l/sec integriert. Nach Ausheizen wird in dieser Apparatur ein Basisdruck von weniger als 10^{-8} Pa reproduzierbar erreicht. Wenn die Helium-Kühlung in Betrieb ist, verbessert sich der Druck um etwa eine Größenordnung.

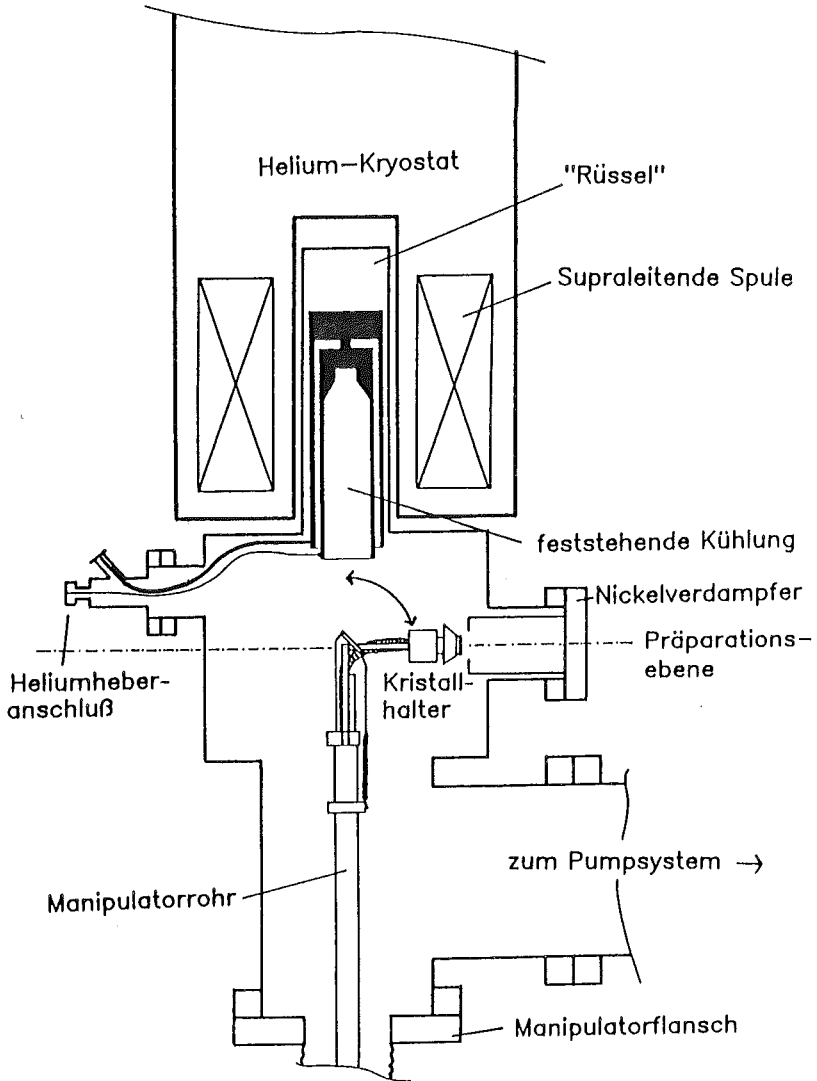


Bild 2: Vertikaler Schnitt durch die UHV-Apparatur

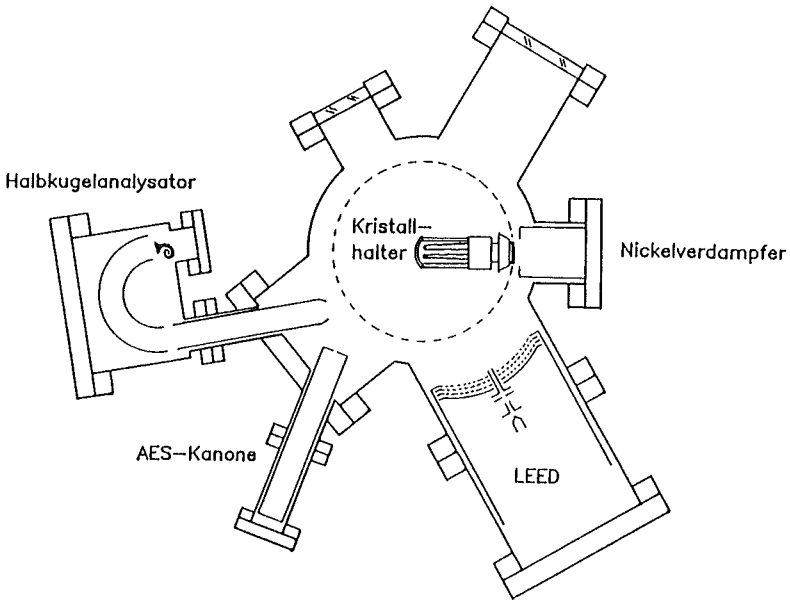


Bild 3: Schnitt durch die Präparationsebene der UHV-Apparatur

3.2 Manipulator

Die experimentelle Zielsetzung und der Aufbau des supraleitenden Magneten erfordern einen Manipulator, der folgende Aufgaben erfüllen muß:

- Da das Feld des Magneten nur von unten zugänglich ist, muß der Manipulator den Kristall von unten senkrecht in diesen Bereich hineinbewegen können. Dies erfordert einen Mindesthub von 320 mm.

- In der Präparationsebene muß der Kristall senkrecht zu dieser Position im Abstand von 100 mm von der Apparaturmitte die einzelnen Oberflächenpräparationskomponenten und -meßgeräte anfahren können.
- Der Kristall soll bis unter 20 K gekühlt und bis auf 1500 K geheizt werden.
- Außerdem soll der Kristall zur Hall-Effekt- und Leitfähigkeitsmessung mit 4 elektrischen Kontakten versehen sein, die gegen Masse hochspannungsisoliert sind.

3.2.1 Mechanischer Aufbau

Der Manipulator (Bild 4) ist mit einem 8"-Flansch von unten an der UHV-Apparatur befestigt. Mit diesem Flansch ist eine 220 mm ϕ Grundplatte über einen 60 mm ϕ Wellbalg verbunden. Sie kann mit einer kardanischen Aufhängung in 2 senkrechten Richtungen um je $\pm 15^\circ$ gegen den 8"-Flansch, verkippt werden. Diese Taumbewegung um die Winkel ϑ und φ erlaubt in der Präparationsebene bei einem Abstand Kristall-Kardan-Aufhängung von 350 mm eine x-y-Bewegung von mehr als ± 90 mm. (Herkömmliche Manipulatoren erlauben höchstens ± 15 mm Verschiebung.) Über Einstellschrauben mit Feingewinde, die gegen zwei kräftige Zugfedern arbeiten, kann der gewünschte Verkippfungswinkel reproduzierbar eingestellt werden.

Auf die Grundplatte sind zwei 30 mm ϕ Führungsstangen angeschraubt, über die je eine Laufhülse mit innenliegenden Rollen die z-Bewegung ausführt. An diesen Laufhülsen kann der Manipulatorkopf gegen die Grundplatte hin- und herfahren, wobei die Höhenverstellung mit einer Gewindestange erfolgt.

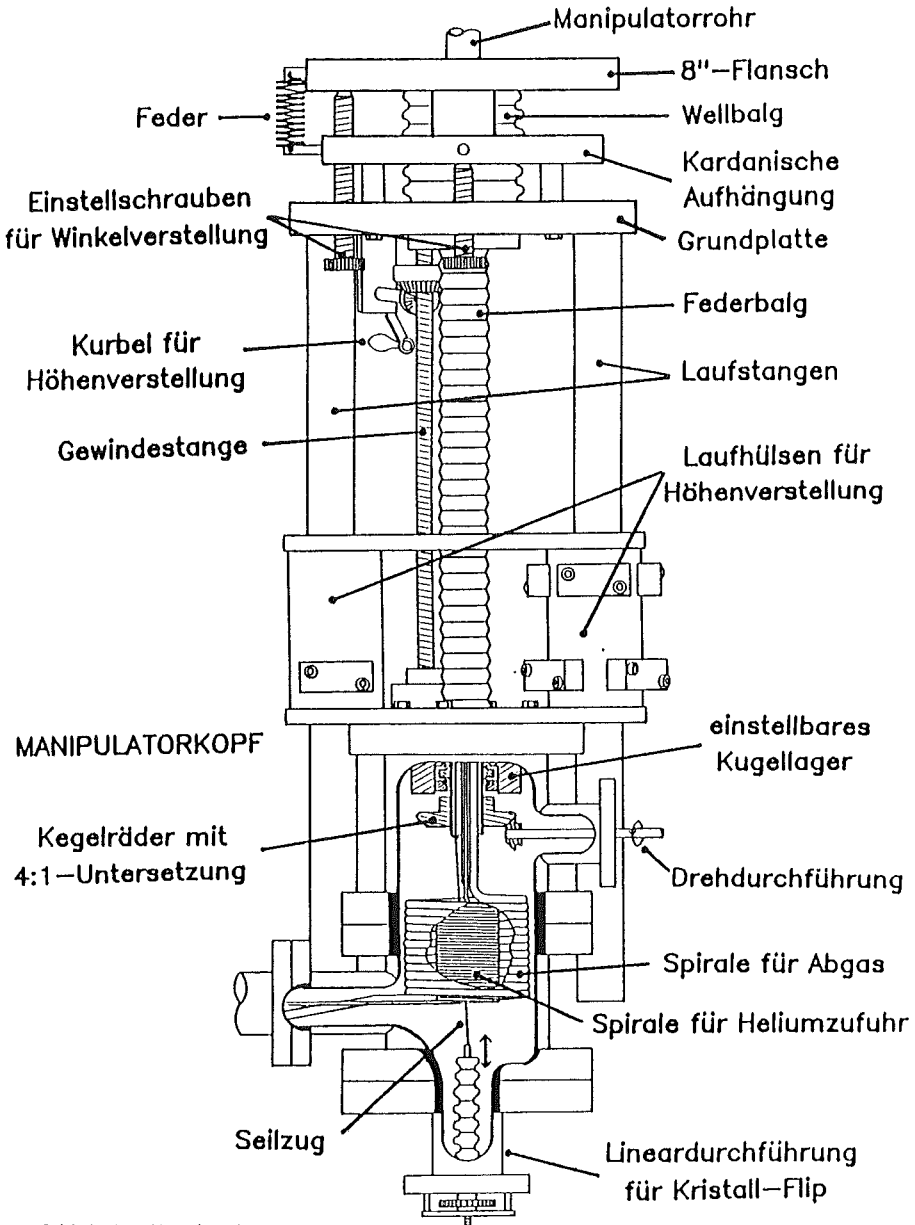


Bild 4: Manipulator

Die vakuumseitige Verbindung ist mit einem 30 mm \varnothing Federbalg hergestellt. Innerhalb dieses Federbalgs befindet sich ein 22 mm \varnothing Edelstahlrohr, das im Manipulatorkopf in einem Axial-Radial-Kugellager drehbar gelagert und in Höhe der Grundplatte in einem Gleitlager aus PAN-Bronze® geführt wird. Durch den großen Abstand der beiden Lager ist trotz der ungewöhnlichen Länge des Manipulatorrohrs von 500 mm größtmögliche Spielfreiheit am Kristallhalter gewährleistet.

Die Drehung des Manipulatorrohrs erfolgt über Keilzahnräder mit einer 4:1-Untersetzung von einer seitlich am Manipulatorkopf angebrachten Drehdurchführung. In dem Rohr laufen die Heliumzufuhr- und Heliumrückleitung, 12 elektrische Leitungen für den Kristallhalter sowie der Seilzug für die Verkippung des Kristalls. Dieser wird von einer am Boden des Manipulatorkopfs befindlichen Lineardurchführung betätigt.

3.2.2 Kristallhalter

In Bild 5 ist der Kristallhalter dargestellt. Der quadratische Kristall liegt auf Molybdänblöcken und ist mit Molybdänklammern (hier nicht eingezeichnet) an allen 4 Ecken befestigt. Die Blöcke ihrerseits sind über Keramikisolierungen mit einem Kegelstumpf aus Kupfer verbunden. Auf diese Weise ist der Kristall gegen Masse hochspannungsisoliert, aber gleichzeitig wärmeleitend mit dem Kupferblock verbunden, der als Helium-Verdampferkryostat ausgebildet ist.

Um unerwünschte Wärmezufuhr zum Kupferblock so gering wie möglich zu halten, ist dieser nicht direkt, sondern über 3 konzentrische Edelstahlrohre an einer Edelstahlgabel befestigt, die über einen Seilzug und mit Rückholfedern aus Duratherm® bewegt werden kann. Auf diese Weise läßt sich der

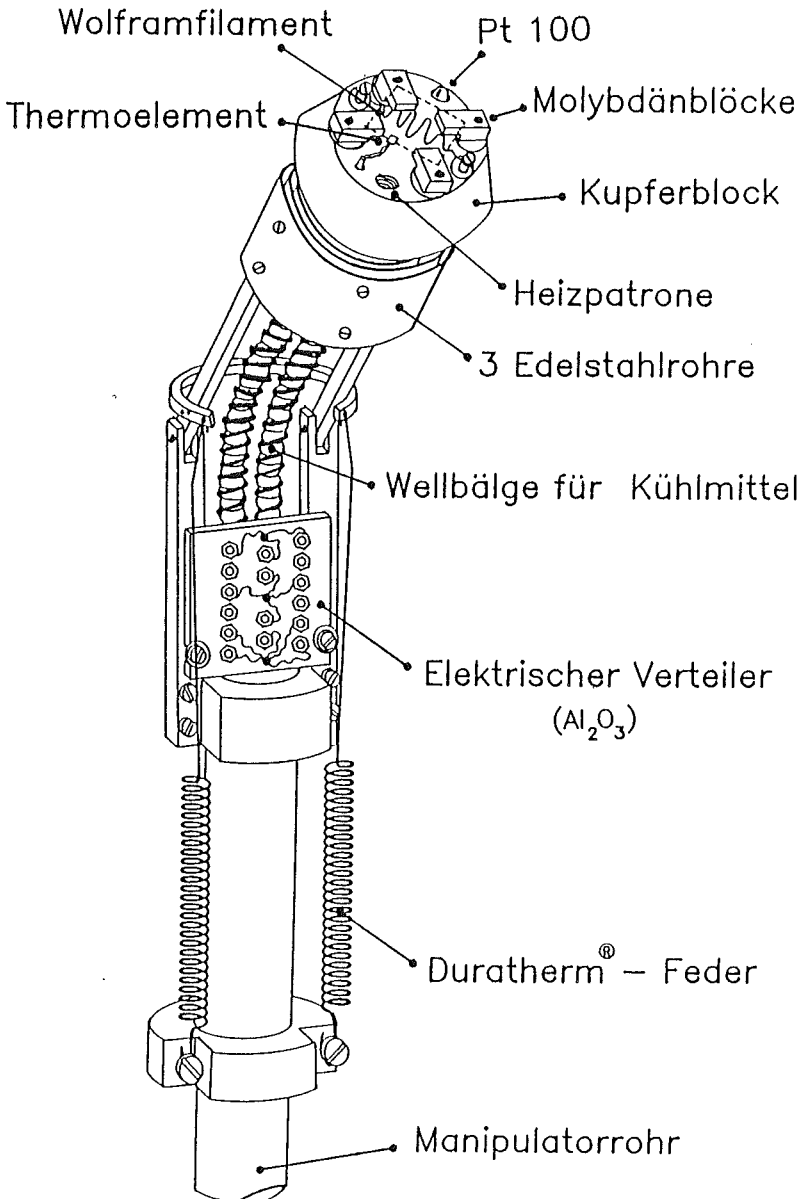


Bild 5: Kristallhalter

Kristall von -5° bis $+95^{\circ}$ verkippen. Der Abstand zwischen Verkippsachse und Kristall beträgt 100 mm.

Die Heliumleitung ist hier durch die Verwendung zweier Edelstahlwellbälge flexibel ausgeführt. Damit die elektrischen Zuleitungen möglichst wenig Wärme zum Kristall transportieren, sind sie mehrfach um die Kühlmittleitungen gewickelt.

Zwischen Kristall und Kupferkegel befindet sich ein mäanderförmig gebogenes 0.1 mm \varnothing Wolframfilament, mit dem der Kristall durch Elektronenstoßheizung bis zum Schmelzpunkt erhitzt werden kann.

Mittels eines NiCr-Ni-Thermoelements, das mit einer Tantal-klemme seitlich am Kristall befestigt ist, wird die Temperatur der Probe zuverlässig im Bereich von 100 K bis 1500 K gemessen. Die tieferen Temperaturen werden mit einem Platinwiderstand (Pt 100) bestimmt. Dieser ist in den Kupferblock eingelassen und bestimmt die Temperatur durch 4-Punkt-Widerstandsmessung im Bereich 10 K bis 900 K. Es wird dabei angenommen, daß zwischen Kristall und Kupferkegel nur eine geringfügige Temperaturdifferenz besteht, insbesondere dann, wenn sich der Kristall im "Rüssel" befindet, wie noch ausführlich berichtet wird.

In einem Keramikrohr befindet sich eine Wolframwendel als Heizpatrone für den Kupferblock. Mit 20 W Heizleistung wird im Temperaturbereich 100 K bis 350 K eine Aufheizgeschwindigkeit von maximal 10 K pro Minute erzielt.

Um Reparaturen und Änderungen am Manipulator oder Kristallhalter zu erleichtern, ist am oberen Ende des Manipulatorrohrs eine Keramikplatte aus Al_2O_3 angebracht, die als Verteiler für die elektrischen Zuleitungen zum Kristallhalter

dient. Lediglich die Thermoelementdrähte werden zur Vermeidung von Meßungenauigkeiten, die durch Materialübergänge und Knicke hervorgerufen werden, direkt vom Kristall zu den elektrischen Durchführungen am Manipulatorkopf geführt.

3.2.3 Kühlsystem

Wie erwähnt erfolgt die Kühlung des Kristallhalters durch flüssiges Helium. Dieses wird durch ein 2 mm ϕ Edelstahlrohr zugeführt, während das gasförmige Helium durch ein 5 mm ϕ Rohr wegströmt. Innerhalb des Manipulatorrohrs ist das dünne Zuleitungsrohr von einem abgasgekühlten 5 mm ϕ Rohr umgeben, das auf diese Weise als Strahlungsschild dient.

Am Manipulatorkopf befindet sich ein Anschluß für einen Helium-Heber und ein Abgasanschluß, durch den das Helium zur Rückgewinnungsanlage gepumpt wird.

Die Drehung des Kristalls wird dadurch ermöglicht, daß die Heliumleitungen im Manipulatorkopf zu Spiralen mit 13 Windungen gebogen sind (Bild 4), wobei die Abgas-Spirale die Zuleitungs-Spirale nach außen thermisch abschirmt. Die Spiralen gestatten auf diese Weise eine Drehung des Kristallhalters um $\pm 190^\circ$.

Im "Rüssel", in den der Kristall zur Hall-Effekt- und Leitfähigkeitsmessung gefahren wird, ist eine zusätzliche Kühlung vorgesehen (Bild 6). Dort befindet sich ein System aus konzentrischen Zylindern, durch das von innen nach außen flüssiges Helium strömen kann, wobei wiederum die äußeren Zylinder die inneren thermisch abschirmen. Der konusförmige Kupferblock am Kristallhalter kann in ein entsprechendes

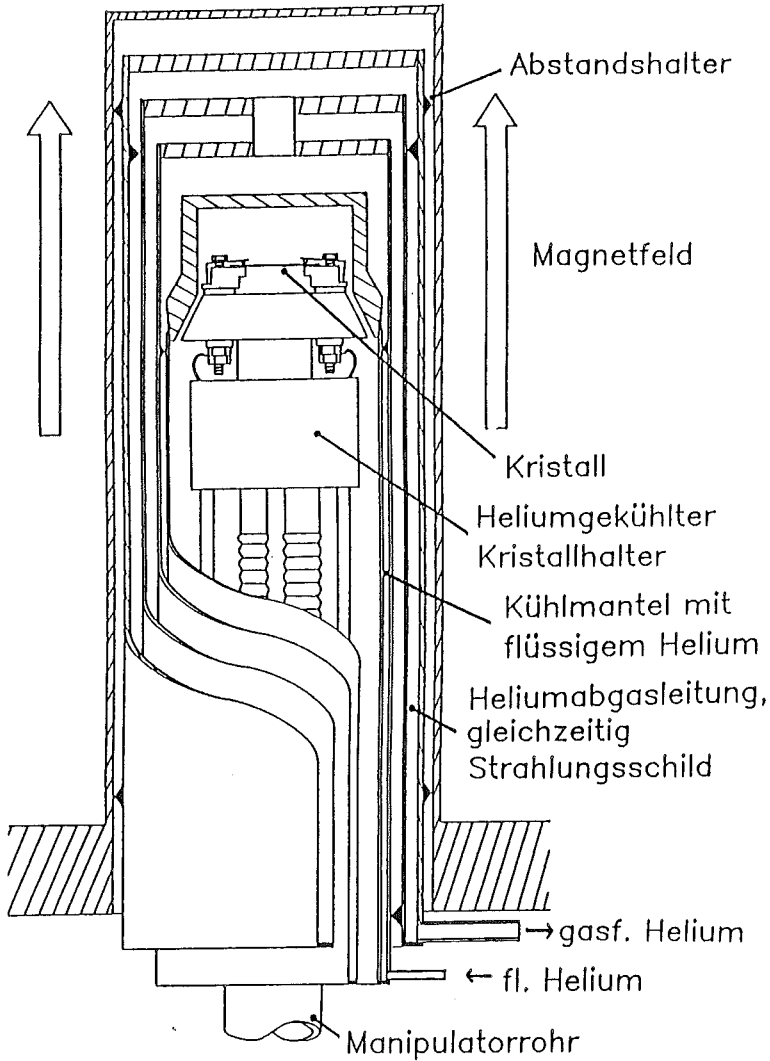


Bild 6: Position des Kristalls bei Leitfähigkeits- und Hall-Effekt-Messungen

heliumgekühltes Gegenstück im Inneren des Rohrsystems hineingefahren werden. Dadurch entsteht eine zusätzliche Kühlung und eine vollständige thermische Abschirmung des Kristalls. Auf diese Weise erreicht man am Kristall Temperaturen von unter 15 K, außerhalb des "Rüssels" Temperaturen von 30 K.

Trotz der sehr schwierigen Randbedingungen ist es hier gelungen, einen UHV-Manipulator zu bauen, der bei genügender Stabilität ungewöhnlich große Verstellmöglichkeiten aufweist und Meßtemperaturen zwischen 15 K und dem Schmelzpunkt des Siliziums erlaubt. Selbstverständlich läßt sich der Manipulator ebensogut mit flüssigem Stickstoff kühlen und in jeder beliebigen Lage in eine vorhandene Apparatur einsetzen, sofern diese einen entsprechenden Anschlußflansch besitzt.

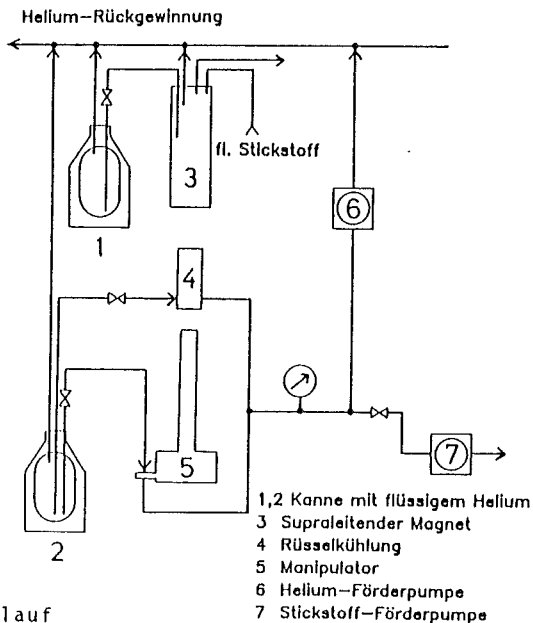


Bild 7: Kühlkreislauf

3.3 Supraleitender Magnet

Bei dem supraleitenden Magneten der Firma Oxford Instruments handelt es sich um einen Badkryostaten mit einem Fassungsvermögen von ca. 10 l flüssigem Helium, in dem eine supraleitende Spule mit 10000 Windungen aufgehängt ist. Der Heliumtank ist nach außen durch ein Isolationsvakuum und einen Mantel aus flüssigem Stickstoff abgeschirmt. Die Standzeit des Kryostaten beträgt etwa 50 Stunden. Mit einem Rampen-Generator wird der Strom durch die Spule innerhalb von 25 Minuten auf 72 A hochgefahren, was einer magnetischen Induktion von 4.5 Tesla entspricht.

Der Kryostat ist während der Messungen von außen über den "Rüssel" der Apparatur gestülpt (Bild 2) und kann zum Ausheizen der Apparatur 400 mm hochgezogen werden. Im hochgezogenen Zustand ist am Ort des Kristalls das Magnetfeld auf 0.5 % des Maximalwertes abgefallen, so daß auf diese Weise der Kristall alternierend mit und ohne Magnetfeld zeitsparend gemessen werden kann.

3.4 Nickelverdampfer

Der Nickelverdampfer ist bei Jentzsch //21// genauer beschrieben. Es handelt sich um einen wassergekühlten Elektronenstrahlverdampfer mit üblicher Schwingquarzwage, wobei die aufgedampfte Nickelmenge der Frequenzabnahme des eingebauten Schwingquarzes proportional ist. Bei der vorgegebenen Geometrie entspricht eine Monolage Nickel auf der Si(111)-Fläche ($7.8 \cdot 10^{14}$ Atome/cm²) einer Frequenzänderung von 25 Hz. Bei den vorgestellten Experimenten beträgt die Aufdampftrate zwischen 0.5 und 2 Monolagen pro Minute.

3.5 Kristallpräparation

Die Probenkristalle sind Quadrate mit 16 mm Kantenlänge (Bild 8), die aus einem 3"-Silizium(111)-Wafer (0.38 mm dick, n-dotiert, 300 Ohmcm) herausgeschnitten werden. Zur Verkleinerung des Meßfehlers, der bei der van-der-Pauw-Messung durch die endliche Ausdehnung der Kontakte entsteht //20//, werden die Proben seitlich 4.5 mm tief eingeschlitzt.

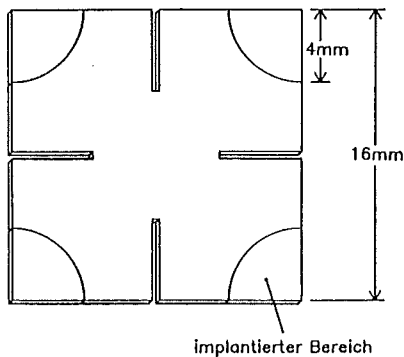


Bild 8: Geometrie der verwendeten Kristalle

Metall-Halbleiter-Kontakte zeigen durch Ausbildung einer Schottky-Barriere spätestens bei tiefen Temperaturen unerwünschte Diodencharakteristiken, die eine Messung des Probenwiderstands erheblich erschweren. Bei sehr tiefen Temperaturen frieren die Elektronen der Störstellenatome ein, so daß an den Kontakten die Übergangswiderstände zu groß werden.

Es bleibt nur die Möglichkeit, das Silizium an der Kontaktstelle zum Metall bis zur Entartung zu dotieren, um einen ohmschen Stromübergang zu erreichen. Deshalb wird der Wafer an den späteren Kontaktbereichen mit Bor-Ionen implantiert. Der Kristall wird dazu in einer Ionenimplantationsanlage im Institut für Halbleitertechnologie, Uni Hannover, mit 100 kV-Ionen beschossen. Dabei dringen die Ionen durch ein Streuoxid auf der Oberfläche bis zu $0.5 \mu\text{m}$ in den Kristall ein und erzeugen bei einer Dosis von $3 \cdot 10^{16} \text{Ascm}^{-2}$ eine Dotierung von über 10^{21}cm^{-3} .

Weil die implantierten Ionen nur dann elektrisch aktiv sind, wenn sie auf Gitterplätzen sitzen, wird nach der Implantation das Material kurz hochgeheizt, um die entstandenen Kristalldefekte auszuheilen und möglichst viele Dotieratome auf Gitterplätze zu bringen.

Die gesägte Probe wird dann nacheinander in Spülmittel-Lösung, Trichloräthylen, Aceton und Isopropanol gereinigt, in Flußsäure vom Oxid befreit und nach Spülen in destilliertem Wasser in rauchender Salpetersäure 10 min oxidiert, um sie nach Spülen wieder in Flußsäure zu tauchen. Auf diese Weise werden mit dem Oxid die Verunreinigungen an der Oberfläche, insbesondere Kohlenstoff beseitigt. Diese Prozedur kann bei Bedarf wiederholt werden, jedoch sollte man vermeiden, den implantierten Kontaktbereich wegzuätzen.

Der nunmehr saubere Kristall wird in rauchender Salpetersäure mit einer Schutz-Oxidschicht überzogen, die später in der Apparatur weggeheizt wird. Die Kontaktbereiche der Probe werden durch Benetzen mit HF-Tropfen von dem Oxid befreit.

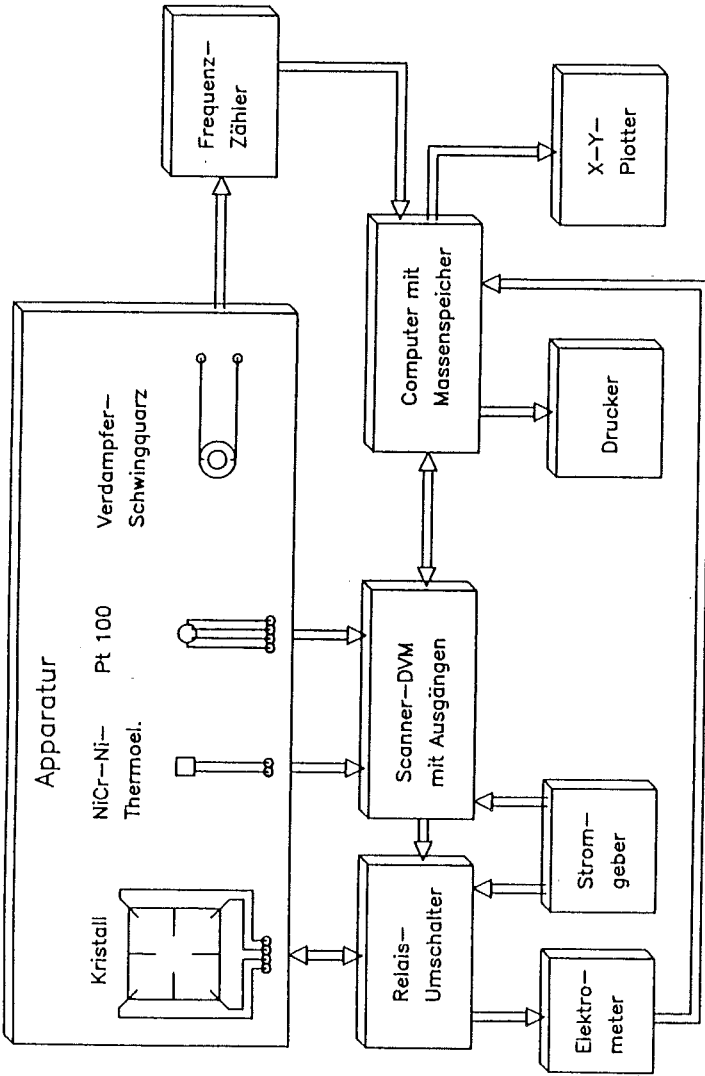


Bild 9: Blockschaltbild der elektrischen Meßanordnung

3.6 Elektrische Meßanordnung

Bild 9 zeigt die elektrische Meßanordnung im Blockschaltbild. Die 4 Zuführungen zum Kristall können über Relais-Umschalter paarweise als Strom- und Spannungskontakte geschaltet werden. Die Umschalter können von Hand oder vom Computer betätigt werden und ermöglichen alle für Leitfähigkeits- und Hall-Effekt-Messungen denkbaren Permutationen, einschließlich Stromumkehr und stromlose Messungen.

Die Konstantstromquelle ist für Ströme von 0.1 μA bis 10 mA bei einer Maximalspannung von 27 V ausgelegt und wird manuell eingestellt. Der Computer überwacht durch Messen der Ausgangsspannung, ob der eingestellte Strom tatsächlich erreicht wird.

Der Spannungsabfall am Kristall wird von einem Elektrometer mit einem Eingangswiderstand von mehr als $10^{13}\Omega$ gemessen und über eine IEC-Schnittstelle an den Rechner weitergeleitet. Der Computer mißt über ein Scanner-Digitalvoltmeter die Temperatur am Thermoelement und Pt 100.

Bei Aufdampfmessungen kann die Frequenzänderung der Schwingquarzwaage mit einem Zähler gemessen und über IEC-Bus an den Computer weitergegeben werden. Die Ausgabe der Meßwerte erfolgt über einen Drucker oder einen Digital-Analog-Plotter.

3.7 Meßablauf

Der Ablauf der in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Messungen kann generell wie folgt beschrieben werden:

Nach mindestens 24-stündigem Ausheizen der Apparatur bei 250°C wird nach der Abkühlphase der Kristall durch Elektrostoßheizung mehrmals einige Sekunden auf ca. 1200°C hochgeheizt. Anschließend wird die Sauberkeit der Oberfläche mit AES und LEED überprüft, bevor die Probe in ihrer Meßposition (Bild 6) eingekühlt wird. Nach Erreichen der Endtemperatur (nach ca. 10 Minuten) wird die Kühlung gedrosselt bzw. abgestellt.

Die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit und des Hall-Effekts wird mit steigenden Temperaturen bis 350 K gemessen, wobei im Bereich höherer Temperaturen die Erwärmung mit der eingebauten Heizpatrone beschleunigt wird.

Danach wird der Kristall erneut kurz hochgeglüht, um inzwischen adsorbiertes Gas zu entfernen, und vor den Nickelverdampfer geschwenkt. Während der Aufdampfphase wird die Leitfähigkeit zusammen mit der Temperatur des Kristalls kontinuierlich gemessen.

Anschließend wird erneut die Temperaturabhängigkeit des Hall-Effekts und der Leitfähigkeit bestimmt. Danach wird die aufgebrachte Schicht in Schritten von 50 K jeweils 3 Minuten getempert. Solange die Leitfähigkeit bei Zimmertemperatur sich weiter vergrößert, wird die Temperbehandlung fortgesetzt, wobei auch in interessanten Fällen die Probe wieder eingekühlt wird und elektrische Messungen erneut temperaturabhängig durchgeführt werden. Oberflächenkonditionen werden mit LEED- und Auger-Messungen überprüft.

Wenn die Temperbehandlung die Leitfähigkeit nicht mehr verbessert, kann man davon ausgehen, daß die Silizidbildung und die epitaktische Umlagerung abgeschlossen sind, und es können weitere Nickelschichten aufgebracht werden, die genauso behandelt werden wie die erste.

3.8 Diskussion der Meßgeometrie

3.8.1 Leitfähigkeitsmessungen

Nach van der Pauw //20// wird bei einer eingeschlitzten Probe wie in Bild 9 nur der mittlere Bereich gemessen, die Randbereiche sind als Zuführungen zu betrachten. Allerdings gilt die Theorie nur für homogene Scheiben mit isotropen Eigenschaften. Inwieweit Abweichungen durch eine Aufdampfschicht mit anderer Leitfähigkeit als das Volumenmaterial auftreten können, soll im folgenden untersucht werden:

In Bild 10a ist ein Schnitt quer durch die Probe in vereinfachter Form dargestellt. Neben den zu messenden Widerständen R_S und R_B treten noch Zuleitungswiderstände R_K , R_{KB} und R_{KS} auf. Das Schaltbild zeigt Bild 10b. Die dünn gezeichneten Verbindungen treten nur auf, wenn eine Schicht aufgedampft worden ist.

Die Widerstände R_K (Übergangswiderstände von der Kontaktfeder auf den implantierten Bereich und Zuleitungswiderstände zum Kristall) brauchen nicht berücksichtigt zu werden: Im Kreis mit der Konstantstromquelle ist nur eine höhere Spannung erforderlich; im Spannungsmeßkreis sind sie irrelevant, weil sie sehr viel kleiner sind als der Eingangswiderstand des Spannungsmeßgeräts ($>10^{13}\Omega$).

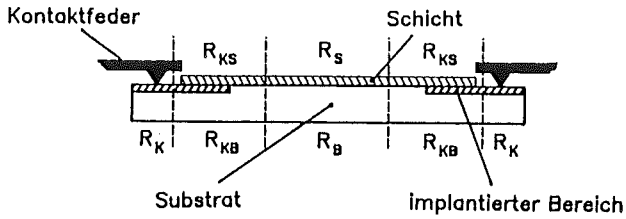


Bild 10a: Schnitt durch die Probe (schematisch)

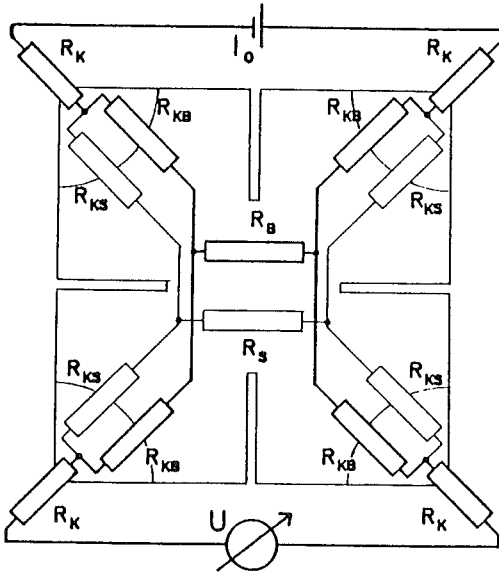


Bild 10b: Ersatzschaltbild der Probe

- R_K : Widerst. Zuleitungen + Übergang Kontaktfeder-Kristall
- R_{KS} : Widerst. Schicht von Kontakt bis Mitte
- R_{KB} : Widerst. Substrat von Kontakt bis Mitte
- R_S : Widerst. Schicht im Mittenbereich
- R_B : Widerst. Substrat im Mittenbereich

In Bild 10c ist der Übersichtlichkeit halber das Schaltbild umgestellt:

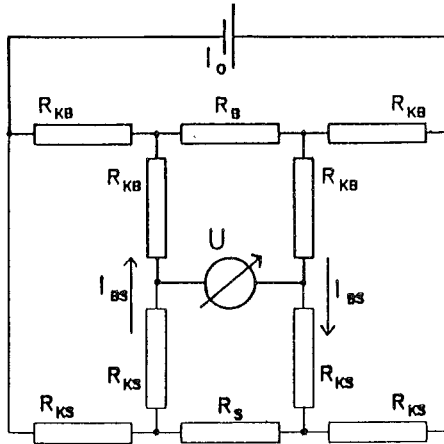


Bild 10c: Umgestelltes Ersatzschaltbild

Bei der reinen Probe fallen die Widerstände R_{KB} aus den gleichen Gründen wie die Widerstände R_K aus der Betrachtung heraus und R_B berechnet sich aus:

$$\frac{1}{R_B} = \frac{I_0}{U}$$

Ist aber eine Schicht aufgedampft, so gilt für den gemessenen Leitwert

$$\frac{I_0}{U} = \frac{1}{R_B} + \frac{1}{R_S} - I_{BS} \frac{R_{KB}R_S - R_{KS}R_B}{U R_B R_S} \quad (3.1)$$

wobei
$$I_{BS} = I_0 \frac{R_{KB}R_S - R_{KS}R_B}{(R_S+R_B+R_{KS}+R_{KB})(R_{KS}+R_{KB})} \quad (3.2)$$

der Strom über die Zuführungen zwischen den Schichten ist. Das bedeutet, daß man immer einen zu kleinen Leitwert mißt, solange

$$\frac{R_{KB}}{R_B} \quad \text{verschieden von} \quad \frac{R_{KS}}{R_S} \quad \text{ist.}$$

Vergleichende Messungen des 2- und 4-Punktwidestands ergeben, daß R_{KS} und R_S fast keine Temperaturabhängigkeit aufweisen und daß das Verhältnis R_{KS}/R_S ungefähr 5 ist.

Weil jedoch in R_{KB} der Übergang von der implantierten Zone zum hochohmigen Silizium enthalten ist, zeigen R_{KB} und R_B verschiedene Abhängigkeiten von der Temperatur (Bild 11). Bei Zimmertemperatur beträgt das Verhältnis R_{KB}/R_B 5 bis 20, bei 60 K jedoch über 100. Bei kleineren Strömen durch das Substrat wird dieses Verhältnis wegen des diodenähnlichen Verhaltens von R_{KB} noch ungünstiger.

Berechnungen nach der Formel (3.1) zeigen, daß bei Zimmertemperatur der Fehler unter 1 % liegt, bei 60 K allerdings ein Fehler von bis zu 20 % auftreten kann. Wenn $R_S \ll R_B$ wird, wird aber auch dieser Fehler sehr klein.

3.8.2 Hall-Effekt-Messungen

Bei der Messung des Hall-Effekts macht sich der Einfluß des Substrats noch stärker bemerkbar als bei Leitfähigkeitsmessungen. Man mißt zwei parallelgeschaltete Hallspannungen U_S (der Beitrag der Schicht) und U_B (der Beitrag der Unterlage).

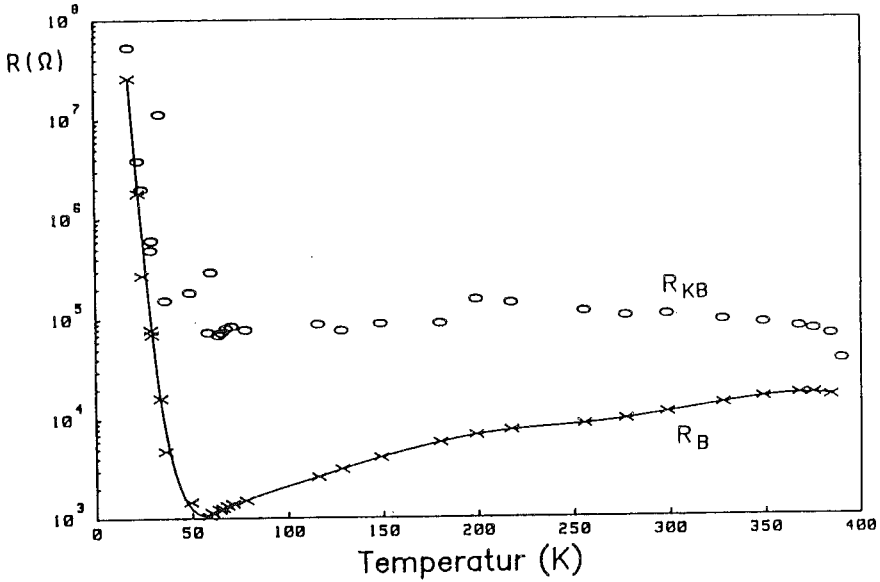


Bild 11: Temperaturabhängigkeit von R_{KB} und R_B aus 2- bzw. 4-Punkt Widerstandsmessungen an der reinen Probe

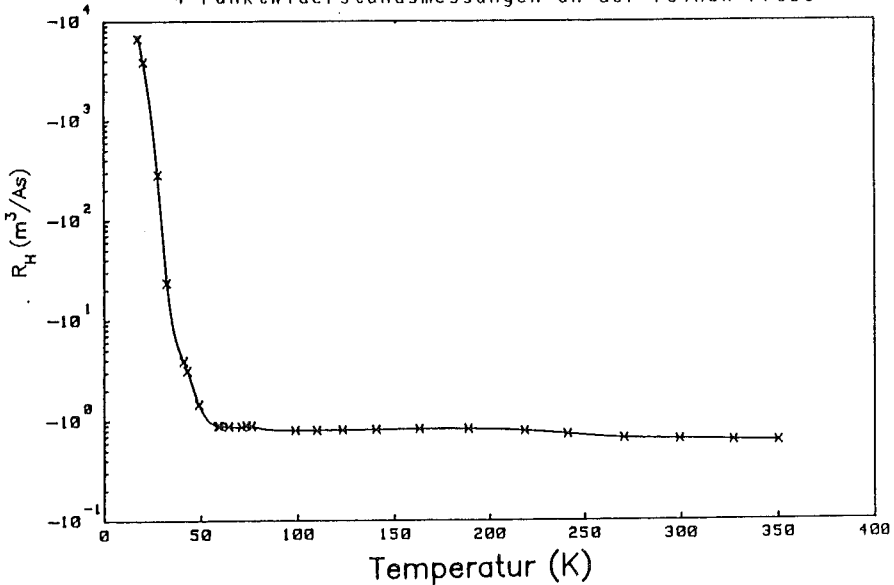


Bild 12: Hall-Koeffizient der reinen Probe in Abhängigkeit von der Temperatur

Bei der Addition der Spannungen müssen die Innenwiderstände der Schicht (R_{KS} und R_S) sowie die des Substrats (R_{KB} und R_B) berücksichtigt werden. Die Addition ergibt:

$$U = \frac{U_B(R_S+R_{KS}) + U_S(R_B+R_{KB})}{R_S+R_{KS}+R_B+R_{KB}} \quad (3.3)$$

Da der Hallkoeffizient nach (2.24) gegeben ist durch

$$R_H = \frac{U d}{I_0 B}$$

und der Strom I_0 sich (ohne Berücksichtigung von I_{BS}) aufteilt in

$$I_S = \frac{I_0 (R_B+R_{KB})}{R_S+R_{KS}+R_B+R_{KB}} \quad \text{und} \quad I_B = \frac{I_0 (R_S+R_{KS})}{R_S+R_{KS}+R_B+R_{KB}},$$

gilt für die Meßgröße $\frac{U}{I_0 B}$:

$$\frac{U}{I_0 B} = \frac{(R_S+R_{KS})^2 R_{HB}}{(R_S+R_{KS}+R_B+R_{KB})^2 d_B} + \frac{(R_B+R_{KB})^2 R_{HS}}{(R_S+R_{KS}+R_B+R_{KB})^2 d_S}, \quad (3.4)$$

wobei d_S und d_B der Dicke der Schicht bzw. der Unterlage entsprechen.

Nach Multiplikation mit der Schichtdicke ergibt sich dann mit der Näherung $(R_S+R_{KS}) \ll (R_B+R_{KB})$ der gemessene Hall-Koeffizient zu

$$R_H = \frac{(R_S+R_{KS})^2 d_S}{(R_B+R_{KB})^2 d_B} R_{HB} + R_{HS} \quad (3.5)$$

Der Hall-Koeffizient der $NiSi_2$ -Schicht R_{HS} ist gemäß dem metallischen Charakter temperaturunabhängig, der des Siliziums (R_{HB}) jedoch wie der Widerstand stark abhängig von der Temperatur (Bild 12).

Bei 10 ML Schichtdicke und bei Temperaturen von 20 K ergibt sich beispielsweise:

$$\frac{d_S}{d_B} \approx 10^{-5} \quad \frac{(R_S + R_{KS})^2}{(R_B + R_{KB})^2} \approx 10^{-8}$$

$$R_{HB} \approx -10^3 \text{ m}^3\text{A}^{-1}\text{s}^{-1}$$

$$R_{HS} \approx +10^{-9} \text{ m}^3\text{A}^{-1}\text{s}^{-1}$$

Der störende Term ist also betragsmäßig nur um eine Größenordnung kleiner als der Hall-Koeffizient der Schicht. Bei Zimmertemperatur ist $R_{HB} \approx -1 \text{ m}^3\text{A}^{-1}\text{s}^{-1}$ (s. Bild 12), aber das Widerstandsverhältnis ist auf 10^{-4} gestiegen, so daß der negative Hall-Koeffizient des Siliziums über den positiven der Schicht dominiert.

Krontiras //22//, der Hall-Effekt-Messungen an 1000 Å dicken NiSi_2 -Schichten auf niederohmigen n-dotierten Wafeln (1 Ohmcm) durchführte, sah die Vorzeichenumkehr des Hall-Koeffizienten auch, konnte sie aber nicht erklären.

4. MESSUNGEN UND DISKUSSION

Für die folgende Diskussion ist es hilfreich, die sogenannte Flächenleitfähigkeit σ_a einzuführen. σ_a ist das Integral der Leitfähigkeit einer beliebig großen quadratischen Fläche über die Dicke d //23//.

$$\sigma_a = \int_0^d dz \sigma(z)$$

Für homogene Schichten ist $\sigma_a = \sigma d$ und ist so aus Formel (2.22) bestimmbar. Der Flächenwiderstand R_a ist der Kehrwert der Flächenleitfähigkeit.

Die einer Monolage Silizium entsprechende Menge Nickel ($7.8 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2}$ auf Si(111)) ist in dichtester Packung 0.86 \AA dick und reagiert nach Heizen auf 700 K bis 850 K zu einer 3.11 \AA dicken NiSi_2 -Schicht //8//.

4.1 Leitfähigkeit während des Aufdampfens

In Bild 13 ist die Flächenleitfähigkeit der Probe während des ersten Aufdampfens von Nickel bei Zimmertemperatur zu sehen. Meßgröße ist die Summe der Leitwerte von Schicht und Substrat. Man erkennt, daß bis zu einer aufgedampften Schichtdicke von 1 bis 1.5 Monolagen die Leitfähigkeit nur durch das Substrat bestimmt wird. Nach Überschreiten von 2.5 ML erhöht sich dann der Leitwert linear mit der aufgedampften Schichtdicke mit einer Steigung um $10^{-4} \text{ AV}^{-1}\text{ML}^{-1}$. Dieser Wert entspricht einem spezifischen Volumen-Widerstand der Schicht von $85 \mu\text{Ohmcm}$. Hierbei wird als Schichtdicke einer Monolage Nickel der Wert von 0.86 \AA zugrunde gelegt //8//.

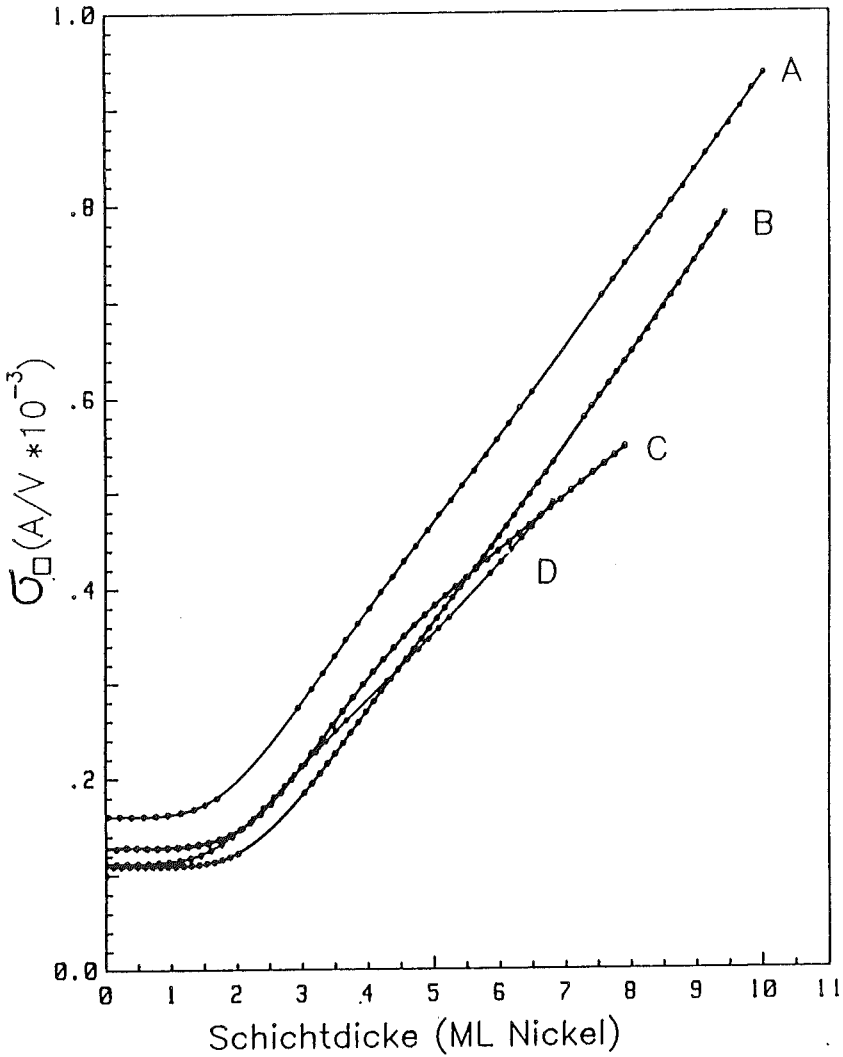


Bild 13: Flächenleitfähigkeit während des Aufdampfens von Nickel auf 4 verschiedene reine Proben (A,B,C,D). Die aufgedampfte Nickelmenge ist proportional zur Aufdampfzeit; das Abknicken von Kurve C ist auf einen Rückgang der Aufdampfrate zurückzuführen.

Weil die Schicht noch nicht geheizt wurde, ist es möglich, den hier auftretenden spezifischen Widerstand mit Messungen auf Glas aufgedampfter Nickelschichten zu vergleichen. Finzel //24// und Pichard //25// konnten bei ihren Messungen ein Einsetzen der Leitfähigkeit erst bei 50 Å bzw. 100 Å feststellen; offensichtlich existiert erst dann eine zusammenhängende Nickelschicht auf dem Glasträger. Ihre Meßwerte nähern sich asymptotisch den Werten des spezifischen Widerstands von 10 μOhmcm //25// und 12 μOhmcm //24//. Der Volumenwert von Nickel ist mit 6.8 μOhmcm //19// angegeben.

Da der in dieser Arbeit gemessene spezifische Widerstand sich erheblich von diesen Werten unterscheidet, muß man annehmen, daß Nickel auch bei Zimmertemperatur zumindest teilweise schon mit Silizium reagiert.

Unterstützt wird dies durch Messungen anderer Autoren, die zeigen, daß Nickel mit Silizium schon bei 80 K reagiert //26//. XPS- und RBS-Messungen //27,28// weisen darauf hin, daß sich bei Zimmertemperatur bis zu einer Schichtdicke von 10 aufgedampften Nickel-Monolagen nickelreiche Silizide bilden.

Vorliegende Messungen fanden im Temperaturbereich 310 K bis 350 K statt und ergeben keine Beschränkung der reaktiven Schicht auf 10 Monolagen oder einen anderen Wert. So konnte auf der Oberfläche noch bei Bedeckungen von über 30 ML im Auger-Spektrum ein Silizium-Signal entdeckt werden; ein klares Indiz dafür, daß auch bei großen Schichtdicken in diesem Temperaturbereich Nickel mit Silizium reagiert.

Einfache Perkolationsmodelle, die in Computersimulationen unter Beschränkung auf Nächste-Nachbar-Wechselwirkung gerechnet wurden //29,30//, sagen beim Erzeugen einer leitfähigen Schicht auf isolierender Unterlage ein Einsetzen der

Leitfähigkeit bei 25% Bedeckung mit exponentiellem Anstieg voraus. Der Einsatzpunkt für die Leitfähigkeitserhöhung durch die Aufdampfschicht liegt bei vorliegenden Messungen um 1.3 Monolagen; der lineare Bereich wird erst nach 2.5 ML erreicht.

Das System ist also nicht mit einem einfachen Perkolationsmodell beschreibbar. Vielmehr deutet dieses Verhalten darauf hin, daß die Nickelatome zunächst lokalisierte Niveaus innerhalb der Bandlücke des Siliziums bilden. Die Ladungsträger können sich nur durch Springen von einem lokalisierten Niveau zum anderen bewegen ("nearest neighbour hopping" und "variable range hopping") //23// und haben somit eine nur geringe Beweglichkeit, die exponentiell von der Temperatur abhängen muß. Durch temperaturabhängige Messungen in diesem Schichtdickenbereich ließe sich dieser Ansatz beweisen und die energetische Breite dieser "Beweglichkeitslücke" //31// feststellen.

Erst wenn der metallische Charakter der Nickelschicht zum Tragen kommt und die Niveaus zu Bändern überlappen, wird eine größere Beweglichkeit und somit höhere Leitfähigkeit erreicht.

Versucht man, die Aufdampfkurven mit dem Modell von Fuchs in Einklang zu bringen, so bieten sich zwei Möglichkeiten an:

Die Näherungsformel für Schichten, die erheblich dicker sind als die freie Weglänge der unendlich dicken Schicht (Gl. 2.17), ergibt aufgelöst nach der Flächenleitfähigkeit:

$$\sigma_{\square} = \sigma_0 \left(d - \frac{3\lambda}{8} (1-p) \right)$$

Die Aufdampfkurven können durch die Gleichung

$$\sigma_D = \sigma_0 (d - d_0) \quad \text{mit} \quad d_0 \approx 2 \text{ ML}$$

beschrieben werden, wobei man den Substratleitwert zu subtrahieren hat. d_0 ist die Schichtdicke, die sich dann aus Extrapolation der Geraden auf die Abszisse ergibt. Damit führt diese Betrachtung zur Beziehung

$$\lambda = \frac{8 d_0}{3(1-p)}$$

Die freie Weglänge hätte nach dieser Rechnung mit $p=0$, also völlig diffuser Streuung an den Grenzflächen, den Wert 5.3 ML, und bei $p>0$ wäre sie noch größer. Das ist jedoch im Widerspruch zur Voraussetzung, daß $\lambda \ll d$ sein soll, um die Näherung anwenden zu können.

Die andere Möglichkeit besteht darin, davon auszugehen, daß der Spiegelungsparameter gleich 1 ist und 2 Monolagen Nickel nicht zur Leitfähigkeit beitragen. Das heißt, daß man ab 2 Monolagen die Leitfähigkeit einer unendlich dicken Schicht annimmt und bei jeder Dickenbestimmung 2 Monolagen abzuziehen hat. $p = 1$ bedeutet allerdings für die Schicht eine perfekte Oberfläche und perfekten Übergang zum Substrat, so daß keine diffuse Streuung möglich ist.

Daraus ergibt sich, daß der Ansatz von Fuchs nicht geeignet ist, das hier auftretende Leitfähigkeitsverhalten zu erklären. Die Grenzflächenstreuung spielt hier wohl nur eine zu vernachlässigende Rolle.

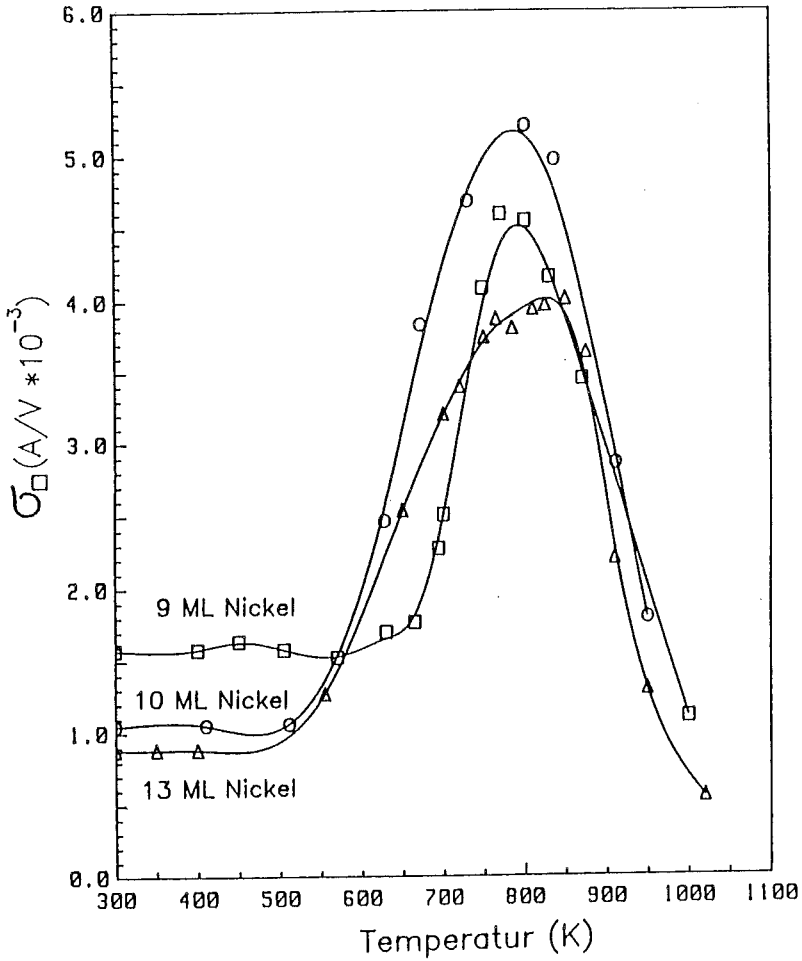


Bild 14: Flächenleitfähigkeit als Funktion der Temperbehandlung für verschiedene Nickelschichten auf Silizium

4.2 Wirkung der Temperbehandlung

Wie sich das Heizen bei verschiedenen Temperaturen auf die Leitfähigkeit auswirkt, wird in Bild 14 dargestellt. Die Proben mit 9, 10 und 13 aufgedampften Monolagen Nickel wurden jeweils 3 Minuten bei der angegebenen Temperatur behandelt, und die Flächenleitfähigkeit wurde bei Zimmertemperatur gemessen.

Man sieht, daß erst bei Temperaturen von 550-600 K sich die Leitfähigkeit signifikant erhöht. Das Maximum wird im Bereich um 800 K erreicht; weitere Temperaturerhöhung führt zu einer Abnahme der Leitfähigkeit, die schon bei 1000 K den Wert der ungetemperten Probe unterschreitet.

Nach Heizen auf Temperaturen über 1000 K ist die Leitfähigkeit bei Zimmertemperatur im Vergleich zur reinen Probe gesunken, ein Indiz dafür, daß Nickel sich zum Teil im Kristall gelöst hat und als tiefe Störstelle (Nickel bildet zwei Niveaus mit $E_1 = E_C - 0.37$ eV und $E_2 = E_V + 0.24$ eV) einen Teil der Dotierungsladungsträger kompensiert. Leider stehen hier Leitfähigkeitsmessungen des mit Nickel dotierten Substrats noch nicht zur Verfügung, weil die Kontakte dabei zu hochohmig werden. Messungen von Adamski //32// deuten jedoch darauf hin, daß die Proben bei Nickeldotierung zumindest ihr ausgeprägtes Leitfähigkeitsmaximum im 60 K-Bereich (s. Bild 11) einbüßen.

LEED-Messungen zeigen //8//, daß sich beim Heizen im Temperaturbereich bis 800 K epitaktisches NiSi_2 bildet, das je nach Anfangsbedeckung als sogenannter Typ A (NiSi_2 -Gitter koinzidiert mit dem Siliziumgitter) und Typ B (NiSi_2 -Gitter ist gegenüber der Unterlage um 180° gedreht) aufwächst oder eine Mischung aus beiden bildet.

Die Leitfähigkeitserhöhung im Temperaturbereich bis 800 K geht einher mit der epitaktischen Ordnung des Silizids, was zu einer Verringerung der Streuung der Ladungsträger an Kristallfehlern und somit zur Vergrößerung der Beweglichkeit führt. Wie Aufnahmen mit einem Rasterelektronenmikroskop und LEED-Messungen //33// an dickeren NiSi_2 -Schichten zeigen, reißt die Schicht auf, wenn die Heiztemperatur 800 K übersteigt, und es bilden sich isolierte NiSi_2 -Inseln. Dadurch geht die Leitfähigkeit drastisch zurück.

Wie sich die Temperbehandlung auf die temperaturabhängige Leitfähigkeit der Silizidschicht auswirkt, ist in Bild 15 zu sehen. Hier ist der Leitwert einer 10 Monolagen dicken Schicht im Temperaturbereich 77 K bis 325 K aufgetragen. Der Substratwert (punktierte Linie) wurde bei allen Kurven abgezogen. Parameter dieser 8 Kurven ist die Heiztemperatur.

Die unterste durchgezogene Kurve zeigt den Leitwert der thermisch unbehandelten Schicht (300 K). Heizen der Schicht bringt wie erwartet eine Vergrößerung der Leitfähigkeit mit sich, ab 800 K geht die Leitfähigkeit zurück. Dabei fällt auf, daß die 950 K-Kurve im Bereich von 77-150 K eine positive Steigung, also einen negativen TCR aufweist, was auf aktivierte Prozesse wie Inselleitfähigkeit hinweisen könnte. Wahrscheinlich liegt dieses Verhalten aber daran, daß bei der Temperbehandlung das Substrat mit Nickel dotiert wird und so in diesem Temperaturbereich ein zu hoher Substratleitwert abgezogen wird.

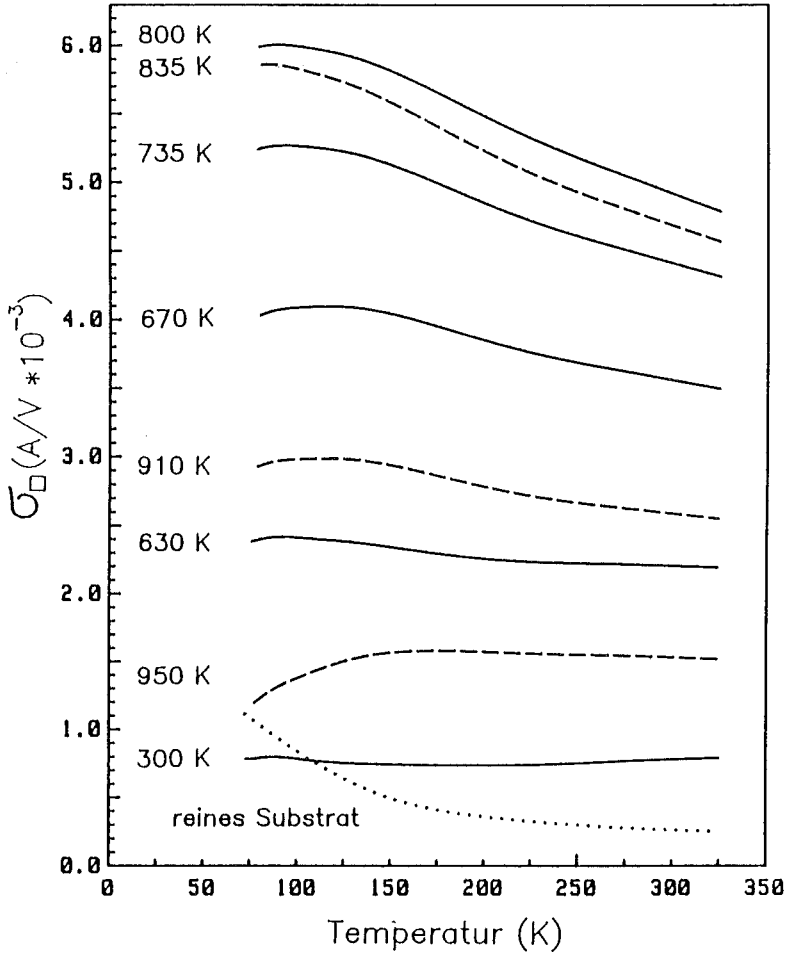


Bild 15: Flächenleitfähigkeit einer aus 10 ML Nickel erzeugten Silizidschicht nach verschiedenen Heizzyklen. Der Substratwert der unbedampften Probe (punktierte Linie) ist jeweils abgezogen.

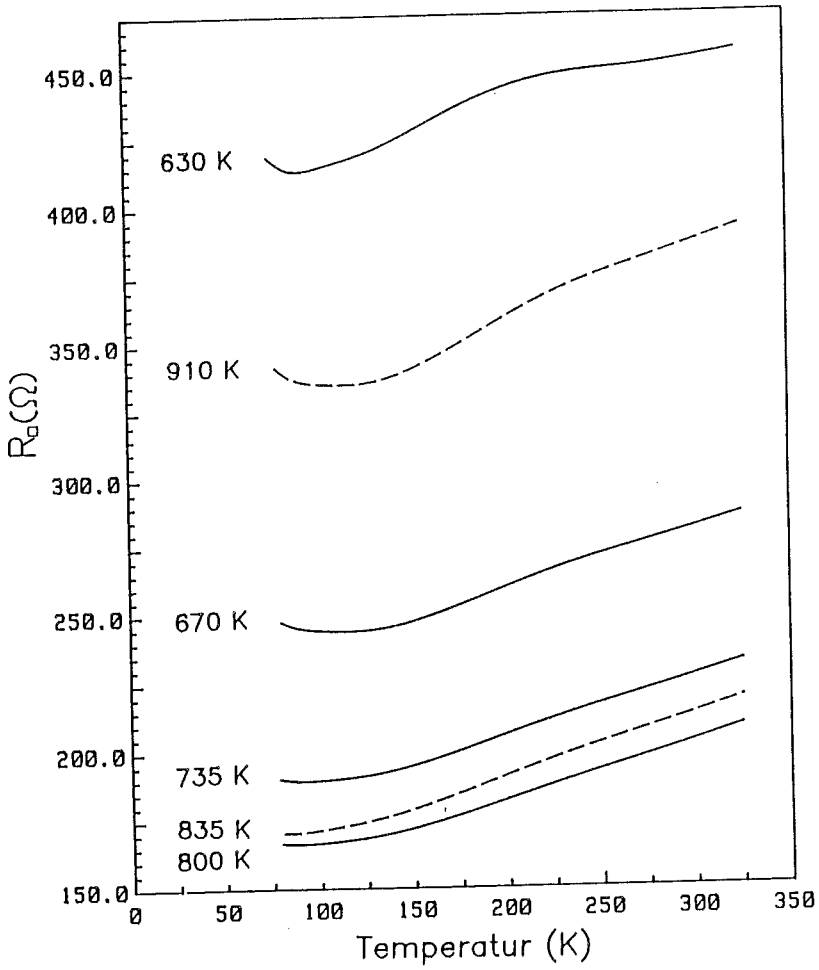


Bild 16: Widerstandsverläufe einiger Kurven aus Bild 15

Eine Auftragung des Schichtwiderstands der bei 630 K, 670 K, 735 K, 800 K, 835 K und 910 K geheizten Probe ergibt im wesentlichen parallele Kurven (Bild 16). Das bedeutet, daß für diese Behandlung die Matthiessen'sche Regel gültig ist und daß im Bereich von 630 K bis 800 K nur temperaturunabhängige Streuursachen beseitigt werden. Das ist ein ziemlich deutlicher Hinweis darauf, daß keine stöchiometrischen Änderungen in der Schicht mehr stattfinden, sondern nur noch Ordnungsvorgänge, die nur den temperaturunabhängigen Restwiderstand beeinflussen. Es läßt sich also folgern, daß NiSi_2 schon bei 600 K vorliegt, aber größte Fehlerfreiheit erst bei 800 K erreicht wird.

In Bild 17 ist gezeigt, wie sich die Temperbehandlungen einer 9.4 Monolagen dicken Silizid-Schicht auf die Flächenleitfähigkeit im Temperaturbereich von 15 K bis 350 K auswirken.

Als erstes fällt ins Auge, daß der Leitwert der ungetemperten Probe im Temperaturbereich von 40 bis 70 K kleiner zu sein scheint als der der reinen Probe und eine Subtraktion des Siliziumleitwerts eine Leitfähigkeit der Schicht kleiner Null ergeben würde. Auch die Berücksichtigung des systematischen Meßfehlers bei dieser Temperatur (s. Kap.3.8.1) führt zu keiner ausreichenden Erklärung des Effekts.

Da der Kristall nach Messen der temperaturabhängigen Substratleitfähigkeit vor dem Aufdampfen noch einmal hochgeheizt wurde (s.Kap.3.7), ist es nicht auszuschließen, daß sich dabei die Substrateigenschaften im betreffenden Temperaturbereich geändert haben.

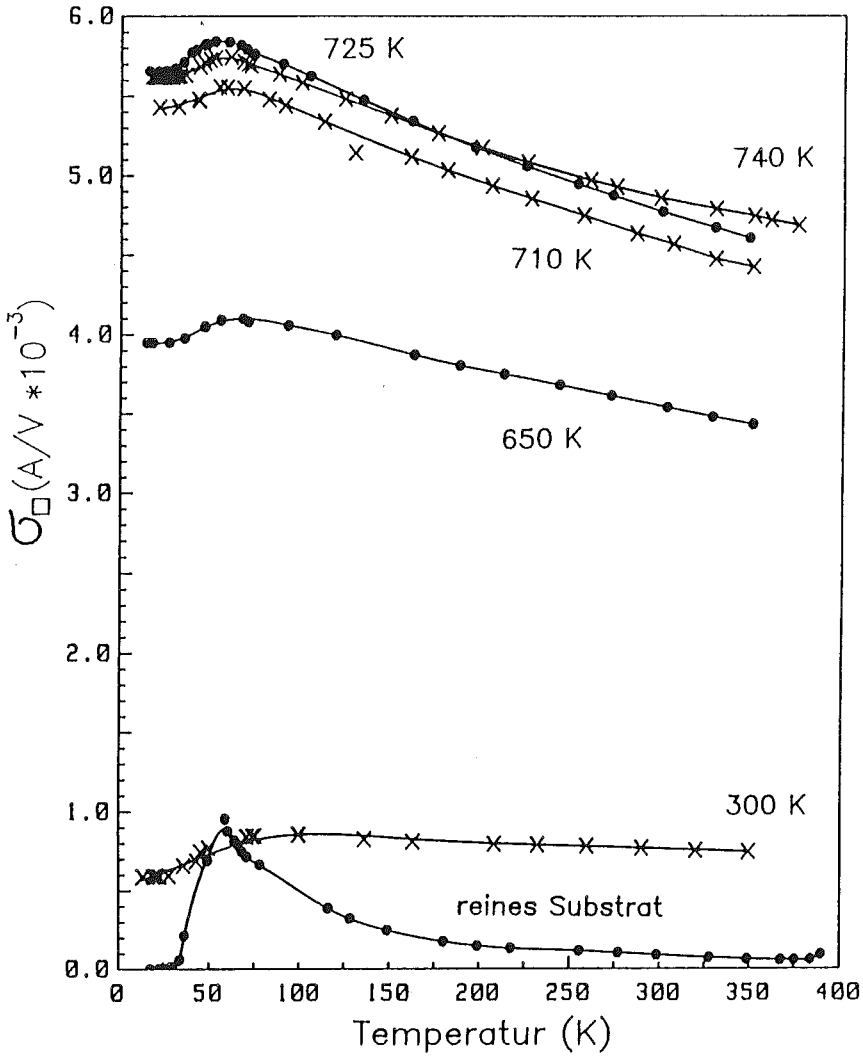


Bild 17: Flächenleitfähigkeit einer aus 9.4 ML Nickel erzeugten Silizidschicht bei verschiedenen Heizzyklen. Der Substratwert ist nicht abgezogen.

Auffallend ist außerdem, daß sich die 725 K- und die 740 K-Kurven schneiden, was bedeutet, daß einer Leitfähigkeitsverbesserung im Zimmertemperaturbereich eine Erniedrigung im Tieftemperaturbereich gegenübersteht und daß nach Behandlung bei höheren Temperaturen der TCR kleiner geworden ist. Dieses Verhalten gibt wiederum Hinweise auf eine Dotierung des Substrats.

In Bild 18 ist der Einfluß der Temperbehandlung auf den Hall-Koeffizienten zu sehen. Aufgetragen ist die Meßgröße R_H/d ($= U/I_0 B$) gegen die Temperatur.

Sofort erkennt man, daß bei Temperaturen über 50 K die Hallkonstante des Siliziums die Messung verfälscht, wie nach Kap.3.8.2 zu erwarten ist. Nur bei der 21 ML dicken Schicht, die auf 700 K getempert wurde, ist der Beitrag des Siliziums gering.

Der Tieftemperaturwert des Hall-Koeffizienten dürfte also die Ladungsträgerkonzentration korrekt wiedergeben. Man erhält einen Wert von $p = 1.4 \cdot 10^{28} \text{m}^{-3}$, der somit etwas unter den Literaturwerten von $1.7 \cdot 10^{28} \text{m}^{-3}$ bis $2 \cdot 10^{28} \text{m}^{-3}$ liegt //12,34//. Auf diese Diskrepanz wird im Kap. 4.4 eingegangen.

Wie man aus Bild 17 erkennt, steigt die Leitfähigkeit durch die Temperbehandlung an, wogegen der Hall-Koeffizient bei tiefen Temperaturen konstant bleibt. Das bedeutet, daß sich durch Veränderung der Schicht beim Heizen nicht die Ladungsträgerkonzentration verändert, sondern die Beweglichkeit. Sie steigt von $\mu = 5.9 \cdot 10^{-4} \text{m}^2/\text{Vs}$ auf $\mu = 8.6 \cdot 10^{-4} \text{m}^2/\text{Vs}$ bei Meßtemperaturen von 20 K und liegt damit im Bereich der Literaturwerte //12,34//.

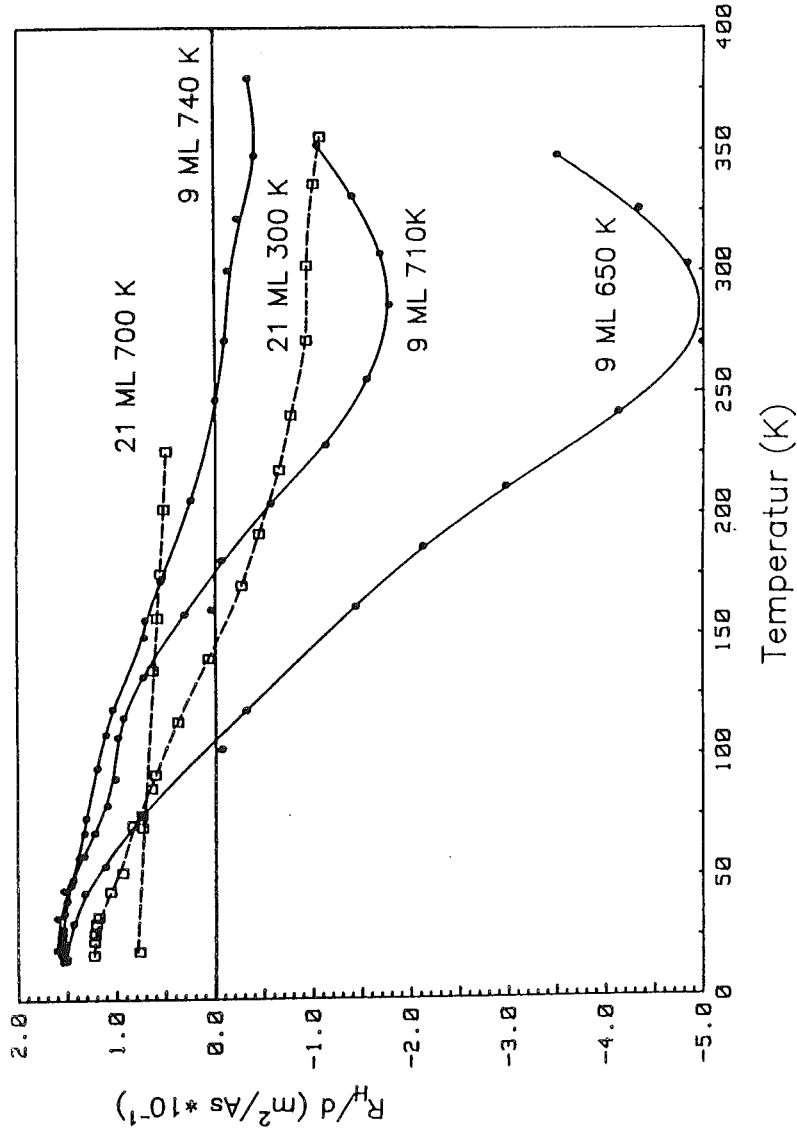


Bild 18: Hall-Effekt-Messungen der mit 9.4 ML bzw. 21 ML Nickel bedampften Probe bei verschiedenen Heizzyklen

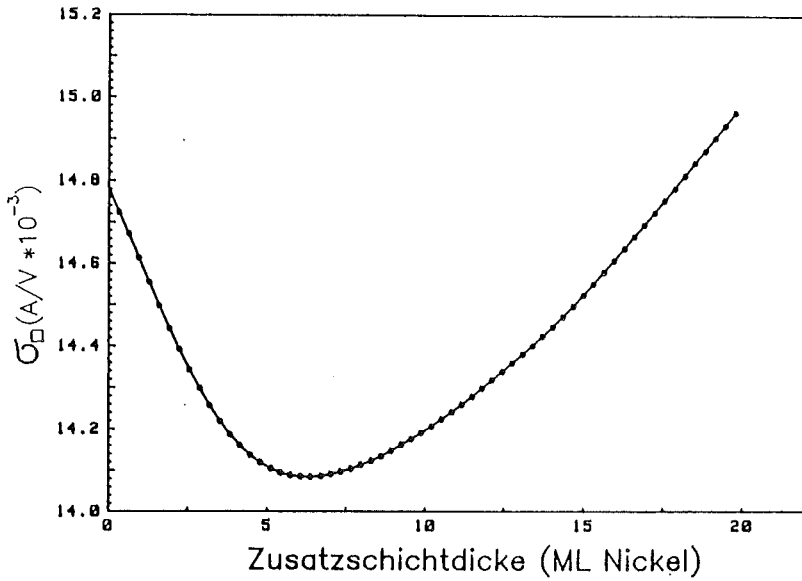


Bild 19: Flächenleitfähigkeit während des Aufdampfens auf eine 27 ML dicke NiSi_2 -Schicht

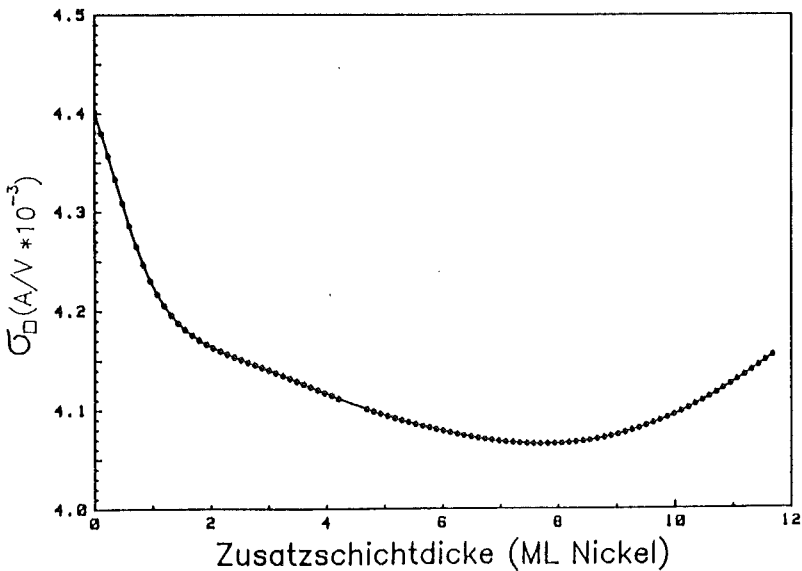


Bild 20: Flächenleitfähigkeit während des Aufdampfens auf eine 9.4 ML dicke NiSi_2 -Schicht

4.3 Aufdampfen auf NiSi₂-Schichten

Wenn man auf eine bis zur maximalen Leitfähigkeit getemperte Nickel-Silizid-Schicht zusätzliches Nickel bei Zimmertemperatur aufdampft, so beobachtet man, daß die Flächenleitfähigkeit abnimmt, ein Minimum durchläuft und nach spätestens 9 ML wieder ansteigt, wobei bei genügender Zusatzbedeckung (mindestens 15 ML) wieder die Steigung um $10^{-4} \text{ AV}^{-1}\text{ML}^{-1}$ wie beim ersten Aufdampfen erreicht wird.

Bild 19 und 20 zeigen typische Aufdampfkurven, bei denen auf eine 27 ML bzw. 9.4 ML dicke NiSi₂-Schicht zusätzliches Nickel aufgebracht wurde.

Die Lage des Minimums (zwischen 2 und 9 ML bei verschiedenen Proben) konnte aufgrund der bisherigen Messungen genauso wenig in Korrelation zur vorhandenen Bedeckung gebracht werden wie die Abnahme der Flächenleitfähigkeit (zwischen 2 und $6 \cdot 10^{-4} \text{ AV}^{-1}$).

In Bild 21 ist diese Abnahme noch einmal aufgetragen. Die gestrichelte Linie stellt die fertig getemperte 9.4 ML dicke Schicht dar. Nach Aufdampfen von 11.7 ML Nickel ist die Flächenleitfähigkeit gesunken; nach Heizen auf 700 K erhöht sich der Leitwert entsprechend einer größeren Schichtdicke.

Der beobachtete Effekt kann dadurch erklärt werden, daß durch die erneute Nickelbedampfung eine Reaktion der NiSi₂-Schicht mit Nickel stattfindet, so daß die Homogenität oder Stöchiometrie der Schicht gestört wird und erst durch erneutes Heizen wieder eine homogene Schicht hergestellt wird.

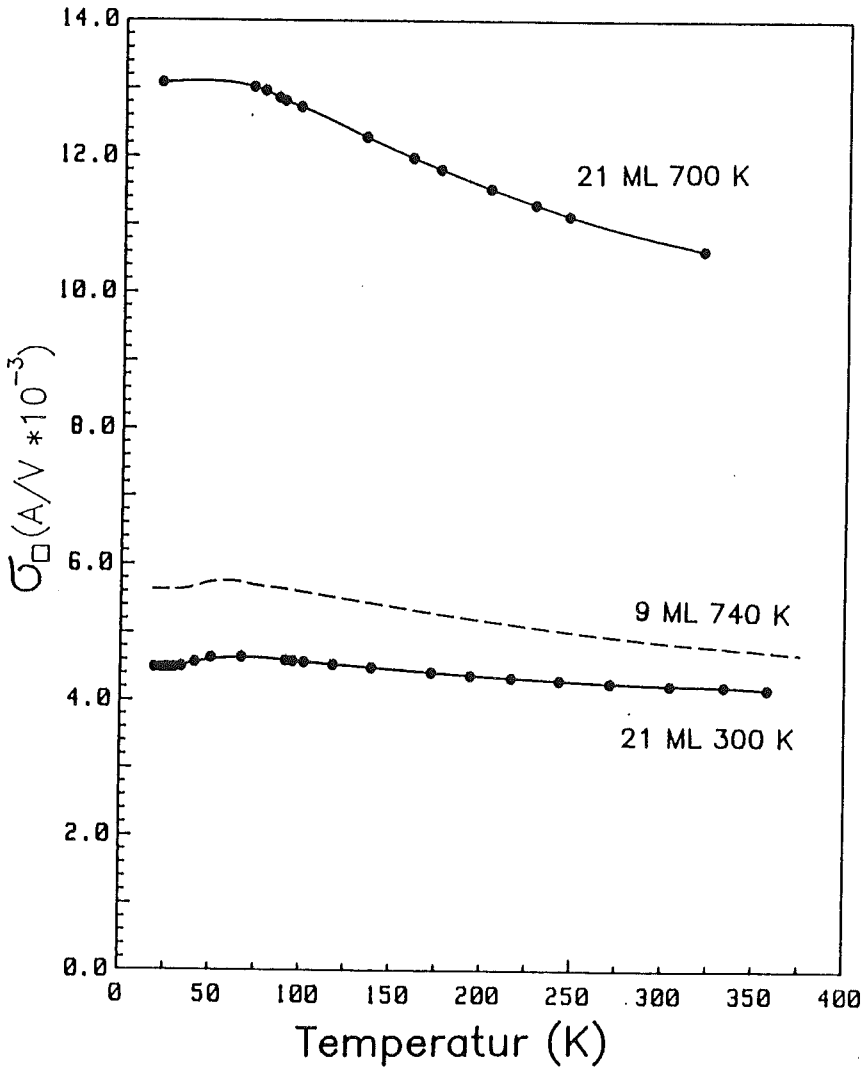


Bild 21: Flächenleitfähigkeit einer 9.4 ML dicken NiSi_2 -Schicht nach Aufdampfen von 11.7 ML Nickel

Aufschluß über die Vorgänge können die Hall-Effekt-Daten (Bild 18) liefern:

Beim zusätzlichen Aufbringen von 11.7 Monolagen auf die 9.4 Monolagen dicke Schicht müßte unter der Voraussetzung einer konstanten Ladungsträgerkonzentration der Wert R_H/d bei tiefen Temperaturen um mehr als die Hälfte zurückgehen. Statt dessen fällt er nur um 20 % ab und erreicht den erwarteten Wert erst nach Tempern der Schicht.

Hierbei tritt das Problem der Schichtdickenbestimmung auf. Weil davon auszugehen ist, daß das aufgedampfte Nickel schon bei Zimmertemperatur mit der Unterlage reagiert, beträgt die Schichtdicke im vorliegenden Fall $d=9.4ML \cdot 3.11\text{Å} + 11.7ML \cdot X\text{Å}$, wobei X den Wert von 0.86 Å (reines Ni) bis 3.11 Å (NiSi_2) annehmen kann. Auf diese Weise kommt für d ein Wert zwischen 40 Å und 66 Å zustande, was Ladungsträgerkonzentrationen von $1.3 \cdot 10^{28} \text{m}^{-3}$ bzw. von $0.8 \cdot 10^{28} \text{m}^{-3}$ entsprechen würde. Nach Heizen ist die Schicht wieder zu homogenem NiSi_2 geworden. Hall-Messungen ergeben wie auch bei der kleineren Schichtdicke eine Ladungsträgerkonzentration von $p = 1.4 \cdot 10^{28} \text{m}^{-3}$.

4.4 Leitfähigkeit bei verschiedenen Schichtdicken

Die Flächenleitfähigkeit der NiSi_2 -Schichten in Abhängigkeit von der Bedeckung ist in Bild 22 aufgetragen. Verschiedene Symbole entsprechen verschiedenen Kristallen. Alle Kristalle haben geringere Leitfähigkeit als die von Rönner und Adamski //35// (gestrichelte Linie) gemessenen. Trotzdem ist auch hier ein linearer Zusammenhang zwischen Leitwert und Schichtdicke zu erkennen, insbesondere, wenn man die Werte für die einzelnen Kristalle untereinander verbindet.

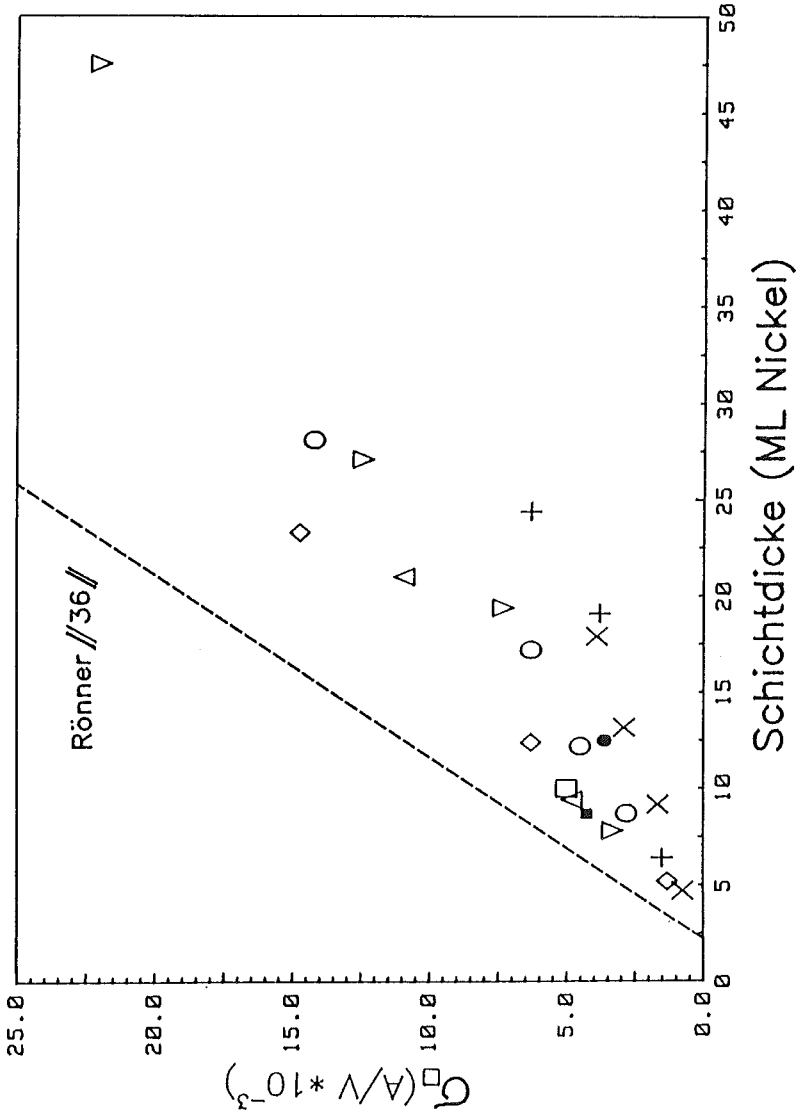


Bild 22: Flächenleitfähigkeit von NiSi₂-Schichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke

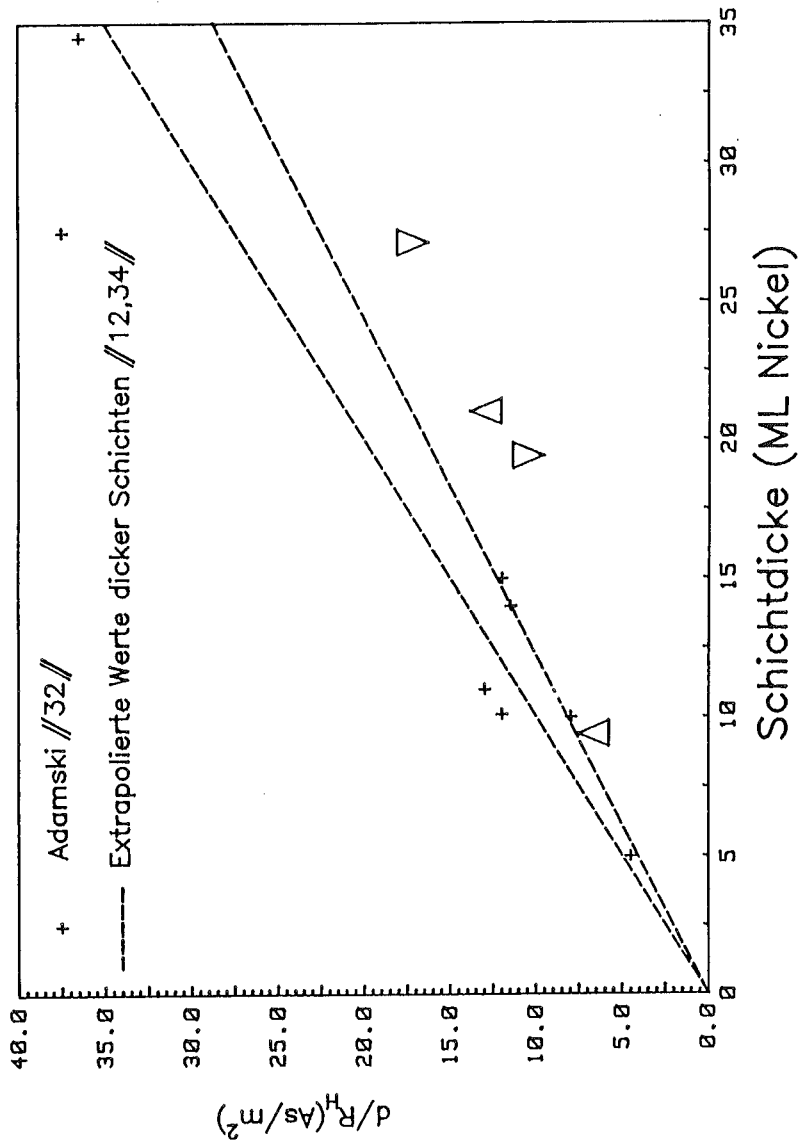


Bild 23: Hall-Effekt an NiSi_2 -Schichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke

So ist es naheliegend anzunehmen, daß bei den Messungen der einen oder anderen Gruppe die Schichtdicke falsch bestimmt worden ist. Hierdurch läßt sich die relativ große Diskrepanz in der Leitfähigkeit erklären. Diese Annahme wird durch Vergleich der Hall-Effekt-Messungen bestätigt (Bild 23):

Ebenso wie Adamski //32// berichtet, erkennt man auch bei diesen Messungen einen linearen Zusammenhang zwischen der Meßgröße d/R_H und der Schichtdicke d , jedoch hat die Gerade eine kleinere Steigung. Zum Vergleich ist der Bereich eingetragen, der den in der Literatur angegebenen Werten für den Hall-Koeffizienten von NiSi_2 entspricht //12,34//. Diese Meßwerte wurden zwar bei Schichtdicken $>350 \text{ ML}$ ermittelt, doch gibt es keine Hinweise, daß die Ladungsträgerkonzentration und somit die Hall-Konstante abhängig von der Dicke sein sollte.

Während die Leitfähigkeit stark von der Fehlerfreiheit einer Schicht abhängt, ist die Ladungsträgerkonzentration davon unabhängig, wie auch ein Vergleich der Tieftemperatur-Hall-Konstanten in Bild 18 mit den Leitwerten (Bild 17) bei verschiedenen Heiztemperaturen bestätigt.

Wenn man die in dieser Arbeit ermittelte Schichtdicke um den Faktor 0.65 bis 0.7 nach unten korrigiert, ergibt sich Übereinstimmung mit den anderen Autoren. Es liegt also nahe, daß die Schichtdickenmessung um diesen Faktor falsch ist.

Bei der Bestimmung der Beweglichkeit aus $\mu = R_H \sigma$ kürzt sich die Schichtdicke raus. Man findet mit $\mu = 6.9 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ Werte, die den in der Literatur zitierten entsprechen //12,32//.

Die verbleibenden Unterschiede in der Leitfähigkeit nach Korrektur der Schichtdicke und die relativ große Streuung der Werte müssen bei den präparativen Bedingungen gesucht werden.

Im Gegensatz zu Rönner //36//, der die Proben innerhalb von Stunden durch sequentielles Aufdampfen von ca. 5 Monolagen mit anschließendem Heizen hergestellt hat, werden bei den hier vorgestellten Messungen nach jedem Aufdampfen die Proben gekühlt und ausgemessen (s. Kap.3.7). Durch die lange Standzeit bei tiefer Temperatur adsorbiert Wasser, das dissoziieren kann, wobei OH-Gruppen entstehen und Kohlenwasserstoffe, die beim Heizen dissoziieren und Kohlenstoff auf der Oberfläche zurücklassen //37//. Dieser wird dann ins Silizid eingebaut und stellt als Gitterstörung sicherlich eine wichtige Streuursache dar.

Mit der korrigierten Schichtdicke beträgt der kleinste erreichte spezifische Widerstand $31 \mu\Omega\text{cm}$, was wiederum mit den Literaturwerten übereinstimmt.

Es fällt auf, daß sich sowohl bei den Hall-Effekt-Messungen (Bild 23) als auch bei den Leitfähigkeitsmessungen (Bild 22) Geraden ergeben, die die Abszisse im Bereich von 2 Monolagen (nach Schichtdickenkorrektur) schneiden. Die Erklärung wäre, daß ungefähr 2 Monolagen Nickel an der Grenzfläche zum Silizium anders gebunden sind als im Silizid und keine frei beweglichen Ladungsträger für die Leitfähigkeit der Schicht zur Verfügung stellen. Dieser Effekt tritt bereits beim Aufdampfen von Nickel auf die reine Probe auf und erklärt das sprunghafte Einsetzen der Leitfähigkeit.

Wenn man die Interpretation der Messungen von Thompson //38// quantitativ übernimmt, so können sich bei 800 K 10^{17} Nickelatome in einem cm^{-3} Silizium lösen. Das bedeutet, daß in einem 0.38 mm dicken Wafer sich bei der optimalen Heiztemperatur für NiSi_2 ungefähr 2 Monolagen Nickel im Silizium lösen könnten, was der obigen Menge entspricht. Ein einfaches Experiment zur Lösung dieser Frage wäre die Verwendung eines dickeren Kristalls, ein etwas aufwendigeres wäre der Versuch, auf NiSi_2 eine epitaktische Silizium-Schicht aufzudampfen, um festzustellen, ob dann 4 ML Nickel elektrisch inaktiv sind.

5. SCHLUSS

Die ersten Messungen mit der neuartigen Apparatur zeigen, daß sie die geforderten Spezifikationen erbringt.

Zum erstenmal wurden die Leitfähigkeit und der Hall-Effekt temperaturabhängig in einer UHV-Apparatur gemessen.

Bei der Silizidbildung konnte gezeigt werden, daß 2 Monolagen an der Grenzschicht zum Silizium nicht zur Leitfähigkeit beitragen.

Ab 600 K ist die Silizidbildung abgeschlossen und die Leitfähigkeitserhöhung wird nur durch die Verringerung der Epitaxiefehler der Schicht hervorgerufen. Heizen über 800 K bewirkt ein Aufreißen der vordem geschlossenen Schicht mit Bildung von NiSi_2 -Inseln.

Die Möglichkeiten der Apparatur sind mit vorliegenden Messungen aber noch nicht ausgeschöpft. Bei den untersuchten Schichtdicken und tiefen Temperaturen treten Effekte der schwachen Lokalisation auf //39//. Mit Magnetowiderstandsmessungen in diesem Bereich können dann einzelne Streumechanismen noch genauer untersucht werden als das mit nur temperaturabhängigen Messungen möglich ist.

Nomenklatur

| | |
|---------------|--|
| AES | Auger Electron Spectroscopy |
| Al | Aluminium |
| B | Magnetische Induktion |
| Co | Cobalt |
| e | Elementarladung |
| \vec{E} | elektrische Feldstärke |
| E_C | energetisch tiefster Punkt des Leitungsbands |
| E_V | energetisch höchster Punkt des Valenzbands |
| d | Schichtdicke |
| f | Verteilungsfunktion für Elektronen |
| \vec{F} | Kraft |
| g | Geometriefaktor |
| \hbar | Planck-Konstante |
| H | Wasserstoff |
| HF | Flußsäure |
| Hz | Hertz |
| \vec{j} | Stromdichte |
| K | Kelvin |
| k_B | Boltzmann-Konstante |
| \vec{k} | Wellenvektor des Elektrons |
| LEED | Low Energy Electron Diffraction |
| m^* | effektive Masse (des Elektrons) |
| ML | MonoLagen |
| n | Elektronenkonzentration |
| Nb | Niob |
| Ni | Nickel |
| O | Sauerstoff |
| p | Löcherkonzentration |
| Pa | Pascal |
| \vec{r} | Ortsvektor |
| R | Widerstand |
| R_{\square} | Schichtwiderstand |
| RBS | Rutherford BackScattering |

| | |
|----------------|---|
| R _H | Hall-Konstante |
| Si | Silizium |
| t | Zeit |
| T | absolute Temperatur gemessen in Kelvin |
| Ta | Tantal |
| TCR | Temperature Coefficient of Resistance |
| TEM | Transmitting Electron Microscope |
| UHV | Ultra Hoch Vakuum |
| UPS | Ultraviolett Photoelectron Spectroscopy |
| \vec{v} | Geschwindigkeit |
| V | Vanadium |
| XPS | X-ray Photoelectron Spectroscopy |

| | |
|---------------------------------|---------------------------|
| Å | Ångström (10^{-10} m) |
| β | TCR |
| ε | Energie |
| ε ₀ , ε _r | Dielektrizitätskonstanten |
| θ, φ | Winkel |
| λ | freie Weglänge |
| μ | Beweglichkeit |
| ρ | Spezifischer Widerstand |
| σ | Leitfähigkeit |
| σ ₀ | Schichtleitfähigkeit |
| τ | Relaxationszeit |
| Φ | Austrittsarbeit |
| Ω | Ohm |

Duratherm[®] ist ein eingetragenes Warenzeichen
der Firma Vacuumschmelze GmbH, Hanau

PAN-Bronze[®] ist ein eingetragenes Warenzeichen
der PAN-Metallgesellschaft mbH, Mannheim

Literaturverzeichnis

- //1// S.P.Murarka, "Silicides for VLSI Applications",
Academic Press (1983)
- //2// M.A.Nicolet, S.S.Lau, "VLSI Electronics
Microstructure Science" Vol. 6, N.G.Einspruch (Ed.),
Academic Press (1983)
- //3// C.Calandra, O.Bisi, G.Ottaviani,
Surf.Sci.Repts. 4, 271 (1985)
- //4// A.Ishizaka, Y.Shiraki,
Surf.Sci. 174, 671 (1986)
- //5// E.Rosencher, P.A.Badoz, J.C.Pfister,
F.Arnaud d'Avitaya, G.Vincent, S.Delage,
Appl.Phys.Lett. 45(5), 271 (1986)
- //6// C.O.Bozler,
Surf.Sci. 174, 487 (1986)
- //7// Y.Nakata, M.Asada, Y.Suematsu,
Surf.Sci. 174, 519 (1986)
- //8// R.T.Tung, J.M.Gibson, J.M.Poate,
Phys.Rev.Lett. 50(6), 429 (1983)
- //9// R.T.Tung, J.M.Gibson, A.F.Levi,
Appl.Phys.Lett. 48(19), 1264 (1986)
- //10// R.T.Tung, K.K.Ng, J.M.Gibson, A.F.Levi,
Phys.Rev.B 33(10), 7077 (1986)
- //11// P.S.Ho, M.Liehr, P.E.Schmid, F.K.LeGoues, E.S.Yang,
H.L.Evans, X.Wu, Surf.Sci 168, 184 (1986)
- //12// E.G.Colgan, M.Mäenpää, M.Finetti, M.A.Nicolet,
J.Elect.Materials 12(2), 413 (1983)

- //13// J.C.Hensel, R.T.Tung, J.M.Poate, F.C.Unterwald,
Surf.Sci. 142, 37 (1984)
- //14// N.W.Ashcroft, N.D.Mermin,
"Solid State Physics", Holt-Saunders-Edition (1976)
- //15// K.Fuchs,
Proc.Cambridge Phil.Soc. 34(1), 100 (1938)
- //16// H.J.Juretschke,
J.Appl.Phys. 37, 435 (1966)
- //17// A.F.Mayadas, M.Shatzkes,
Phys.Rev.B 1, 1382 (1970)
- //18// C.A.Neugebauer, M.B.Webb,
J.Appl.Phys. 33, 74 (1962)
- //19// K.L.Chopra, "Thin Film Phenomena",
McGraw-Hill, New York (1969)
- //20// L.J.van der Pauw,
Philips Res.Repts. 13,1 (1958)
- //21// F.Jentzsch, Promotion, Uni Hannover (in Arbeit)
- //22// Ch.Krontiras, J.Salmi, L.Grönberg, I.Suni, J.Heleskivi,
A.Rissanen, Thin Solid Films 125, 93 (1985)
- //23// M.Henzler, "Surface Physics of Materials",
J.M.Blakely (Ed.), Vol.1, Academic Press (1975)
- //24// H.U.Finzel, P.Wissmann,
Annalen der Physik 43, 5 (1986)
- //25// C.R.Pichard, M.Bedda, M.Lahrichi, A.J.Tosser,
J.Mater.Sci. 21, 469 (1986)

- //26// I.Abbati, L.Braichovich, B.de Michelis, U.del Pennino,
S.Valeri, Solid State Comm. 43(3), 199 (1982)
- //27// P.J.Grunthaner, F.J.Grunthaner, A.Madhukar, J.W.Mayer,
J.Vac.Sci.Technol. 19, 649 (1981)
- //28// E.J.van Loenen, J.F.van der Veen, F.K.LeGoues,
Surf.Sci. 157, 1 (1985)
- //29// C.H.Seager, G.E.Pike,
Phys.Rev.B 10, 1435 (1974)
- //30// T.J.Coutts, "Electrical Conduction in Thin Metal Films",
Elsevier Scientific Publication Company (1974)
- //31// E.Suliga, Diplomarbeit Uni Clausthal (1977)
- //32// Ch.Adamski, Diplomarbeit Uni Hannover (1985)
- //33// H.T.Benz, Diplomarbeit Uni Hannover (1984)
- //34// V.S.Neshpor, G.V.Samsonov,
Doklady Akad.Nauk SSSR 134 (6), 1337 (1960)
- //35// M.Henzler, Ch.Adamski, K.Rönner,
J.Vac.Sci.Technol. A (1987), im Druck
- //36// K.Rönner, Diplomarbeit Uni Hannover (1985)
- //37// H.Froitzheim, persönliche Mitteilung
- //38// R.D.Thompson, D.Gupta, K.N.Tu,
Phys.Rev.B 33, 2636 (1986)
- //39// G.Bergmann,
Physics Reports 107 (1), 1 (1984),
Phys.Rev.Lett. 48, 1046 (1982)

Herrn Prof. Dr. M.Henzler möchte ich für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit und seine Unterstützung danken.

Den Mitgliedern des Instituts danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre, Herrn Priv.- Doz. Dr. H.Froitzheim und Dr. H.-L.Günter für wertvolle Ratschläge beim Aufbau der Apparatur sowie Herrn Dipl.-Phys. F.Jentzsch und R.Schad für die angenehme Zusammenarbeit.

Den Mitarbeitern der Mechanik- und Elektronik-Werkstatt bin ich für ihre Bemühungen zu Dank verpflichtet, besonders Herrn Zisenis beim Bau der Apparatur und Herrn Schaper für die Versorgung mit Kältemitteln.

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

Für die Ionenimplantation der Kristalle bedanke ich mich beim Institut für Halbleitertechnologie, Uni Hannover, namentlich bei Herrn Prof. Dr. J.Graul.

Diese Arbeit wurde finanziell von der Stiftung Volkswagenwerk unterstützt.

Lebenslauf

Rüdiger Armin Teile

11.11.1954 geboren in Cuxhaven

4/61 - 4/65 Grundschule in Cuxhaven und Meppen

4/65 - 5/73 Gymnasium Meppen
- mathematisch-naturwissenschaftl. Zweig -

5/73 Abitur

7/73 - 6/75 Wehrdienst bei der Luftwaffe

10/75 - 7/82 Studium der Physik an der Universität Hannover
Diplomarbeit im Institut für Festkörperphysik

seit 3/81 freiberufliche Tätigkeit im EDV - Bereich

7/82 Diplomhauptprüfung

seit 10/82 wissenschaftlicher Mitarbeiter im Institut
für Festkörperphysik, Universität Hannover

