



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

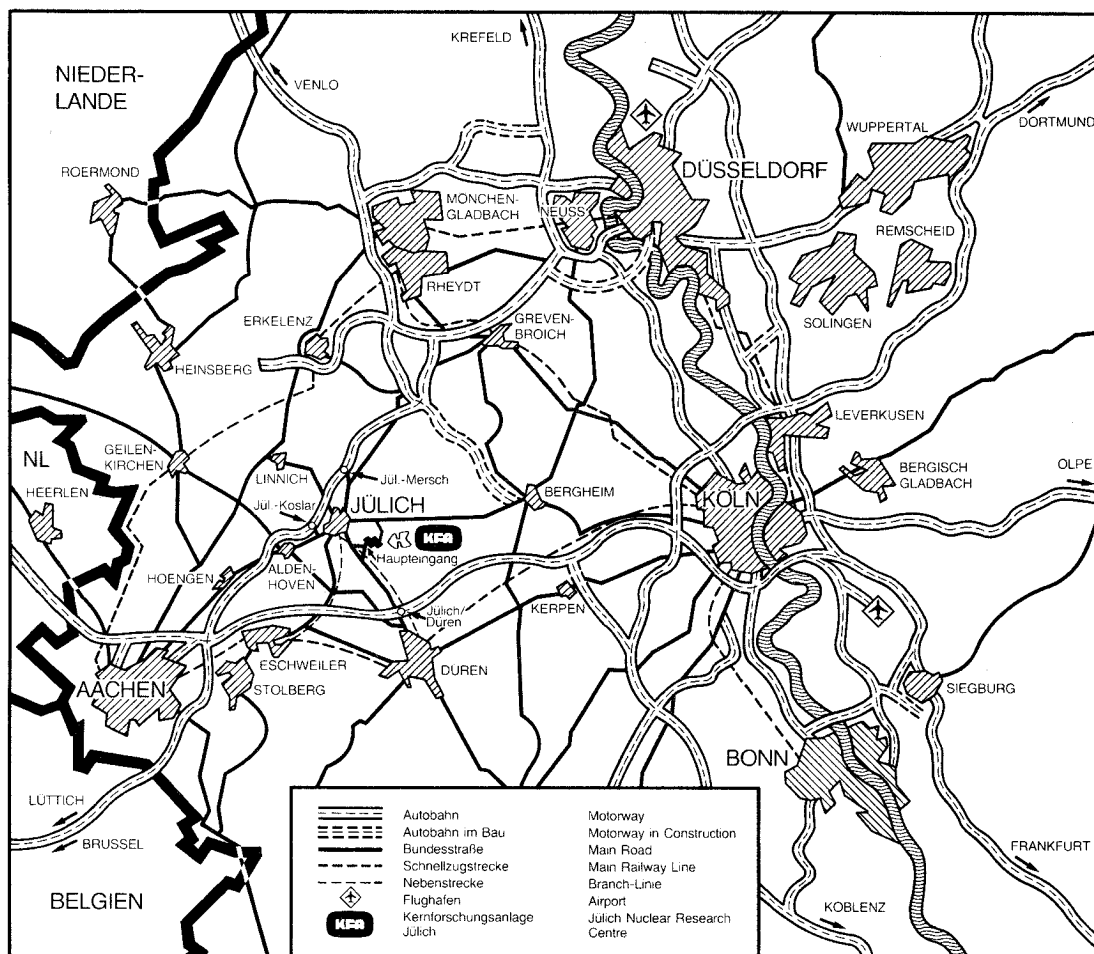
Institut für Schicht- und Ionentechnik

**Untersuchungen von
Tieftemperaturbolometern
als Teilchendetektoren**

von

Stefan Woiwod

Jül - 2311
September 1989
ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 2311

Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-2311

D 38 (Diss. Uni. Köln)

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

Untersuchungen von Tieftemperaturbolometern als Teilchendetektoren

von

Stefan Woiwod

Abstract

Recent results with bolometers as high resolution photon detectors raise hope of greatly improved energy resolutions in the detection of α -particles and other ions. Theoretically the conversion noise due to fluctuations in the energy stored in the created defects sets a resolution limit for thermal charged particle detection. A resolution of some hundred eV should be possible, which would offer a valuable improvement of the depth and mass resolution in RBS analysis. For this purpose we tested composite silicon bolometers with and without thin metal absorbers (Cu, Al) at temperatures between 280 and 600 mK. The particles detected by the bolometers were backscattered from a Ta-Cr-Si-sample at 1 K inside the cryostat irradiated by 200 keV ions (H, He, B). Specific problems of RBS measurements with bolometers are reviewed.

The measured energy resolution of 8.0 keV FWHM for He ions is more than a factor of 3 better than previous reported bolometric measurements on α -particles. For protons and boron ions, which were measured for the first time with a bolometer, we achieved similar good resolutions. The energy resolution deteriorates with increasing particle energy and increasing atomic number of the analyzing ion. The measured thermal noise contribution of 2 keV FWHM indicates the possibility of a further reduction of the detector resolution. Possible origins in the difference between the bolometer resolutions and the thermal noise are discussed.

The investigated bolometers were characterized by resistance versus temperature measurements, load curve measurements, noise analysis and bolometer pulse analysis. The measured energy responsivities were in the order of 10^{10} V/J, which is high enough to achieve resolutions of 1 keV FWHM on principle.

Inhaltsübersicht:

	<u>Seite</u>
1. EINLEITUNG	1
2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN	4
2.1. Bolometertheorie	4
2.2. Temperaturmessung: halbleitende Wider- standsthermometer	11
2.3. Rauschquellen und Energieauflösung	14
2.3.1. Thermisches Rauschen	14
2.3.2. Rauschbeitrag durch den thermischen Strahlungshintergrund	16
2.3.3. Rauschbeitrag von Bolometer- und Last- widerstand	16
2.3.4. Verstärkerrauschen	18
2.4. Wechselwirkung Ion-Absorber: Abweichung vom idealen Bolometer	19
3. EXPERIMENTELLES	25
3.1. Grundlagen der Rutherfordrückstreu- spektroskopie (RBS)	25
3.2. Experimentelle Realisierung	28
3.2.1. Bolometer	28
3.2.2. Kryostat	32
3.2.2.1. RBS-Anordnung im Kryostaten	32
3.2.2.2. Abschirmung gegen Wärmestrahlung	33
3.2.3. Bolometermessungen	36
3.2.4. Ionenbeschleuniger	39
3.2.5. Maßnahmen zur Sekundärelektronenunterdrückung	39
3.2.6. Einfluß von mechanischen Störungen auf das Bolometerverhalten	40
3.2.7. Rauschen des Bolometersystems	42

Seite

4.	MEßERGEBNISSE UND DISKUSSION	44
4.1.	Auswertung der RBS-Spektren Bolometer- energieauflösung	44
4.2.	Charakterisierung der Bolometer	55
4.2.1.	Kennlinien und Widerstands-Temperatur- Charakteristik der Bolometer	56
4.2.2.	Analyse der Detektorpulse - Energiean- sprechvermögen	60
5.	ZUSAMMENFASSUNG	68
6.	LITERATURVERZEICHNIS	70

1. EINLEITUNG

Die Entwicklung des Bolometers geht zurück auf S.P. Langley /1/, der im Jahr 1880 zum erstenmal die durch Erwärmung bewirkte Widerstandsänderung eines Platinstreifens zur Messung von Infrarotstrahlung ausnutzte. Die Empfindlichkeit der Bolometer ist seitdem stetig verbessert worden (Tieftemperaturbolometer, supraleitende Thermometer usw.) und sie haben in vielen Bereichen der Infrarotspektroskopie Anwendung gefunden. Dem gegenüber ist die Verwendung von Bolometern zur Energiespektroskopie von Teilchen ein junges Arbeitsgebiet. Während kalorimetrische Methoden schon früher bei der Untersuchung der Wechselwirkung von α -, β -, γ -Strahlung mit Festkörpern verwendet wurden /2/, wurden Bolometer als energiedispersive Teilchendetektoren erst in diesem Jahrzehnt verwirklicht /3,4/. Seither wird die Entwicklung thermischer Detektoren - insbesondere in Bereichen der Elementarteilchenphysik (Elektron-neutrinomasse, doppelter β -Zerfall) /5/, der Astrophysik ("dark matter", Solarneutrino) /6/ und der Kernphysik (hochauflösende γ -Spektroskopie) /7/ - intensiv vorangetrieben. So konnte mit einem bei 0.1 K betriebenen Bolometer eine Energieauflösung von 12 eV FWHM für 5.9 keV Mn $K\alpha$ -Strahlung erzielt werden /8,9/. Dies ist eine Verbesserung des Auflösungsvermögens um einen Faktor 7 gegenüber den empfindlichsten Si(Li)-Detektoren. Aber auch auf dem Gebiet der Materialforschung bieten sich interessante Anwendungsgebiete. Durch die fortschreitende Miniaturisierung in der Halbleitertechnik (z.B. Megabit-Chips) und die immer kompliziertere Zusammensetzung der technisch interessanten Materialien (z.B. Hochtemperatursupraleiter), steigen die Anforderungen an die verwendeten Analysemethoden.

In dieser Arbeit wird daher zum ersten Mal die Eignung von Tieftemperaturbolometern für die hochauflösende Rutherforddrückstreuung untersucht, eine Anwendung, die auf einen Vorschlag von H.H. Andersen auf der "Ion Beam Analysis"-Konferenz 1985 in Berlin zurückgeht /10/. Seine theoretischen Überlegungen zeigen, daß ein bei 0.3 K betriebenes Bolometer mit Metallabsorber bei der Detektion von leichten Ionen eine Energieauflösung von weniger als 1 keV FWHM erreichen sollte. Dies entspricht einer Verbesserung von einer Größenordnung gegenüber kommerziellen Oberflächensperrschichtzählern /11/. Diese Erhöhung des Auflösungsvermögens bringt

bei der Analyse einer Goldoberfläche mit 400 keV He-Ionen eine Verbesserung der Tiefenauflösung von 11 nm auf 0.9 nm. Der Vorteil der besseren Detektorauflösung nimmt aufgrund des Energiestragglings mit zunehmender Schichtdicke ab und macht bei einer Tiefe von 100 nm nur noch einen Faktor 2 aus. Anwendungsmöglichkeiten der verbesserten Tiefenauflösung bieten sich z.B. bei der Untersuchung von oberflächennahen Halbleiter-Silizid-Grenzflächen /12/, deren Qualität für gute Schottky-Kontakte in Halbleiterbauelementen wichtig ist, und bei der Untersuchung von Übergitterstrukturen. Ein weiterer Vorteil, der aus der besseren Detektorauflösung resultiert, ist die verbesserte Massentrennung. Bei der Rutherforddrückstreu-spektroskopie (RBS) ist die Massenauflösung umgekehrt proportional zur Masse des gestreuten Ions. Daher besteht im besonderen ein Interesse an einer guten Energieauflösung für Ionen, wie Li, B, N und C, bei denen die Auflösung von Halbleiterdetektoren relativ schlecht ist. In diesem Fall ergeben sich Verbesserungen bei der Analyse von Materialien, die sich aus benachbarten Elementen des Periodensystems zusammensetzen, wie z.B. GaAlAs-Proben. Weil das Energiestraggling proportional zur Analyseionmasse zunimmt, ist die verbesserte Massenauflösung noch stärker als die Tiefenauflösung auf einen oberflächennahen Bereich beschränkt.

Ähnlich gute Energieauflösungen wie man sie bei den Bolometern erwartet, werden bisher nur mit elektro- und magnetostatischen Detektoren, die nach dem Prinzip eines Massenspektrometers funktionieren, erreicht. Sie arbeiten im Energiebereich bis 1 MeV und haben ein typisches Auflösungsvermögen $\Delta E/E$ von 0.4 /13/. Ihr Nachteil ist jedoch, daß für eine Energieanalyse die Ablenkspannung schrittweise geändert werden muß. Die Meßzeit für ein vollständiges RBS-Spektrum beträgt somit einige Stunden. Bei einem Bolometer ist dies nicht der Fall, weil die Messung über dem gesamten Energiebereich erfolgt, so daß sich die Meßzeit auf weniger als eine halbe Stunde verkürzt. Bei höheren Analyseenergien (≥ 600 keV) sollten Bolometer ebenfalls leichte Vorteile haben.

Durch Ausnutzen der für Silizium recht gut entwickelten lithographischen Techniken ist auch die Herstellung von Bolometerarrays denkbar, so daß Bolometer auch als ortsauflösende Detektoren eingesetzt werden könnten.

Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist es, die Eignung von Tieftemperaturbolometern als Detektoren in der hochauflösenden Rutherforddrückstreuanalyse (RBS) zu untersuchen. Da es sich bei thermischen Teilchendetektoren um eine relativ junge Entwicklung handelt, gibt es eine Reihe von offenen physikalischen Fragen, die die Fluktuationen und den zeitlichen Ablauf des Thermalisierungsprozesses und der Temperaturmessung betreffen. Insbesondere ist die 'theoretisch mögliche' Energieauflösung bisher noch nicht erreicht worden. Ausgehend von RBS-Messungen wird daher in dieser Arbeit das Bolometerverhalten unter verschiedenen Aspekten (Temperatur, metallischer/halbleitender Absorber, verschiedene Analyseionen) analysiert, um ein besseres Verständnis der physikalischen Mechanismen zu erhalten. Als Teilchenquelle wurde ein Ionenbeschleuniger benutzt. Daher konnten zum erstenmal Protonen und Bor-Ionen mit einem Bolometer detektiert und das Bolometerverhalten im bisher nicht zugänglichen 100 keV-Energiebereich untersucht werden.

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1. Bolometertheorie

In diesem Abschnitt wird ein Einblick in die prinzipiellen Bolometereigenschaften und deren Verständnis gegeben. Dazu werden die wichtigsten Gleichungen diskutiert, die auch bei der Auswertung benutzt werden. Für die Herleitung dieser Gleichungen wird auf die Literatur /14-17/ verwiesen.

Die bolometrische Analyse von elektromagnetischer Strahlung (γ -Strahlung bis Infrarot) als auch von ionisierender Strahlung (Elektronen und Ionen) beruht darauf, daß die Energie der Strahlung bei der Wechselwirkung mit einem Festkörper durch Ionisation und Phononenanregung zum größten Teil in Wärme umgewandelt wird. Die dadurch bewirkte Temperaturänderung ΔT , ist proportional zur absorbierten Strahlungsenergie und umgekehrt proportional zur Wärmekapazität C des Bolometers. Der aus der Strahlungsabsorption resultierende Temperaturpuls wird i.a. mit einem Widerstandsthermometer in ein elektrisches Signal umgewandelt. Um eine optimale Empfindlichkeit des Bolometers zu erhalten, bestehen der Absorber und das Thermometer in der Regel aus unterschiedlichen Materialien, die entsprechend ihrer Funktion ausgewählt sind. Abb. 2.1. zeigt die thermische und elektrische Schaltung eines Bolometers zusammen mit den wichtigsten Parametern. Ausgangspunkt für eine mathematische Beschreibung des Bolometerverhaltens ist die Wärmebilanzgleichung:

$$C(T) \frac{d\Delta T}{dt} + K_d(T) \cdot \Delta T = \frac{dP}{dT} \cdot \Delta T + W(t) \quad (2.1)$$

mit $W(t) = W_H + E \cdot \delta(t)$ absorbierte Strahlungsleistung; W_H = konstante Hintergrundstrahlung; E = Teilchenenergie; $\delta(t)$ = Kronecker-Deltafunktion; $E \cdot \delta(t)$ = Strahlungsleistungs-Puls; K_d = dynamische Wärmeleitung zwischen Bolometer und Detektorhalter bei der Temperatur T_0 ; $P = U \cdot I$ dem Bolometer zugeführte elektrische Heizleistung.

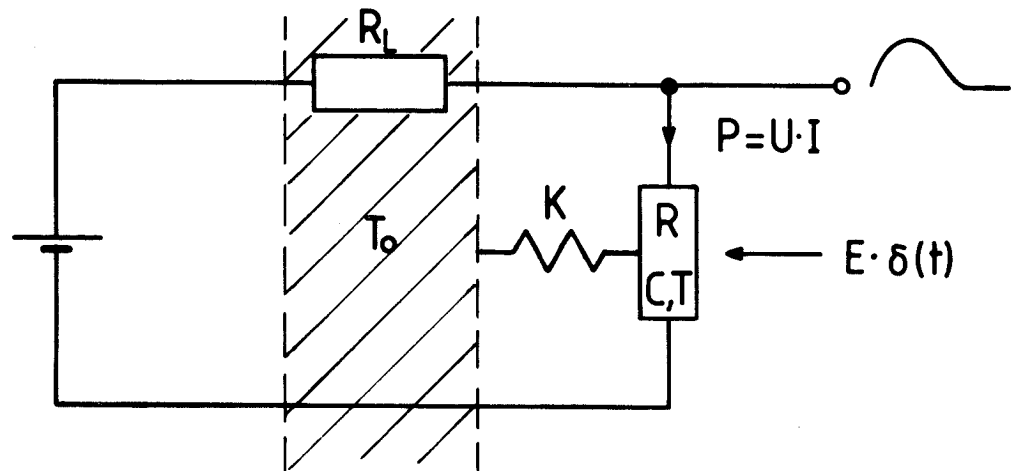


Abb. 2.1.: Schematische Darstellung der wesentlichen elektrischen (I , U , R , R_L) und thermischen Größen (C , K , T , T_0) eines Bolometers

Zur Vereinfachung von Gleichung (2.1) werden häufig die Änderung der elektrischen Leistung dP/dT und die Wärmeleitung K_d zu einer effektiven Wärmeleitung K_e zusammengefaßt.

$$K_e = K_d - \alpha \cdot P \frac{R_L - R}{R_L + R} \quad (2.2)$$

$\alpha = 1/R \cdot dR/dT$: Widerstandskoeffizient des Bolometers;

R = ohmscher Widerstand des Bolometers;

R_L = Lastwiderstand (i.a. ist $R_L \gg R$).

Bei halbleitenden Widerstandsthermometern, die in der Regel verwendet werden, ist $\alpha < 0$. Die durch eine Erhöhung des Detektorstroms bewirkte Erwärmung des Bolometers auf eine Temperatur $T > T_0$ wird deshalb die thermische Ankopplung an den Detektorhalter (T_0) verstärken. Daher ist die effektive Wärmeleitung K_e größer als die dynamische Wärmeleitung K_d .

Das Temperatursignal, das ein Teilchen mit der Energie E im Bolo-

meter erzeugt, erhält man aus der Lösung der Wärmebilanzgleichung (2.1). Diese ergibt für den resultierenden Spannungspuls ΔV folgenden Verlauf:

$$\Delta V = S \cdot \frac{\epsilon \cdot E}{\tau_e} \cdot \frac{\exp(-t/\tau_e) - \exp(-t/\tau_F)}{(1 - \tau_F/\tau_e)} \quad (2.3)$$

Durch Erzeugung von langlebigen Anregungszuständen (wie z.B. Defekten, siehe Abschnitt 2.4) beim Abbremsungsprozeß des Teilchens im Bolometer kann ein kleiner Bruchteil der Teilchenenergie thermisch nicht gemessen werden. ϵ beschreibt daher den Anteil der Teilchenenergie E , der detektiert wird. $\tau_e = C/K_e$ ist die effektive thermische Zeitkonstante und $\tau_F = R \cdot C_S$ die elektrische Zeitkonstante aufgrund der Streukapazität C_S zwischen dem Bolometer und der Messelektronik. In der Regel ist $\tau_F < \tau_e$, so daß der Spannungspuls exponentiell mit τ_e abklingt, während seine Anstiegszeit von τ_F bestimmt wird. Die mit der Erwärmung des Bolometers bei Absorption eines Teilchens verbundene Abnahme des Bolometerwiderstandes führt zu einer Verringerung der elektrischen Leistungsaufnahme und damit zu einer stärkeren thermischen Ankopplung des Bolometers an die Umgebung mit der Temperatur T_0 . Deshalb fällt das Detektorsignal nicht mit der thermischen Zeitkonstante $\tau_d = C/K_d$, sondern mit der kürzeren Zeitkonstanten τ_e ab. Diese Wechselwirkung zwischen den elektrischen und den thermischen Parametern des Bolometers, wird auch als elektrothermische Rückkopplung bezeichnet. Typische Werte für τ_e sind 10 bis 500 μs , so daß bei entsprechender Zählrate einzelne Teilchen detektiert werden. Die Signalamplitude in (2.3) hängt von den thermischen und elektrischen Parametern des Bolometers ab. Diese sind in dem Ansprechvermögen S zusammengefaßt.

$$S = \frac{dV}{dW} = \frac{R_L}{R + R_L} \cdot I \cdot \alpha \cdot R \cdot \frac{1}{K_e} \quad (2.4)$$

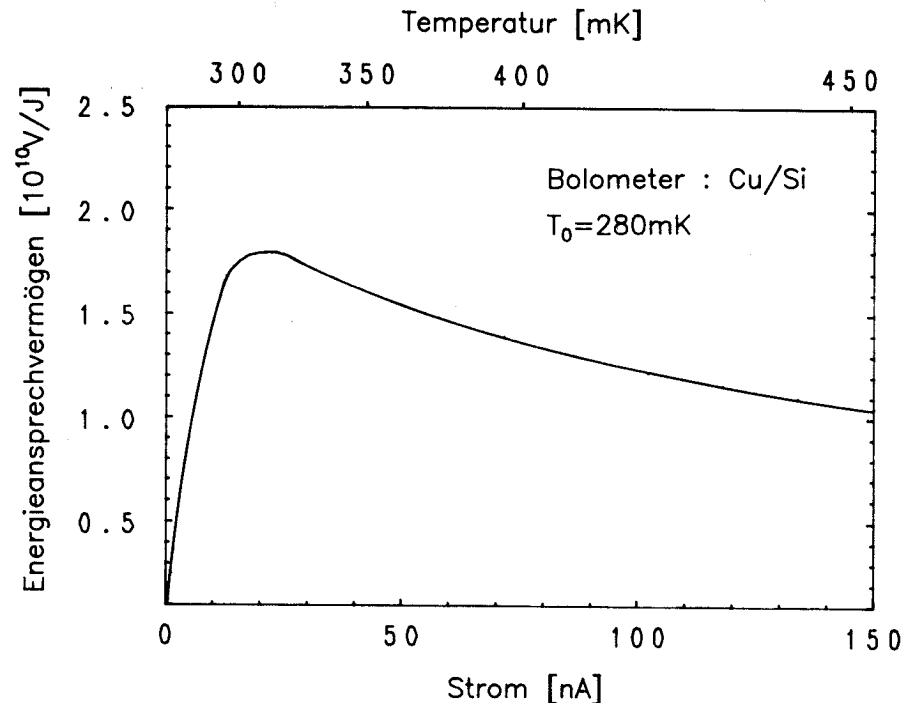


Abb. 2.2.: Berechneter Verlauf des Energieansprechvermögens S_E in Abhängigkeit vom Detektorstrom bzw. der Detektortemperatur

Bei der Teilchenspektroskopie ist es praktischer, das Energieansprechvermögen S_E zu verwenden.

$$S_E = \frac{dV}{dE} = S/\tau_e \quad (2.5)$$

Es ist offensichtlich, daß das Spannungssignal zunimmt, wenn die Wärmekapazität des Bolometers verkleinert wird. Die größte Empfindlichkeit erreichen daher Bolometer, die bei tiefen Temperaturen ($T < 1 \text{ K}$) betrieben werden und klein in ihren Dimensionen sind.

Nach (2.4) wird das Ansprechvermögen mit zunehmendem Detektorstrom größer. Durch die mit dem Detektorstrom verbundene Aufheizung werden aber gleichzeitig der Widerstandskoeffizient α und der Widerstand R verringert, während die Wärmekapazität C zunimmt. Diese

Änderungen bewirken jedoch eine Verringerung der Bolometerempfindlichkeit. Es gibt also einen optimalen Detektorstrom bzw. eine optimale Detektortemperatur. Sie ergibt sich bei einer vorgegebenen Haltertemperatur T_0 aus dem Temperaturverhalten der Detektorparameter (C , K_d , R) /18,19/. Abb. 2.2. zeigt die nach Gleichung (2.5.) berechneten Änderungen des Energieansprechvermögens mit dem Detektorstrom für ein in dieser Arbeit verwendetes Si-Bolometer mit Cu-Absorber. Die optimale Arbeitstemperatur liegt rund 10 % über der Haltertemperatur T_0 . Maßgebend für die Energieauflösung eines Detektors ist aber nicht allein seine Empfindlichkeit, sondern auch sein Rauschverhalten (siehe Abschnitt 2.3). Der beste Arbeitspunkt eines Bolometers ergibt sich daher aus der Optimierung des Signal/Rauschverhältnisses.

Die thermischen Parameter $K(T)$ und $C(T)$ sind experimentell nicht leicht zugänglich. Die elektrothermische Kopplung ermöglicht jedoch die Bestimmung der thermischen Parameter aus den leicht meßbaren elektrischen Größen. Abb. 2.3 zeigt die Kennlinie $U(I)$ eines Bolometers bei vorgegebener Haltertemperatur. Das Aufheizen des Bolometers bei höherem Detektorstrom äußert sich im nicht-linearen Verlauf der Kennlinie, da mit zunehmender Erwärmung der Bolometerwiderstand abnimmt. Bei kleinen Änderungen können die Bolometereigenschaften durch den Gleichstromwiderstand R und den differentiellen Widerstand Z im Arbeitspunkt (I, U) beschrieben werden (siehe Abb. 2.3).

Durch algebraische Umformung erhält man aus den Definitionen des differentiellen Widerstandes ($Z = dU/dI$) und der dynamischen Wärmeleitung ($K_d = dW/dT = dP/dT$) folgenden Zusammenhang zwischen diesen Größen:

$$K_d = \alpha \cdot P \cdot \frac{Z + R}{Z - R} \quad (2.6)$$

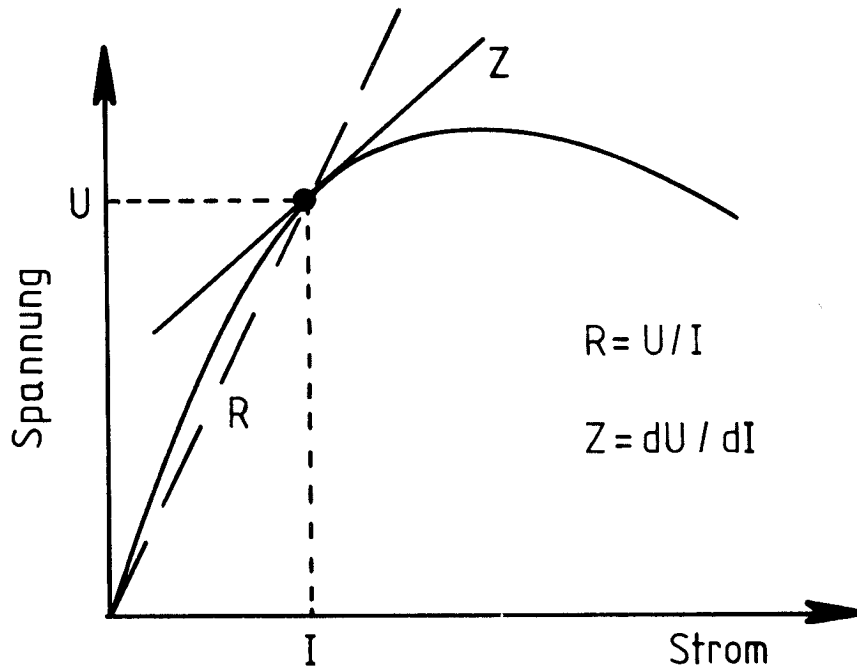


Abb. 2.3: Kennlinienverlauf eines Bolometers

Aus der Kennlinie und der Widerstands-Charakteristik $R(T)$ können somit die Wärmeleitungen K_d und K_e und damit auch das Ansprechvermögen S des Bolometers berechnet werden. Die Wärmekapazität des Bolometers folgt aus der Abfallzeitkonstanten und der Höhe der Pulse bei Teilchendetektion.

Mit Hilfe elektrischer Messungen läßt sich auch das Frequenzverhalten des Bolometers bestimmen /14/. Führt man in die Wärmebilanzgleichung (2.1) den Zeitfaktor $e^{j\omega t}$ ein, so wird die Wärmeleitung frequenzabhängig.

$$K(\omega) = K_d (1 + j\omega \tau_d) \quad (2.7)$$

Die Frequenzabhängigkeit der Bolometerimpedanz ergibt sich durch Einsetzen von (2.6) in (2.7)

$$Z(\omega) = R \cdot \frac{1 + j\omega \tau_d + (K_d/\alpha P)^{-1}}{1 + j\omega \tau_d - (K_d/\alpha P)^{-1}} \quad (2.8)$$

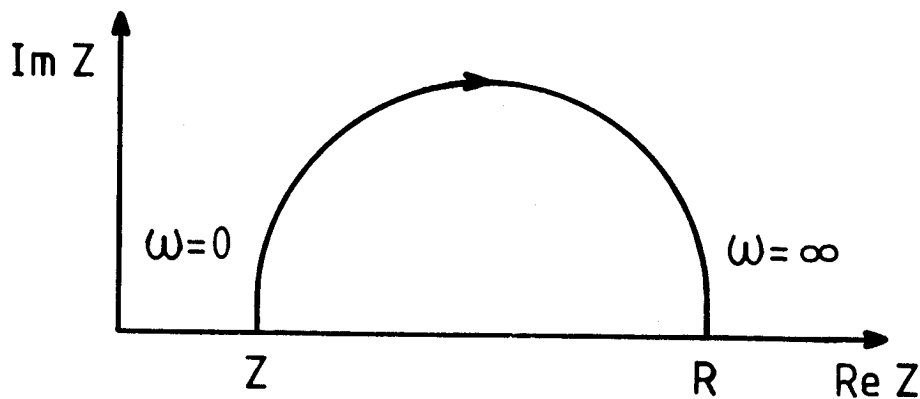


Abb. 2.4.: Frequenzverlauf der Bolometerimpedanz in der Ortskurvendarstellung

Durch Umstellen von Gleichung (2.8) mit Hilfe von (2.6) folgt eine Kreisgleichung für $Z(\omega)$:

$$Z(\omega) = \frac{Z + R}{2} + \frac{Z - R}{2} \frac{1 - j\omega\tau_d \frac{Z + R}{2R}}{1 + j\omega\tau_d \frac{Z + R}{2R}} \quad (2.9)$$

Spaltet man die Impedanz $Z(\omega)$ in ihren Real- und Imaginärteil auf, so beschreibt diese einen Halbkreis, der durch die Punkte $Z(\omega=0)=Z$ und $Z(\omega \rightarrow \infty) = R$ begrenzt wird /20/ (Abb. 2.4.). Bei niedrigen Frequenzen entspricht die Bolometerimpedanz dem differentiellen Widerstand Z , der aus den Kennliniendaten bestimmt wird. Bei hohen Frequenzen ($\omega \gg 1/\tau_d$) kann die Bolometertemperatur den Änderungen in der elektrischen Heizleistung nicht mehr folgen. Diese thermische Trägheit führt dazu, daß die Bolometertemperatur und somit auch der Bolometerwiderstand konstant bleibt. Die Impedanz $Z(\omega)$ nimmt den Wert des Gleichstromwiderstandes R an.

Um Infrarotstrahlung überhaupt messen zu können, wird die einfallende Strahlung durch einen Chopper mit der Frequenz ω moduliert. Das thermische Verhalten des Bolometers in Abhängigkeit von der Unterbrecherfrequenz ω kann in diesem Fall durch elektrische Wechselstrommessungen vollständig bestimmt werden /14,21,22/.

Teilchendetektoren entsprechen dagegen dem niederfrequenten Grenzfall, so daß die Parameter Z und $S(\omega = 0) = S$ (Gleichung (2.4)) maßgebend sind. Trotzdem können Wechselstrommessungen bei Abweichungen von dem hier beschriebenen idealen Bolometerverhalten wertvolle Informationen über elektrische Nichtlinearitäten liefern, die im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

2.2. Temperaturmessung: halbleitende Widerstandsthermometer

Wesentlich für die Leistungsfähigkeit eines Bolometers ist die Messung der Temperaturänderung des Bolometerelements mit möglichst großer Empfindlichkeit. Physikalische Materialeigenschaften, die zur Temperaturmessung bei tiefen Temperaturen ausgenutzt werden, sind der elektrische Widerstand (Supraleitungsübergang, Halbleiter-Thermometer) und die Suszeptibilität (Curiegesetz). Magnetische Messungen haben den Nachteil, daß die thermische Zeitkonstante größer als die Spin-Gitter-Relaxationszeit sein muß /23/. Diese Methode ist daher für die Spektroskopie mit Zählraten von 1000 Ereignissen pro Sekunde nicht geeignet. Der Widerstandssprung eines Supraleiters beim Übergang in den normalleitenden Zustand hängt ebenfalls sehr empfindlich von der Temperatur ab. Mit einem kurz unterhalb des kritischen Stroms betriebenen meanderförmigen supraleitenden Film lassen sich Empfindlichkeiten von über 0.2 V/K erreichen /24,25/. Diese Thermometer finden hauptsächlich Anwendung als Detektoren für Phononen bei der Untersuchung ballistischer Phononenmoden in einkristallinen Proben /25,26/.

Bei der Nutzung von Bolometern als Teilchendetektoren wurden die besten Ergebnisse bisher mit halbleitenden Widerstandsthermometern erzielt /27,28/. Sie haben eine ähnliche Empfindlichkeit wie die supraleitenden Thermometer, sind aber über einen breiteren Temperaturbereich einsetzbar. Die hohe Empfindlichkeit wird erreicht, indem der Metall-Isolator-Übergang dotierter Halbleiter bei tiefen Temperaturen ausgenutzt wird. Bei Temperaturen unterhalb von 10 K sind praktisch alle Ladungsträger eingefroren, d.h. an die Dotieratome gebunden. Die Wellenfunktionen der gebundenen elektronischen Zustände der Dotieratome in Si und Ge erstrecken sich über mehrere Gitterabstände, so daß es leicht zu einem Überlapp zwischen ihnen

kommt. Aufgrund der statistischen Verteilung der Dotieratome im Wirtsgitter sind deren besetzte Zustände jedoch unterhalb einer kritischen Dotierkonzentration lokalisiert (Anderson Lokalisierung). In diesem Fall verhält sich der Halbleiter bei tiefen Temperaturen wie ein Isolator. Für Phosphor dotiertes Si liegt die kritische Donatorkonzentration bei $\sim 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ /13/. Nahe der kritischen Konzentration geschieht der Stromtransport durch einen thermisch aktivierten Hüpfpzess ("variable range hopping"). Dabei bewegen sich die Elektronen an der Fermikante unter Absorption und Emission eines Phonons über das Dotierband von einem Dotieratom zu einem unbesetzten Zustand eines anderen Dotieratoms. Der elektrische Widerstand hängt also vom Phononenspektrum des Halbleiters und somit von seiner Temperatur ab. Durch eine zusätzliche p-Dotierung eines n-dotierten Halbleiters kann das Widerstandsverhalten gezielt eingestellt werden. Die Akzeptoren binden entsprechend ihrer Konzentration Elektronen der Donatoratome und schaffen somit unbesetzte Donatorzustände, wodurch die Hüpfpwahrscheinlichkeit und damit die Leitfähigkeit erhöht wird. Die höchste Empfindlichkeit der Widerstandsthermometer wird bei einer Dotierung knapp unterhalb der kritischen Konzentration erreicht. Aufgrund des schmalen Metall-Isolator-Übergangsbereiches erfordert die Herstellung solcher Thermometer eine hohe Genauigkeit bezüglich der Konzentration und der Homogenität der Dotierung. Mit Hilfe der Ionenimplantation ist es in den letzten Jahren gelungen, eine bessere Reproduzierbarkeit dieser Thermometer zu erzielen /29/.

Die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes von kompensationsdotiertem Si läßt sich beschreiben durch /30/

$$R(T) = R_m \cdot \exp\left(\frac{T_m}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

dabei hängt T_m von der Art der Dotierungsatome und deren Konzentration ab. Gleichung (2.10) weicht von der ursprünglich von Mott /31/ hergeleiteten Beziehung mit dem Exponenten $\frac{1}{4}$ ab. Diese Abweichung kann auf die langreichweitige Coulombwechselwirkung zwischen den Elektronen an der Fermikante zurückgeführt werden /32/.

Die Temperaturabhängigkeit eines Thermistors nach (2.10) gilt nur für kleine Meßströme. Bei größeren Strömen muß zusätzlich die Spannungs- bzw. Feldabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit berücksichtigt werden /33,34/.

$$R(T,E) = R(T) \cdot \exp(-e|E|l/kT) \quad (2.11)$$

mit E = elektrisches Feld, l = charakteristische Länge, die mit der Hüpfwahrscheinlichkeit verknüpft ist. Durch das äußere elektrische Feld werden die statistischen lokalen Felder in der Nähe der Dotieratome verändert, was zu einer erhöhten Hüpfwahrscheinlichkeit führt. Dieser Feldeinfluß kann sich schon bei Feldern von einigen V/cm bemerkbar machen.

Eine Folge dieser feldbedingten Abweichung vom ohmschen Verhalten ist eine verringerte Temperaturempfindlichkeit des Bolometers im Vergleich zu der mit kleinen Strömen gemessenen $R(T)$ -Charakteristik. Bei höheren Detektorströmen wird daher das Ansprechvermögen des Bolometers bei Berechnung aus den Kennliniendaten überschätzt, weil der nichtlineare Kennlinienverlauf nicht mehr allein auf dem Heizeffekt des Detektorstroms beruht.

Der Beitrag der elektrischen Nichtlinearität kann durch Messen der Frequenzabhängigkeit der Bolometerimpedanz $Z(\omega)$ bestimmt werden /35/. Während der thermische Anteil an der Nichtlinearität bei hohen Frequenzen keinen Einfluß mehr auf das Impedanzverhalten des Bolometers hat ($Z(\omega \rightarrow \infty) = R$), bleibt der Einfluß des feldbedingten Anteils erhalten. Im Fall der feldbedingten Nichtlinearität beschreibt daher $Z(\omega)$ in der komplexen Darstellung auch einen Halbkreis (siehe Abb. 2.4 und Gleichung (2.9)), wobei jedoch $Z(\omega \rightarrow \infty) < R$ ist. Die Größe dieser Abweichung ist somit ein Maß für die elektrische Nichtlinearität des Bolometers in einem Arbeitspunkt. Unter Berücksichtigung von (2.11) ergibt sich daher eine modifizierte Form für das Ansprechvermögen S und die effektive thermische Zeitkonstante τ_e /34/:

$$S = \frac{1}{I} \frac{Z/Z(\infty) - 1}{(Z/R_L + 1)(R/Z(\infty) + 1)} \quad (2.12)$$

$$\tau_e = \frac{(Z + R)}{(Z + R_L)} \cdot \frac{[Z(\infty) + R_L]}{[Z(\infty) + R]} \cdot \tau_d \quad (2.13)$$

Die höchste Empfindlichkeit erhält man mit großen thermischen Zeitkonstanten, da in diesem Fall die optimale Arbeitstemperatur schon mit kleinen Detektorströmen eingestellt werden kann. Bei der Teilchenspektroskopie muß daher ein Kompromiß zwischen Empfindlichkeit und maximal zulässiger Zählrate geschlossen werden.

2.3. Rauschquellen und Energieauflösung

Die hohe Empfindlichkeit der thermischen Detektoren ist darauf zurückzuführen, daß die elementaren thermischen Anregungen wie Phononen und Quasiteilchen erheblich niedrigere Anregungsenergien besitzen (einige meV pro Phonon bzw. Cooperpaar) als die Anregungen bei den gebräuchlichen Detektoren (Halbleiter: einige eV pro Elektron-Loch-Paar; Zählrohr: einige 10 eV/Ion). Daher ist bei der Wechselwirkung eines Teilchens mit einem thermischen Detektor die Zahl der Anregungen um mehr als einen Faktor 1000 vergrößert. Aufgrund der verbesserten Statistik ergibt sich somit ein stark erhöhtes Energieauflösungsvermögen. Unter anderem werden aus diesem Grund auch supraleitende Tunnelkontakte /36,37,38/ und der Meißner Effekt ("superheated superconducting granules") /39/ zur thermischen Teilchendetektion genutzt. Bisher haben sich jedoch Bolometer als die leistungsfähigsten thermischen Detektoren erwiesen.

Neben der Statistik begrenzen Fluktuation im Wärmeaustausch mit der Umgebung, Fluktuationen in der Temperaturmessung und Fluktuationen bei der Thermalisierung der Teilchenenergie die Energieauflösung eines thermischen Detektors. Diese Beiträge werden im folgenden diskutiert.

2.3.1. Thermisches Rauschen

Die Temperatur eines Gegenstandes ist keine statische Größe. Sie ist definiert durch den mittleren Energieinhalt des Gegenstandes, der sich beim statistischen Energieaustausch mit seiner Umgebung einstellt. Nach einem Theorem der statistischen Mechanik, ist die

Temperaturfluktuation eines Systems mit vielen Freiheitsgraden gegeben durch

$$\overline{\Delta T^2} = \frac{kT^2}{C} \quad (2.14)$$

Gleichung (2.14) gibt an, mit welcher Genauigkeit die Temperatur eines Gegenstandes gemessen werden kann und legt so die untere Grenze für das Auflösungsvermögen der thermischen Detektoren fest. Bei der Energiespektroskopie sind die aus ΔT^2 resultierenden Energieschwankungen des Detektors maßgebend. Ihr Beitrag zur Halbwertsbreite (FWHM = full width at half maximum) der Bolometerauflösung beträgt

$$\delta E_{th} = 2.35 \cdot \sqrt{kT^2 C} \quad (2.15)$$

Das thermische Rauschen eines Bolometers hat ein weißes Frequenzspektrum, daß durch den thermischen Tiefpaß, den die Wärmekapazität C und die effektive Wärmeleitung K_e des Detektors bilden, begrenzt wird. Der thermische Rauschbeitrag ist umso niedriger, je kleiner die Wärmekapazität und die Arbeitstemperatur des Bolometers sind. Gleichung (2.14) setzt ein thermisches Gleichgewicht zwischen dem Detektor und seiner Umgebung voraus. Aufgrund der erwünschten Aufheizung durch den Detektorstrom ist diese Voraussetzung bei einem Bolometer jedoch nicht erfüllt. Bei Berücksichtigung des Temperaturgradienten zwischen Detektor und Detektorhalter ergibt sich daher, je nach Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitung, eine Verringerung des thermischen Rauschbeitrags von ca. 30 % /20/. Betrachtet man allein das thermische Rauschen, so ist es bei Temperaturen von 100 mK und entsprechender Detektor-konstruktion möglich, eine Energieauflösung von besser als 1 eV FWHM zu erreichen.

2.3.2. Rauschbeitrag durch den thermischen Strahlungshintergrund

Neben dem Energieaustausch über Phononen und Elektronen (Wärmeleitung) tauscht ein Bolometer auch Strahlungsenergie mit seiner Umgebung aus. Aus dem statistischen Charakter dieses Austauschs resultiert ein Photonenrauschen, das nach der Bose-Einstein-Statistik eine Halbwertsbreite von

$$\delta E_{\text{str}} = 2.35 \cdot \tau_e \sqrt{8k\epsilon\sigma A \Delta f \cdot \left[\left(2 - \frac{\Omega}{\pi}\right) T^5 + \frac{\Omega}{\pi} T_H^5 \right]} \quad (2.16)$$

hat. k = Boltzmannkonstante; $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Jm}^{-2}\text{K}^{-4}\text{s}^{-1}$;
 ϵ = Emissionskoeffizient; A = Bolometerfläche;
 Ω = Raumwinkel unter dem die Strahlung auf den Detektor trifft;
 T_H = Temperatur der Hintergrundstrahlung;
 Δf = Rauschbandbreite.

Bei Tieftemperaturbolometern können i.a. die Fluktuationen aufgrund der Bolometerabstrahlung vernachlässigt werden (d.h. $T \rightarrow 0$). Ist das Bolometer zudem vollständig thermisch bei einer Temperatur von 4K oder 1K abgeschirmt, so liefert δE_{str} einen Beitrag im eV-Bereich zur Detektorauflösung. Bei RBS-Messungen ist eine solche vollständige Abschirmung nicht möglich, da der Ionenstrahl aus einem Beschleuniger bei Raumtemperatur kommt. Maßnahmen zur Reduzierung des Strahlungsrauschens werden in Abschnitt 3.2.2.2. diskutiert.

2.3.3. Rauschbeitrag von Bolometer- und Lastwiderstand

Das thermische Rauschen eines elektrischen Widerstands wird durch die Johnson-Formel beschrieben. Unter Berücksichtigung der elektrothermischen Rückkopplung ergibt sich die Größe dieses Rauschbeitrages zur Energieauflösung zu /20/

$$\delta E_R = 2.35 \left(4 k T P \cdot \left(\frac{Z + R}{Z - R} \right)^2 \cdot \tau_d \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.17)$$

Durch die elektrothermische Rückkopplung kann dieser Rauschbeitrag (im günstigen Fall) um 60 % gegenüber dem einfachen thermischen Widerstandsrauschen reduziert werden /20/. Weil das Widerstandsrauschen und das Phononenrauschen durch die Bolometertemperatur bestimmt werden, werden sie häufig zusammengefaßt /40/:

$$\delta E = 2.35 \cdot \xi \cdot (k T_0 C_0)^{\frac{1}{2}} \quad (2.18)$$

mit

$$C = C_0 \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^\gamma$$

ξ = Parameter, abhängig vom Temperaturverhalten der Bolometerparameter (C, K, α) und dem Temperaturverhältnis T/T_0

γ = Potenz der Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität

Für ein gegebenes Bolometer hängt ξ bei minimalem T_0 nur noch von T ab, und kann, ähnlich wie das Ansprechvermögen, über den Detektorstrom optimiert werden. In der Regel gilt $\xi = 1.5 - 2.5$ bei einer optimalen Bolometertemperatur, die 15 % - 20 % über der Detektorhaltetemperatur liegt /18,40/. Für ein Bolometer mit einer Wärmekapazität von 10^{-11} J/K bei 0.3K (Si-Thermometer mit Cu-Absorber) ergibt sich durch die beiden Beiträge eine Energieauflösung von ca. 100 eV FWHM. Bei niedrigerer Arbeitstemperatur und einem Isolator als Absorber sind Auflösungen von 1eV FWHM möglich /40/.

Das thermische Rauschen des Lastwiderstands kann vernachlässigt werden, wenn dieser sehr viel größer als der Bolometerwiderstand ist und ebenfalls gekühlt wird. In einer etwas vereinfachten Darstellung läßt sich dies verstehen, wenn man die Thevenin Äquivalenzschaltung für den Spannungsteiler, den R und R_L bilden (siehe Abb. 2.1), betrachtet. Der Quellwiderstand ist in diesem Fall durch den Parallelwiderstand von R und R_L gegeben. Für den Fall $R \ll R_L$ nimmt dieser den Wert R an, so daß bei Kühlung von R_L auf T_0 praktisch nur der Rauschbeitrag des Bolometers eine Rolle spielt. In dem Fall $R_L = 10 \cdot R$ liefert das Lastwiderstandsrauschen

einen zusätzlichen Beitrag von 5 % gegenüber dem Johnson-Rauschen des Bolometers.

2.3.4. Verstärkerrauschen

In der Elektrotechnik wird das Verstärkerrauschen durch eine fluktuierende Stromquelle (i_n = Rauschstrom in A/ $\sqrt{\text{Hz}}$) parallel zu einer fluktuierenden Spannungsquelle (e_n = Rauschspannung in V/ $\sqrt{\text{Hz}}$) am Eingang des Verstärkers beschrieben /41/.

Der Rauschbeitrag aufgrund des Verstärkerrauschens beträgt dann:

$$\delta E_V = \frac{2.35 \cdot ((e_n^2 + R^2 i_n^2) \cdot \Delta f)^{\frac{1}{2}}}{S_E} \quad (2.19)$$

Die wesentlichen Rauschbeiträge liefern die Eingangsstufe des Vorverstärkers und der Impedanzwandler im Kryostaten (siehe Abschnitt 3.2.3). Die typischen Rauschspannungen liegen hier bei je 5 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ /42/.

Nimmt man für ein Bolometer bei 0.3 K das Energieansprechvermögen zu $S_E = 5 \cdot 10^{10}$ V/J und eine Bandbreite von $\Delta f = 3$ kHz (Filterverstärker mit $\tau_{\text{int}} = \tau_{\text{diff}} = 100 \mu\text{s}$) an, so ergibt sich durch das Verstärkerrauschen eine Energieunschärfe von 115 eV FWHM. Da das Verstärkerrauschen nur von R und S_E abhängt, kann dieser Beitrag zur Energieauflösung bei niedrigem Rauschstrom i_n durch eine Vergrößerung des Energieansprechvermögens (z.B. indem bei niedrigeren Temperaturen gemessen wird) stark verringert werden.

Häufig existiert neben den oben betrachteten Rauschbeiträgen mit weißem Rauschspektrum ein 1/f-Rauschbeitrag (durch Kontaktrauschen usw.). Dieser Beitrag dominiert bei niedrigen Frequenzen, kann aber in der Regel durch geeignete Filterwahl unterdrückt werden.

2.4. Wechselwirkung Ion-Absorber: Abweichung vom idealen Bolometer

Bisher wurde die Energieauflösung unter dem Blickwinkel des thermischen Detektionsprinzips betrachtet, also unter der Voraussetzung, daß die Teilchenenergie vollständig in Wärme umgewandelt wird. In diesem Kapitel soll zusätzlich die Wechselwirkung zwischen Absorber und dem zu detektierenden Ion und der Einfluß dieser Wechselwirkung auf den Thermalisierungsprozeß behandelt werden. Abb. 2.5. zeigt den wesentlichen Energiefluß bei dieser Wechselwirkung /10/. Die Abbremsung des Ions wird von zwei unabhängigen Prozessen bestimmt, dem nuklearen Energieverlust und dem elektronischen Energieverlust.

Wenden wir uns zunächst dem elektronischen Energieverlust zu. In diesem Fall verliert das Ion Energie durch inelastische Anregung und Ionisation von Targetatomen. Fast die gesamte Energie, die das Ion bei diesen Prozessen verliert, wird in Wärme umgesetzt und ist somit kalorimetrisch nachweisbar. Verluste durch Abstrahlung von Röntgenphotonen und Sekundärelektronen können vernachlässigt oder

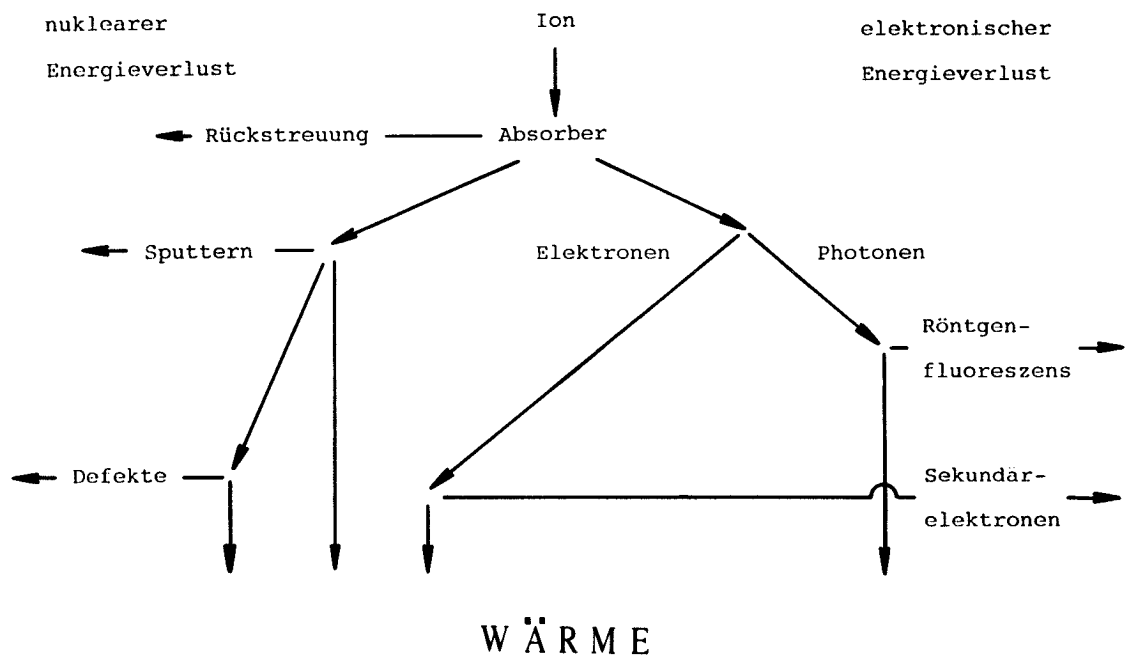


Abb. 2.5.: Darstellung der Energieverlustmechanismen und des Energieflusses in einem Bolometer bei der Detektion von Ionen /10/.

so verringert werden, daß sie die thermische Messung praktisch nicht beeinträchtigen /10/.

Anders ist dies beim nuklearen Energieverlust. Der nukleare Energieverlust resultiert aus elastischen Kernstößen zwischen dem zu detektierenden Ion und den Targetatomen.

An der Oberfläche führt dies zur Rückstreuung von auftreffenden Ionen und zum Absputtern von Oberflächenatomen. Im Fall leichter Ionen, mit dem wir uns hier befassen, können beide Beiträge zum Energieverlust vernachlässigt werden /10/.

Im Innern des Targets überträgt das Ion ungefähr alle 50 nm einen Energiebetrag von 1 - 10 keV auf ein Targetatom, bis es schließlich nach 1000 bis 2000 nm zur Ruhe kommt. Durch den Stoß werden die jeweiligen Targetatome aus ihrem Gitterplatz herausgeschlagen und die übertragene Rückstoßenergie wird in einer Stoßkaskade auf die umliegenden Targetatome verteilt. Ein Großteil dieser Energie geht in Phononanregungen und trägt damit zur Temperaturerhöhung des Bolometers bei. Die Thermalisierungszeit liegt in der Größenordnung von 10^{-10} s /43/. Infolge der Verlagerungs- und Ersetzungsstöße in der Stoßkaskade werden aber auch Gitterdefekte, größtenteils Frenkelpaare, im Absorber erzeugt. Da diese Defekte bei tiefen Temperaturen stabil sind, kann der Anteil der Energie (≈ 1 % der Ionenenergie), der in ihnen gespeichert ist, thermisch nicht gemessen werden. Er ist gegeben durch:

$$E_{FD} = n(E) \cdot E_s \quad (2.20)$$

mit E_s = Energie, die pro Defekt gespeichert wird.

Die mittlere Anzahl erzeugter Frenkeldefekte n pro Ion der Energie E kann mit Hilfe des modifizierten Kinchin-Pease-Modells /43/ berechnet werden:

$$n(E) = \frac{0.84 \cdot E_D(E)}{2 \cdot E_{d,eff}} \quad (2.21)$$

mit E_D = gesamter Energiebetrag, der bei den Stößen eines Ions in die Verlagerung von Targetatomen geht ("damage energy"); $E_{d,eff}$ = mittlere Energie, die zur Erzeugung eines stabilen Frenkeldefekts aufgebracht werden muß. Diese Energie ist über die Kristallrichtungen des Absorbers gemittelt.

Bei den Kernstößen handelt es sich um statistische Prozesse. Aus diesem Grund fluktuiert der "Damage"-Energie-Anteil von Ion zu Ion gleicher Energie E . Nach (2.20) und (2.21) resultiert daraus folgende Variation in der Defektenergie

$$\delta E_{FD}(E) = \frac{0.42 \cdot E_s}{E_{d,eff}} \cdot \delta E_D \quad (2.22)$$

$\delta E_{FD}, \delta E_D$ = Halbwertsbreiten (FWHM) der Verteilungen von E_{FD}, E_D .

Der Vorfaktor in (2.22) berücksichtigt, daß durch Anregung von Gitterschwingungen bei der Verlagerung der Targetatome der größte Teil der "Damage"-Energie thermalisiert wird. Nur ein Energieanteil von 5-20% wird in Defekten gespeichert. Abb. 2.6 zeigt eine "Damage"-Energieverteilung für den Fall, daß 5000 He-Ionen mit einer Energie von 184 keV auf ein Cu-Target geschossen werden. Aufgetragen ist die Häufigkeit der "Damage"-Energie pro He-Ion. Diese Verteilung wurde aus den Daten einer TRIM-Simulation (Transport of Ions in Matter) /45/ erstellt. Das TRIM-Programm berechnet mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation die Reichweiten- und Defektverteilung von Ionen in einem Festkörper. Aus der berechneten Halbwertsbreite δE_D von 4,5 keV FWHM ergibt sich ein Beitrag von 300 eV FWHM zur Energieauflösung eines Bolometers mit einem Cu-Absorber bei der Detektion von 184 keV He-Ionen.

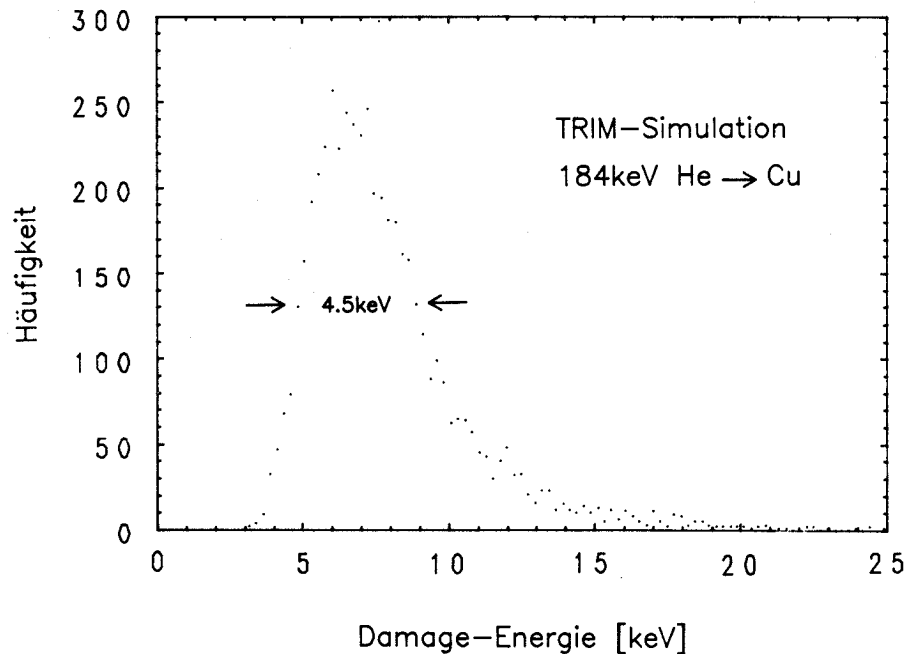


Abb. 2.6.: Berechnete "Damage"-Energie-Verteilung

Durch den statistischen Charakter der Stöße in der Stoßkaskade schwankt auch die Zahl der bei einer vorgegebenen "Damage"-Energie erzeugten Defekte um den mittleren Wert n . Wird die Fluktuation der Defektzahl durch eine Poissonverteilung beschrieben [45,46], so ergibt sich die Halbwertsbreite δE_n der resultierenden Verteilung in der Defektenergie nach (2.20) zu

$$\delta E_n = 2.35 n^{1/2} \cdot E_s \quad (2.23)$$

Aus (2.22) und (2.23) folgt aufgrund der unvollständigen Thermalisierung der Teilchenenergie somit ein zusätzlicher Konversionsrauschbeitrag δE_k zur Energieauflösung eines Bolometers

$$\delta E_k = (\delta E_{FD}^2 + \delta E_n^2)^{1/2} \quad (2.24)$$

Die Berechnungen von δE_k zeigen, daß das Konversionsrauschen im wesentlichen durch den Beitrag der "Damage"-Energie-Fluktuationen δE_{FD} bestimmt wird.

Ion	Energie [keV]	δE_k [eV]		
		Si	Cu	Al
H	195	100	42	35
He	184	650	280	200
He	1000	760	400	284
B	159	2500	820	720
B	318	2630	1150	910

Tabelle 2.1.: Berechnete Beiträge zur Detektorauflösung durch Fluktuationen in der Defekterzeugung für die Absorber Si, Cu und Al.

In Tabelle 2.1 sind die Ergebnisse der Berechnungen für die Detektion von H-, He- und B- Ionen mit drei Absorber (Si, Cu, Al), die in dieser Arbeit untersucht wurden, zusammengefaßt. Die angegebenen Energiewerte beziehen sich auf die Rückstreuenergie der Ionen bei der RBS-Analyse einer Ta-Schicht. Zum Vergleich ist ebenfalls der Rauschbeitrag für 1 MeV He-Ionen berechnet worden. Für die gespeicherte Energie E_S und die effektive Verlagerungsenergie $E_{d,eff}$ wurden folgende Werte zugrunde gelegt /10,61/:

	$E_{d,eff}$ [eV]	E_S [eV]
Al	23,0	3,8
Si	25,0	12,0
Cu	28,5	4,6

Wie ein Vergleich des Konversionsrauschbeitrages mit den in Abschnitt 2.3 diskutierten Rauschbeiträgen zeigt, bestimmt δE_k die untere Grenze für das Energieauflösungsvermögen eines Bolometers bei Detektion leichter Ionen. Aus diesem Grund kann die 'Leistungsfähigkeit' eines Bolometers gar nicht voll ausgenutzt werden und Energieauflösungen von besser als 20 eV FWHM wie bei Röntgenbolometern /8,9/ können bei der Detektion von Ionen nicht erreicht werden. Die Werte für δE_k in Tabelle 2.1 zeigen im wesentlichen drei Tendenzen. Zum einen sieht man, daß sich die Energieauflösung mit zunehmender Ionenmasse aufgrund der größeren Defekterzeugung verschlechtert. Als zweites zeigt sich am Beispiel des Heliums, daß bei Energien im MeV-Bereich die Energieauflösung nicht proportional zur Energie abnimmt. Dies ist eine Folge der Dominanz des

nuklearen Energieverlust bei Energien unterhalb von 1 MeV, so daß die Defekterzeugung praktisch erst einsetzt, wenn das Ion durch elektronischen Energieverlust in diesen Energiebereich abgebremst wurde. Daher wird bei den in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen mit Ionen von einigen 100 keV der wesentliche Beitrag zur Bolometerenergieauflösung voll erfaßt. Ein Vergleich von Cu- und Al-Absorber mit dem Si-Absorber zeigt den Vorteil eines metallischen gegenüber einem halbleitenden Absorber. Verstärkt wird diese Überlegenheit noch dadurch, daß bei vielen Metallen die Strahlenschäden bei Aufwärmen auf Raumtemperatur ausheilen. Dies ist bei Halbleitern nicht der Fall. Folglich altern Halbleiterbolometer mit der Zeit, weil sich durch die zunehmende Defektdichte die Wärmekapazität des Detektors vergrößert. Die Konversionsrauschbeiträge sind im Fall des Al-Absorbers etwas niedriger als bei einem Cu-Absorber. Der eigentliche Vorteil eines Al-Absorbers ist jedoch die durch die Supraleitung bedingte niedrige Wärmekapazität unterhalb 0,3 K und die damit verbundene höhere Bolometerempfindlichkeit.

Einen ähnlichen Beitrag wie (2.24) gibt es auch bei den herkömmlichen Halbleiterdetektoren (Pulshöhendefekt, Dispersion) /47/. Da in diesem Fall die Teilchenenergie durch Detektion der angeregten Elektron-Loch-Paare bestimmt wird, kann im Gegensatz zu einem Bolometer auch der Energieanteil, der in der Stoßkaskade in Phononanregungen geht, nicht gemessen werden. Das bedeutet, daß bei einem Halbleiterdetektor die Fluktuation der "Damage"-Energie vollständig zur Verschlechterung der Energieauflösung beiträgt. Daher sollte ein thermischer Detektor eine um eine Größenordnung verbesserte Energieauflösung erzielen.

3. EXPERIMENTELLES

3.1. Grundlagen der Rutherforddrückstreu spektroskopie

Da es Ziel dieser Arbeit ist, die Einsatzmöglichkeit von Tieftemperaturbolometern in der Rutherforddrückstreuanalyse (RBS = Rutherfordbackscattering) zu untersuchen, wird diese Methode in einem kurzen Abriß dargestellt. Für weitergehende Fragen und die genaue mathematische Behandlung wird auf die Literatur verwiesen /48,49,53/. Die RBS-Analyse ist eine zerstörungsfreie Untersuchungsmethode von dünnen Schichten (Schichtdicke bis zu $1 \mu\text{m}$). Abb. 3.1 zeigt die typische RBS-Anordnung zusammen mit einem einfachen RBS-Spektrum. Die RBS-Analyse beruht auf der Coulomb-Rückstreuung monoenergetischer Ionen (H, He, 100 keV - einige MeV) an den Atomkernen eines Festkörpers. Dieser Streuprozess kann durch einen Zweikörperstoß im Coulombpotential der beiden Atomkerne beschrieben werden.

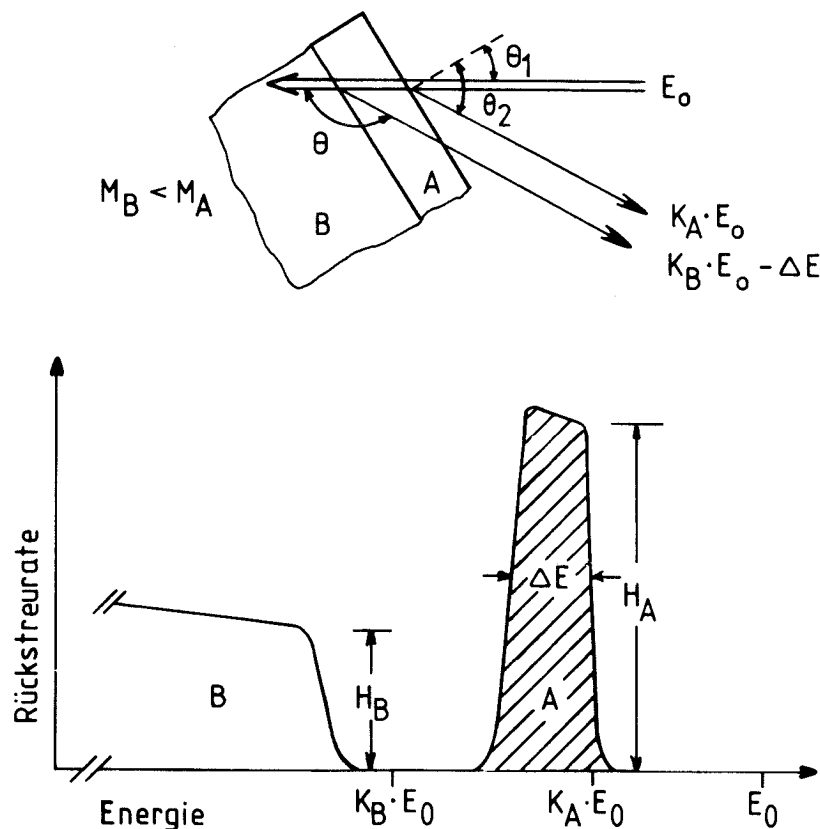


Abb. 3.1.: Schematische Darstellung der RBS-Geometrie zusammen mit einem RBS-Spektrum

Massenauflösung: Aus dem Energie- und Impulserhaltungssatz ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Einfallenergie E_0 und der Energie E_1 des rückgestreuten Teilchens.

$$E_1 = k \cdot E_0 \quad (3.1)$$

mit dem kinematischen Faktor

$$k = \left(\frac{(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \Theta)^{\frac{1}{2}} + M_1 \cos \Theta}{M_2 + M_1} \right)^2 \quad (3.2)$$

Bei gegebener Streugeometrie hängt die Rückstreuenenergie E_1 nur von der Masse der Targetatome ab. Die Energieverteilung der rückgestreuten Ionen gibt daher Auskunft über die Elementzusammensetzung der Probe. Bei leichten Targetatomen ist die Rückstreuenenergie kleiner als bei schweren (siehe Abb. 3.1) Es ist leicht einzusehen, daß die Massentrennung δM_2 von der Genauigkeit abhängt mit der die Rückstreuenenergie gemessen werden kann, und somit durch das Energieauflösungsvermögen des Detektors festgelegt wird. So ist bei einer Analyse mit 2 MeV He-Ionen und einer Detektorauflösung von 14 keV eine Isotopentrennung ($\delta M_2 = 1$ AME) für alle Elemente, die leichter als Cl (35.5 AME) sind, möglich. Eine Verbesserung der Detektorauflösung um einen Faktor 2 setzt die Grenze für die Isotopenempfindlichkeit auf 71 AME (Ga) herauf.

Tiefenauflösung: Wird das Ion nicht an der Probenoberfläche gestreut, sondern in der Probe, so erfährt es einen zusätzlichen Energieverlust durch Stöße mit Targetatomkernen und -elektronen auf seinem Weg in der Probe. Die Energiedifferenz ΔE zu einem Streuprozess an Oberfläche ist gegeben durch

$$\Delta E = [S] \cdot \Delta x \quad (3.3)$$

mit dem Energieverlustfaktor

$$[S] = \frac{K}{\cos\theta_1} \frac{dE}{dx} \Big|_{E_{in}} + \frac{1}{\cos\theta_2} \cdot \frac{dE}{dx} \Big|_{E_{out}} \quad (3.4)$$

und der Probentiefe Δx

Durch die Beziehung (3.3) ist ein Zusammenhang zwischen der Rückstreuenenergie und der Tiefe, in der das Rückstreueignis stattgefunden hat, gegeben. Die RBS-Analyse liefert also nicht nur eine Elementinformation, sondern auch das Tiefenprofil eines Elements. In Abb. 3.1 ist daher ΔE ein Maß für die Schichtdicke der Schicht A. Wie bei der Massenauflösung ist die untere Grenze des Tiefenauflösungsvermögens durch die Energieauflösung des Detektors gegeben. Für die Analyse einer Au-Schicht mit 500 keV He bei einer Detektorauflösung von 10 keV ergibt sich an der Schichtoberfläche eine Tiefenauflösung von 9.0 nm. Die Verbesserung der Tiefenauflösung in Probenoberflächennähe ist direkt proportional zur Verbesserung der Detektorauflösung. Mit zunehmender Analysetiefe wird die Energieunschärfe der Rückstreuenenergie in zunehmendem Maße vom Energiestraggling bestimmt, so daß sich die Tiefenauflösung verschlechtert. Die beste Tiefenauflösung wird bei Ionenenergien zwischen 500 keV und 1 MeV erzielt, da in diesem Energiebereich die Energieverlustkurven der meisten Elemente ihr Maximum haben.

Stöchiometrie: Die Wahrscheinlichkeit für einen Rückstreuprozess ist bei hohen Teilchenenergien (MeV-Bereich) durch den Rutherfordstreuquerschnitt gegeben.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4 E_0} \right)^2 \cdot \frac{4}{\sin^4 \Theta} \cdot f(M_1, M_2, \Theta) \quad (3.5)$$

mit Z_1, Z_2 : Kernladungszahl von Analyseion bzw. Targetatom;
 M_1, M_2 : Masse von Analyseion bzw. Targetatom;
 E_0 : Einfallenergie des Ions; Θ : Rückstreuwinkel.

Wird die Analyse wie in unserem Fall mit Ionen im 100 keV-Bereich durchgeführt, muß zusätzlich die Abschirmung der Targetatomkerne

durch die Hüllenelektronen über einen Korrekturfaktor F berücksichtigt werden:

$$F = 1 - (0.49 Z_1 Z_2^{4/3})/E \quad (3.6)$$

Die im RBS-Spektrum gemessene Signalthöhe H ist direkt proportional zum Rückstreuquerschnitt (3.5). Bei Proben, die aus mehreren Elementen bestehen, ist es somit möglich, die chemische Zusammensetzung aus den Signalthöhen der einzelnen Elemente zu bestimmen.

3.2. Experimentelle Realisierung

3.2.1. Bolometer

Bei den Versuchen eigene Bolometer herzustellen, zeigten sich bald Schwierigkeiten. Gespräche mit anderen Gruppen ergaben, daß insbesondere die Reproduzierbarkeit bei der Herstellung der halbleitenden Thermometer ein großes Problem darstellt. Im Rahmen dieser Kontakte wurden mir freundlicherweise von S.H. Moseley (NASA, Goddard Space Flight Center, Maryland) einige Bolometer zur Verfügung gestellt, mit denen die RBS-Messungen durchgeführt wurden. Abb. 3.2. zeigt den Aufbau dieser Detektoren /50/. Die Grundeinheit des Bolometers besteht aus einem kleinen Si-Würfel mit einer Kantenlänge von 0.5 mm und einer Dicke von 325 μm . Auf der Rückseite dieses Würfels ist das Thermometer implantiert. Dazu wurde das Silizium bei fünf verschiedenen Energien mit P- und B-Ionen dotiert. Dosis und Energie der Implantation wurden so gewählt, daß sie ein homogenes Dotierungsprofil zwischen 0.1 μm und 0.4 μm Tiefe ergeben. Bei den verwendeten Bolometern beträgt das Kompen-sationsverhältnis $K = N_A/N_D$ 18% bzw. 25% (N_A = Akzeptorkonzentration (B); N_D = Donatorkonzentration (P)). Dies ergibt bei einer Temperatur von 0.35 K im ersten Fall einem Thermometerwiderstand von 80 - 100 M Ω und im zweiten Fall einem Wert zwischen 1 und 5 M Ω . Zur elektrischen Kontaktierung des Thermistors wurde an zwei Seiten des Si-Chips über einen kleinen Bereich As implantiert. Die implantierten Bereiche wurden anschließend mit einer Al-Schicht bedampft, so daß ein guter ohmscher Kontakt entstand. Zwei dünne 3 mm lange Al Drähte ($d = 25 \mu\text{m}$) verbinden den Bolometerwiderstand

mit den Kontaktpunkten eines TO5-Rahmens, an den die Anschlüsse für die Stromversorgung des Thermometers gelötet werden können.

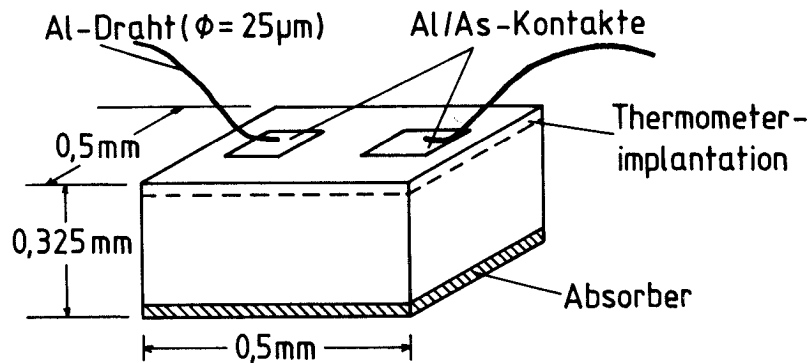


Abb. 3.2.: Strukturierung und Aufbau der verwendeten Bolometer

Abb. 3.3 zeigt ein Foto eines solchen Rahmens zusammen mit drei Bolometern. Da die Bolometer frei an den Al-Drähten aufgehängt sind, bilden diese zugleich auch die thermische Verbindung zwischen dem Bolometer und dem Detektorhalter. Im Laufe der Experimente zeigte sich, daß die Wärmeleitfähigkeit der Al-Drähte im Bereich zwischen 0.3 K und 0.5 K noch relativ hoch ist. Die resultierende kurze thermische Zeitkonstante beeinträchtigt die Empfindlichkeit des Bolometers, wenn sie vergleichbar oder kürzer als die elektrische Zeitkonstante des Bolometersystems wird (siehe Kapitel 4.2.). Aus diesem Grund wurden die Al-Drähte über eine Länge von 2 mm auf einen Durchmesser von 10 μm heruntergeätzt (Ätzlösung: 10 ml H_2O ; 70 ml H_3PO_4 , 5 ml CH_3COOH , 5 ml HNO_3 ; 40 - 50 °C; Ätzrate: 1 $\mu\text{m}/\text{min}$). Eine Dicke von 10 μm erwies sich als untere Grenze, da bei kleineren Durchmessern die Aufhängung des Bolometers instabil wird und leicht reißt. Verschiedene Bolometer mußten daher neu gebondet werden. Durch die beschriebene Reduzierung des Drahtdurchmessers wird die Wärmeleitfähigkeit um einen Faktor 4.5 verringert.

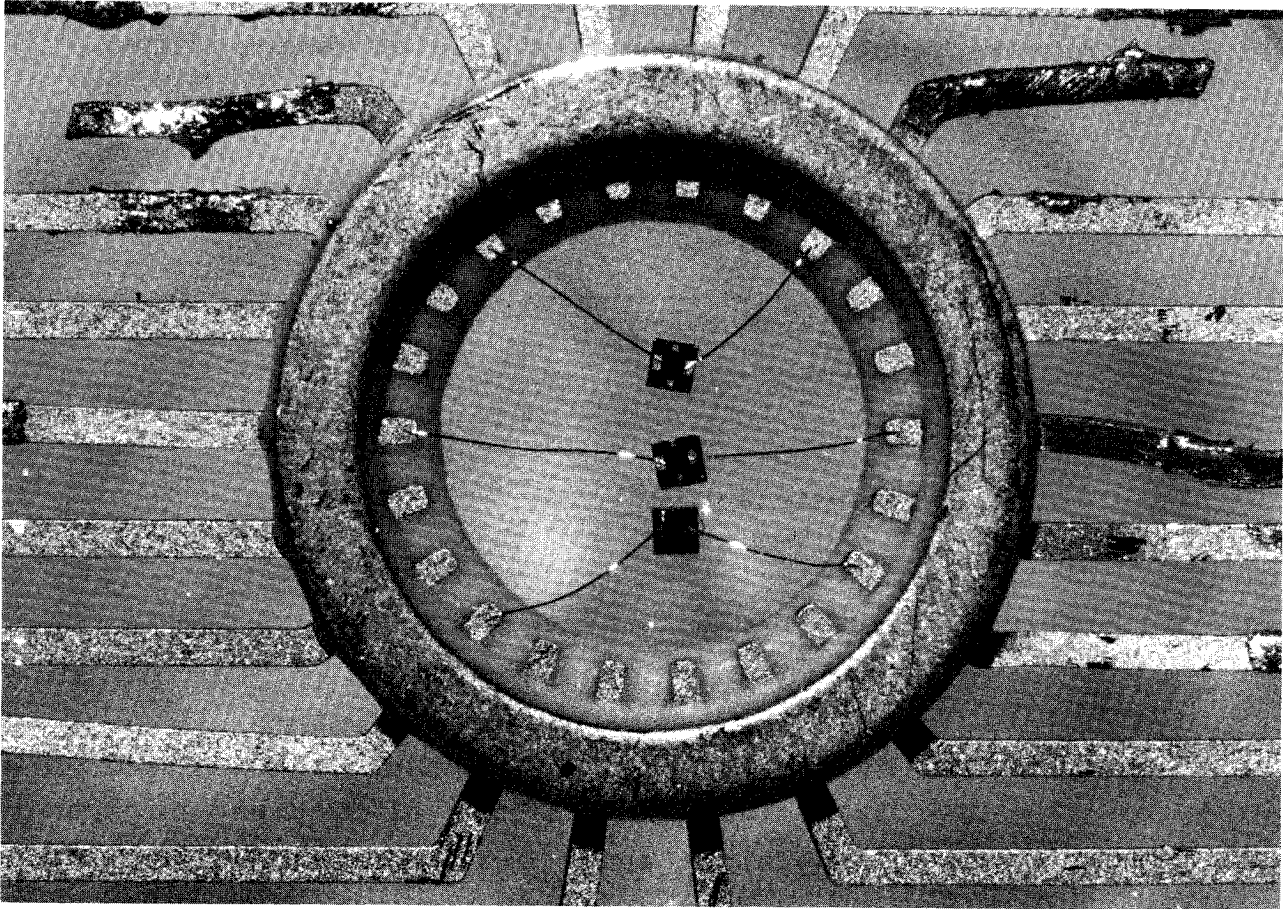


Abb. 3.3.: Rahmen mit drei Bolometern in 12facher Vergrößerung
(bei den Messungen wurde jeweils nur ein Bolometer
benutzt, die anderen beiden wurden mit einer Blende
abgedeckt)

Bei den Messungen wurde entweder die Vorderseite des Si-Würfels direkt als strahlungsempfindliche Fläche benutzt, oder es wurde zusätzlich ein Film als Absorber aufgedampft. Neben Si wurden Cu und Al als Absorber getestet. Die Schichtdicke des Absorbermaterials wurde so gewählt, daß die Analyseionen vollständig im Absorber abgebremst werden. Im Fall von Cu betrug sie $1.5\ \mu\text{m}$ und bei Al $2\ \mu\text{m}$.

Absorber	C [10^{-12} J/K]	ΔT [mK]	δE [eVFWHM]
Si	4.1	7.8	66
Cu	15.0	2.1	127
Al	13.7	2.3	121

Tabelle 3.1.: Berechnete Wärmekapazitäten, erwartete Temperaturänderungen bei Absorption eines 200 keV Teilchens und erwartetes thermisches Rauschen der Bolometer bei 0.3 K für drei Absorber.

Tabelle 3.1. zeigt die berechneten Werte für die Wärmekapazität der beschriebenen Bolometer bei 0.3 K. Die angegebene Wärmekapazität des reinen Si-Bolometer ergibt sich aus der Wärmekapazität des Si-Würfels, der Al-Kontakte und zu einem Drittel /51/ aus der Wärmekapazität der Al-Drähte. Ferner sind die Wärmekapazitäten der Thermometer- und der Kontaktimplantation, die unter Annahme einer linearen Temperaturabhängigkeit /30,52/ aus den Werten bei 0.1 K /51/ extrapoliert wurden, berücksichtigt. Im Fall der Bolometer mit Metallabsorber kommt zusätzlich noch die Wärmekapazität der Absorberschicht hinzu.

Es zeigt sich, daß die Al-Drähte einen Anteil von $\frac{2}{3}$ an der Gesamtwärmekapazität der Si-Bolometer haben, weil bei 0.3 K noch ein beträchtlicher Teil der Leitungselektronen des Al nicht zu Cooperpaaren kondensiert ist. Daher hat in diesem Temperaturbereich ein Al-Absorber kaum Vorteile gegenüber einem Cu-Absorber, wie Tabelle 2.1 zeigt. Aufgrund der exponentiellen Temperaturabhängigkeit ist die Al-Wärmekapazität bei 0.2 K bereits um einen Faktor 15 kleiner als bei 0.3 K. Dies zeigt, daß durch Messen bei tieferen Temperaturen die Empfindlichkeit der Bolometer noch beträchtlich gesteigert werden kann. In unserem Fall ließ der Kryostat keine niedrigeren Arbeitstemperaturen zu.

Die zweite Spalte in Tabelle 3.1. zeigt, daß für ein 200 keV Teilchen Temperaturpulse in Größenordnung von 1 mK zu erwarten sind. Die angegebene Energieauflösung beinhaltet allein das thermische Rauschen des Bolometers (Gleichung (2.18) mit $\xi = 2$) und gibt somit einen Grenzwert für die mit diesen Bolometern überhaupt erreichbare Energieauflösung an. Unter günstigsten Bedingungen

ergibt sich also bei 0.3 K eine Energieauflösung von 70 eV FWHM für das reine Si-Bolometer und von 130 eV FWHM für ein Bolometer mit Metallabsorber.

Bei der Detektion von Ionen können diese Werte aber aufgrund des Konversionsrauschbeitrages δE_k (Abschnitt 2.4) nicht erreicht werden.

3.2.2. Kryostat

3.2.2.1. RBS-Anordnung im Kryostaten

In Abb. 3.4. ist die RBS-Anordnung innerhalb der 1K-Abschirmung des Mischkryostaten dargestellt. Um das Rauschen des Bolometers durch Absorption von Wärmestrahlung nicht unnötig zu erhöhen (Kapitel 2.3.2. und 3.2.2.2.) muß die zu analysierende Probe gekühlt werden. Die Probe ist deshalb auf einen Halter innerhalb des 1K-Abschirmbechers befestigt. Im warmen Zustand kann der Probenhalter zusammen mit der Bodenplatte der 1K-Abschirmung von der Unterseite des Kryostaten her ausgebaut werden, so daß ein schneller Probenwechsel möglich ist, ohne die Justierung des Bolometers und der Blenden zu ändern. Der Ionenstrahl tritt durch eine Blende (Durchmesser: 2mm) in den 1K-Abschirmbecher ein und trifft auf der gegenüberliegenden Seite auf die Probe. Diese ist gegen die Strahlrichtung um 8° verkippt, um bei der Analyse ein-kristalliner Proben ein Channeling des Ionenstrahls zu vermeiden. Der Bolometerhalter ist um 23° verkippt an der Mischkammer montiert, so daß sich ein Rückstreuwinkel von 157° ergibt. Das Detektorhaltersystem selbst ist zweistufig aufgebaut. Es besteht aus dem eigentlichen Detektorhalter auf dem der Rahmen mit dem Bolometer montiert wird und einer Plattform, deren Temperatur mit Hilfe eines Ge-Widerstands und einer Widerstandsheizung über einen Regelkreis stabilisiert wird. Die Wärmeleitungen der Verbindungen zwischen den beiden Stufen und zur Mischkammer sind so ausgelegt, daß sie zusammen mit der Wärmekapazität des Detektorhalters bzw. der Plattform als 'thermischer Tiefpass' mit einer Zeitkonstanten von ungefähr 10 s wirken. Diese Konstruktion wurde gewählt, um das Übersprechen der Temperaturfluktuationen von der Mischkammer und zwischen den beiden Stufen möglichst stark zu dämpfen. Bei einer

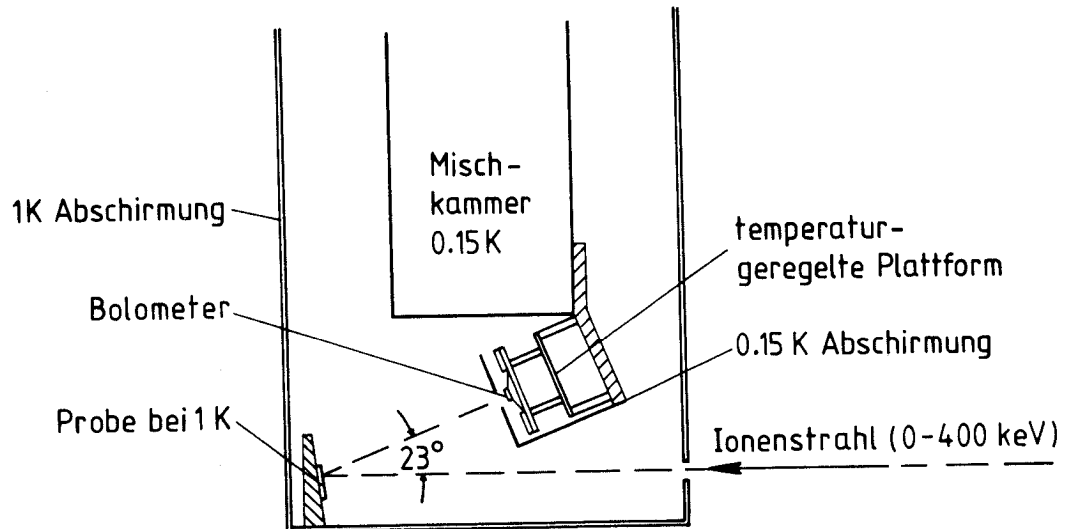


Abb. 3.4.: RBS-Anordnung im Kryostaten

Temperatur von 0.3 K liegt der Maximalwert der Temperaturfluktuationen an der Plattform bei $120 \mu\text{K}$. Dies entspricht einem Effektivwert (rms - Wert) von ungefähr $30 \mu\text{K}$. Das gemessene thermische Rauschen der Bolometer entspricht Temperaturfluktuationen mit einem Effektivwert von $5 \mu\text{K}$, was die Wirksamkeit der Stufe zeigt. Eine Blende auf dem Bolometerhalter mit einer Öffnung von 1 mm Durchmesser schützt die Al-Drähte des Bolometers vor Bestrahlung und verhindert, daß in den Drähten absorbierte Ionen das Bolometerverhalten beeinträchtigen. Eine zweite Cu-Blende, die mit der Mischkammer verbunden ist, schirmt den Detektorhalter gegen von der Probe reflektierte Wärmestrahlung ab. Diverse Schwierigkeiten beim Betrieb des Mischkryostaten und dessen begrenzte Standzeit von 6 - 8 Stunden erschwerten eine systematische Untersuchung, da bei der Vielzahl der Messungen (RBS, Rauschspektren, Pulsmessungen usw.) Prioritäten gesetzt werden mußten. Die erreichbare minimale Mischkammertemperatur betrug zu Beginn der Messungen 150 mK und verschlechterte sich später auf 240 mK, so daß die Arbeitstemperatur des Bolometers auf den Bereich zwischen 280 und 600 mK beschränkt war.

3.2.2.2. Abschirmung gegen Wärmestrahlung

Wie bereits in Abschnitt 2.3.2. kurz diskutiert wurde erhöht sich das durch Wärmestrahlung verursachte Rauschen des Bolometers stark mit zunehmender Temperatur der Strahlungsquelle. Wird als

Teilchenquelle ein Beschleuniger verwendet, so kann die von dem Strahlrohr abgestrahlte 300 K-Strahlung auf dem gleichen Weg wie der Ionenstrahl zum Bolometer gelangen und somit die Energieauflösung des Bolometers beeinträchtigen. Diese Rausch-

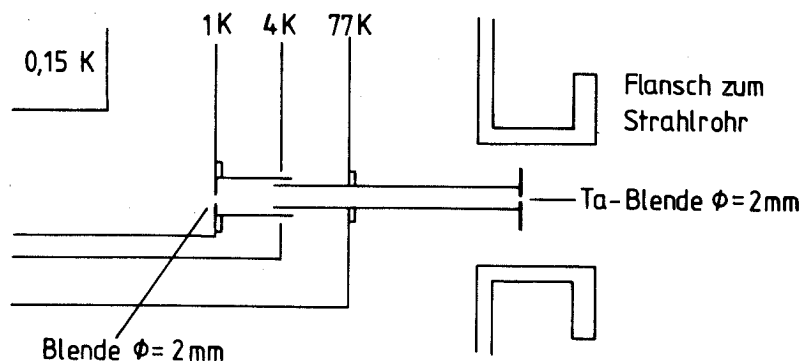


Abb. 3.5.: Blendensystem im Kryostaten zur Abschirmung von Wärmestrahlung und Sekundärelektronen

quelle existiert bei 'herkömmlichen' Bolometermessungen mit einer Röntgenquelle oder einer α -Quelle nicht, weil diese in den Kryostaten bei 1K oder 4 K eingebaut werden können, und somit eine vollständige Strahlungsabschirmung gegen Wärmestrahlung höherer Temperatur möglich ist. Die Benutzung gekühlter Fenster z.B. aus Al zur Strahlungsabschirmung ist nicht möglich, weil durch das Energiestraggling im Fenster die Energieunschärfe der Analyseionen viel größer als die angestrebte Energieauflösung des Bolometers von 1 keV wird (das Energiestraggling von 400 keV He-Ionen bei Durchgang durch eine 50 nm dicke Al-Schicht beträgt bereits 3 keV FWHM /53/).

Erste Voraussetzung für das Erreichen einer guten Energieauflösung ist daher, daß die zu analysierende Probe gekühlt wird. In unserem Fall befindet sich der Probenhalter im Kryostaten bei 1K (siehe Abb. 3.4.). Dieser Aufbau hat den Nachteil, daß jeweils nur eine Probe analysiert werden kann. Im Prinzip sollte jedoch eine Kühlung der Probe auf 77 K ausreichen. In diesem Fall kann sich bei entsprechender Abschirmung der Probenhalter auch außerhalb des Kryostaten befinden. Eine Analyse mehrerer Proben auf einem verstellbaren Probenhalter sowie ein Probenwechsel ist dann auch ohne Aufwärmen des Kryostaten möglich.

Neben der direkten Wärmestrahlung von der Probe trifft auch die vom Strahlrohr emittierte und an der Probe reflektierte 300 K-Wärmestrahlung auf das Bolometer. Es ist daher äußerst wichtig, den Raumwinkel unter dem die Strahlung auf die Probe trifft, möglichst klein zu halten. Dazu wurde ein Blendensystem aus zwei gekühlten Blenden, einer bei 77 K und einer bei 1K, entworfen (Abb. 3.5.). Im ungünstigsten Fall wird die gesamte Wärmestrahlung an der Probe reflektiert und vom Bolometer vollständig absorbiert. Das Blendensystem ist so ausgelegt, daß in diesem Fall die strahlungsinduzierten Energiefluktuationen des Bolometers kleiner als 1 keV FWHM sind. Zusätzlich ist die geometrische Anordnung zwischen Probe und Bolometer so gewählt, daß die gerichtet reflektierte Wärmestrahlung nicht direkt auf das Bolometer trifft. Außerdem wurde der Probenhalter schwarz eloxiert damit Wärmestrahlung, die auf den Halter trifft, möglichst gut absorbiert wird.

Bei einer Kennlinienmessung wurde der Strahlengang durch Blenden verschlossen, so daß die Restwärmestrahlung vollständig unterdrückt wurde. Dabei ergab sich kein Unterschied zu der unter Arbeitsbedingungen gemessenen Kennlinie, so daß die gewählte Anordnung befriedigende Resultate liefert.

3.2.3. Bolometermessungen

Abb. 3.6. zeigt das prinzipielle Schaltbild der Meßelektronik. Außerdem sind die Temperaturen dargestellt, bei denen sich die einzelnen Bauelemente befinden. Das Bolometer wird mit Hilfe eines Lastwiderstandes ($35\text{ M}\Omega$ bei den 'niederohmigen' bzw. $220\text{ M}\Omega$ bei den 'hochohmigen'-Bolometern), der sich auf Mischkammertemperatur befindet, und einer regelbaren stabilisierten Spannungsquelle mit einem konstanten Strom versorgt. Als Spannungsquelle für Bolometer und Impedanzwandler dient eine Batterie, um das Rauschniveau möglichst niedrig zu halten. Aus dem gleichen Grund sind alle für den Betrieb des Kryostaten notwendigen Meß- und Steuergeräte über Trenntransformatoren an das Netz angeschlossen. Um lange elektrische Integrationszeitkonstanten aufgrund von Streukapazitäten und damit eine Beeinträchtigung der Bolometerempfindlichkeit zu vermeiden, befindet sich zwischen dem Bolometer und dem Vorverstärker an der 77 K -Abschirmung des Kryostaten ein Impedanzwandler. Dieser besteht im wesentlichen aus einem rauscharmen Feldeffekttransistor (FET) /42/, der als Spannungsfolger geschaltet ist. Der Impedanzwandler transformiert den hohen Bolometerwiderstand in einen kleinen Ausgangswiderstand ($\approx 1\text{ k}\Omega$) so daß die Kabelkapazität zwischen Impedanzwandler und

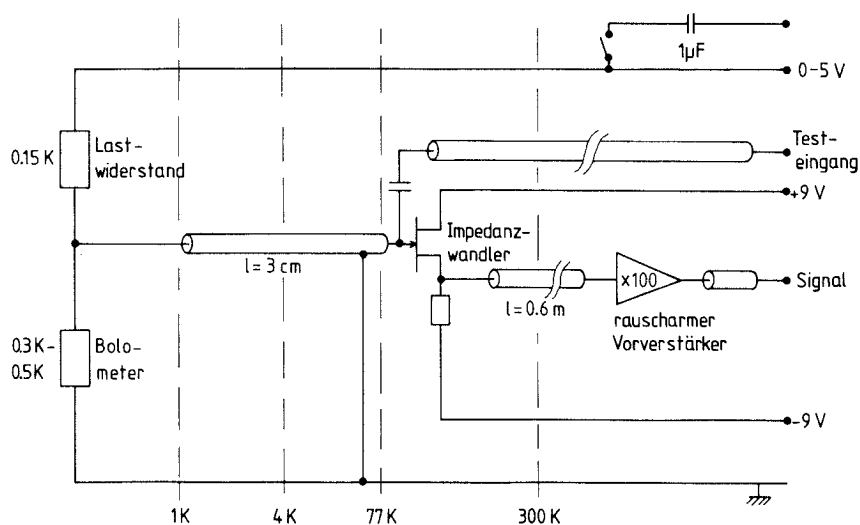


Abb. 3.6.: Elektrische Schaltung für den Betrieb des Bolometers; angegeben sind auch die Temperaturen bei denen sich die einzelnen Bauelemente befinden

Vorverstärker das Meßsignal nicht beeinträchtigt. Ein Betrieb des Si-FET bei 4 K, d.h. noch näher am Bolometer, ist nicht möglich, da bei dieser Temperatur alle Ladungsträger des Si eingefroren sind. Ein möglicher Ausweg ist der Einsatz von GaAs FET's, die sogar noch bei 1K betrieben werden können /54/. In unserem Fall ermöglicht ein Koaxialleiter mit einer geringen Wärmeleitfähigkeit eine direkte abgeschirmte Verbindung zwischen dem Eingang des Impedanzwandlers und der 1K-Abschirmung. Dieser Koaxialleiter besteht aus einem Manganinröhrchen und einem Manganindraht als Innenleiter und besitzt eine Kapazität von nur einem pF. Die gemessene Gesamtstreukapazität zwischen dem Bolometer und dem Impedanzwandler liegt bei 9.5 pF. Der größte Teil dieser Kapazität ist auf das thermische Abfangen des Manganindrahts an der Mischkammer und am Bolometerhalter zurückzuführen. Die Kapazität ist aber hinreichend gering, um bei Bolometerwiderständen in der Größenordnung von 1 M Ω ohne Beeinträchtigung messen zu können.

Das Ausgangssignal des Impedanzwandlers wird außerhalb des Kryostaten mit einem Vorverstärker um den Faktor 100 verstärkt. Es handelt sich dabei um einen invertierenden Verstärker, der aus einem rauscharmen Operationsverstärker /55/ aufgebaut ist, und ebenfalls mit Batterien betrieben wird. Es wurden auch zwei auf 77 K gekühlte Vorverstärker getestet. Sie brachten jedoch keine Vorteile. Die weitere Signalverarbeitung hängt von der Art der Messung ab.

Kennlinienmessung:

Die Kennlinie der Bolometer bei verschiedenen Detektorhaltertemperaturen wurde durch Messen des Detektorstroms und des Gleichspannungs-Offsets am Ausgang des Impedanzwandlers bestimmt.

RBS-Messungen:

Für eine Pulshöhenanalyse der Bolometersignale wurde das aus dem Vorverstärker kommende Signal mit einem Linearverstärker nachverstärkt und anschließend mit einem Vielkanalanalysator analysiert. Da die Abfallszeiten der Pulse länger waren als bei Oberflächensperrschichtzählern, mußten die Integrations- und Differenzierungszeitkonstanten des Linearverstärkers vergrößert werden.

Die besten Ergebnisse wurden je nach Bolometer mit Filterzeitkonstanten von 33, 100 oder 330 μs erzielt. Die Bandbreiten dieser Filter lagen bei 10800, 2700 und 1350 Hz. Die RBS-Spektren wurden mit den 'klassischen' Analyseionen H und He aufgenommen. Zusätzlich wurden Spektren mit Bor-Ionen gemessen, um den Einfluß der Ionenmasse auf die Energieauflösung der Bolometer zu untersuchen. Mit zweifach geladenen Bor-Ionen konnten zusätzlich Spektren bei einer Analyseenergie von 400 keV gemessen werden.

Rauschmessungen:

Zur Beurteilung der aus den RBS-Spektren gemessenen Energieauflösung und bei der Suche nach unerwünschten Rauschquellen (vgl. Abb. 3.7) ist eine detaillierte Analyse des Bolometerrauschens notwendig. Daher wurden mit einem Spektrumanalysator frequenz aufgelöste Rauschspektren bei verschiedenen Temperaturen und Arbeitspunkten an den Ausgängen von Impedanzwandler und Vorverstärker aufgenommen. Der Gesamtrauschbeitrag wurde zusätzlich mit einem Digitalvoltmeter ermittelt. Durch Einkoppeln eines Rechtecksignals am Testeingang bestand außerdem die Möglichkeit, das Rauschen aus der Verbreiterung des Pulssignals in einem Pulshöhenspektrum zu bestimmen.

Pulsmessungen:

Der zeitliche Verlauf der Bolometerpulse wurde mit Hilfe eines analogen Speicheroszilloskops (Tektronix 7834) am Ausgang von Impedanzwandler und Vorverstärker gemessen. Die analogen Pulse konnten mit einer CCD-Kamera (Tektronix DCS-1) digitalisiert und auf einem IBM-AT abgespeichert werden.

Impedanzmessungen:

Um das Frequenzverhalten der Bolometerimpedanz zu untersuchen wurde ein Sinussignal in die Stromzuführung des Bolometers eingekoppelt. Die Phasen und die Amplituden des Eingangssignals und des Ausgangssignals am Impedanzwandler wurden mit einem Lock-In-Verstärker im Frequenzbereich zwischen 10 Hz und 200 kHz gemessen. Aus der Phasenverschiebung und dem Amplitudenunterschied kann die Bolometerimpedanz bei der jeweiligen Frequenz ermittelt werden.

3.2.4. Ionenbeschleuniger

Als Quelle für die Analyseionen stand ein Mittelstrom Ionenbeschleuniger (EATON NV3204) zur Verfügung. Die maximale Spannung dieses Beschleunigers beträgt 200 kV, so daß doppelt geladene Ionen eine Energie von 400 keV erreichen können. Die Energieunschärfe der Ionen wird allein von dem Rauschen der beiden Hochspannungsversorgungen bestimmt. Entsprechend den Herstellerangaben /56/ liegt der Effektivwert des Spannungs-Ripple bei 0.1 % des eingestellten Spannungswertes. Bei 200 keV ergibt sich daher für die Ionen eine Energieunschärfe von weniger als 0.5 keV FWHM. Dieser Wert stellt somit eine Untergrenze für die meßbare Energieauflösung dar.

Der benutzte Beschleuniger ist für den Gebrauch in der Halbleiterproduktion ausgelegt. Insbesondere bei der Erzeugung des He-Strahls zeigte sich, daß die Quelle für eine solche Anwendung nicht konzipiert ist. So gelang es nicht, doppelt geladene He-Ionen in genügender Zahl zu erzeugen. Eine Analyse mit 400 keV He war daher nicht möglich. Häufig konnte das He-Plasma in der Quelle nur durch Zugabe von HCl-Gas gezündet und stabilisiert werden, was die Standzeit des Filaments und damit die Meßzeit auf 3-4 Stunden beschränkte.

3.2.5. Maßnahmen zur Sekundärelektronenunterdrückung

Ein Problem bei der Messung stellen Sekundärelektronen dar, die beim Auftreffen des Ionenstrahls auf die Blenden und die Probe emittiert werden. Diese können in zweifacher Hinsicht zu einem unerwünschten Meßsignal führen. Zum einen, indem sie thermisch vom Bolometer detektiert werden, zum anderen indem sie auf Leitungen der Meßelektronik im Kryostaten treffen, und auf diese Weise ein elektrisches Signal erzeugen. Aus diesem Grund ist eine gute elektrische Abschirmung der Meßleitungen und des Impedanzwandlers notwendig. Dazu wurden verschiedene Maßnahmen ergriffen. Die Verbindungen zwischen den Blenden (Abb. 3.5.) dienen dazu, die aus den Blenden austretenden Sekundärelektronen abzufangen. Innerhalb der 1K-Abschirmung sind die Meßverbindungen zwischen dem Bolometer und dem Impedanzwandler durch ein Cu-Blech vor Sekundärelektronen

geschützt. Genauso wurde mit dem Impedanzwandler verfahren. Zusätzlich ist die Ta-Blende soweit vorgezogen, daß austretende Sekundärelektronen die Meßelektronik nicht beeinträchtigen können. Der Sekundärelektronenaustritt aus der Probe wurde durch einen Permanentmagneten unterdrückt, der sich unter dem Kryostaten befand. Dieser Magnet wurde so ausgerichtet, daß bei Beschuß der Probe mit einem gescannten Ionenstrahl und bei ausgeschaltetem Bolometer die am Ausgang des Vorverstärkers gemessenen Signale verschwanden. Messungen mit dem 'niederohmigen' Bolometer (1-4 M Ω) haben gezeigt, daß dieses Bolometer weniger empfindlich auf Sekundärelektronen reagiert.

3.2.6. Einfluß von mechanischen Störungen auf das Bolometerverhalten

Neben ihrer hohen thermischen Empfindlichkeit besitzen die Bolometer aufgrund des Mikrophonieeffekts auch eine hohe Empfindlichkeit gegenüber mechanischen Störungen. Die beiden Rauschspektren in Abb. 3.7. geben ein eindruckvolles Beispiel dafür. In dem linken Rauschspektrum ist neben einigen kleinen Spitzen ein großes Rauschsignal bei einer Frequenz von 2200 Hz zu sehen. Die Rauscheigenschaften des Systems werden durch dieses Signal stark verschlechtert. Das rechte Rauschspektrum zeigt, daß aufsteigende Gasblasen im Stickstofftank des Kryostaten und damit verbundene mechanische Resonanzen die Ursache für diesen Rauschbeitrag waren. Es wurde aufgenommen nachdem einige Minuten an dem Stickstofftank gepumpt worden war und auf diese Weise durch Abkühlen des flüssigen Stickstoffs die Blasenbildung unterdrückt wurde.

Weitere Quellen für mechanische Störungen stellen die verschiedenen Vakuumpumpen dar. Eine sorgfältige Dämpfung aller Pumpleitungen ist daher äußerst wichtig. Bei der mechanischen Entkopplung des Kryostaten von den Kryopumpen am Strahlrohr und im Beschleuniger erwies sich der Einbau von zwei Federungskörpern (NW 32) als sehr vorteilhaft. Neben den mechanischen können auch akustische Schwingungen das Energieauflösungsvermögen des Bolometers beeinträchtigen und sollten so gut wie möglich gedämpft werden.

Wie die Messungen an dem 'niederohmigen' Bolometer gezeigt haben, sind diese erheblich weniger störanfällig als die 'hochohmigen' Bolometer.

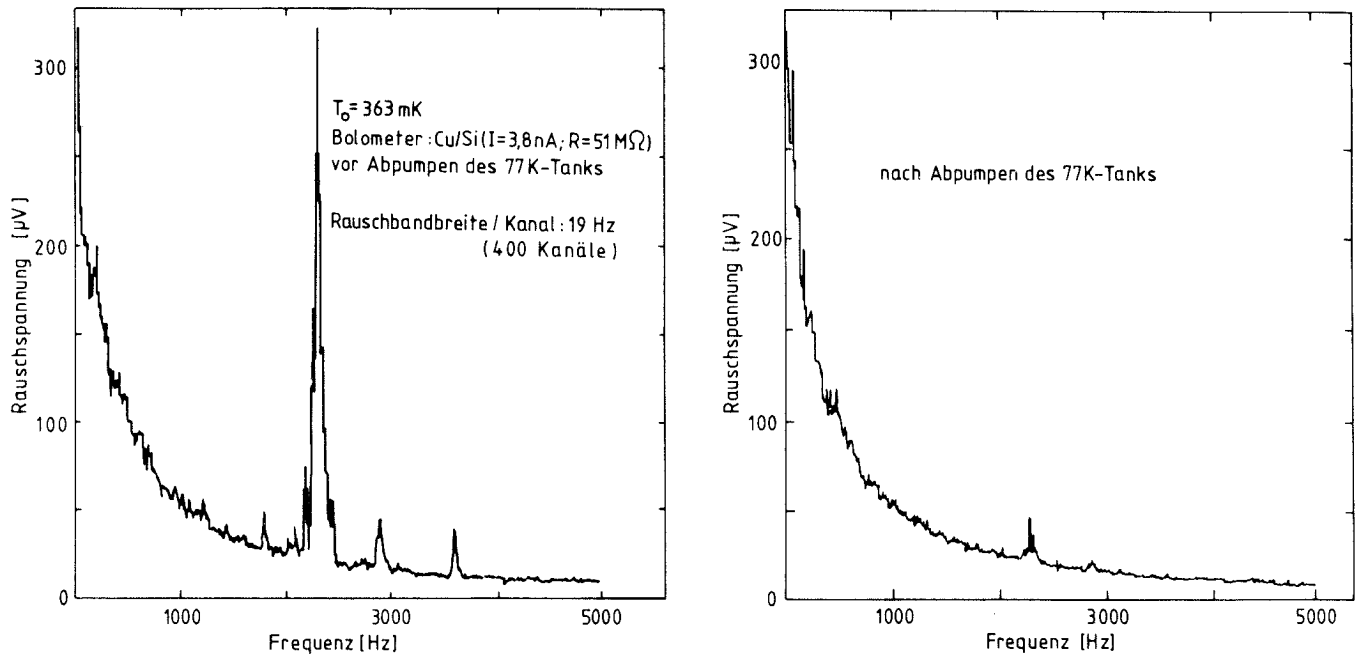


Abb. 3.7.: Vergleich zweier Rauschspektren vor (links) und nach (rechts) dem Pumpen an liqu. N_2 -Tank des Kryostaten; durch Abkühlen des flüssigen Stickstoffs unter dem Siedepunkt können die mechanischen Störbeiträge stark reduziert werden

3.2.7. Rauschen des Bolometersystems

In Tab. 3.1. werden die berechneten Rauschbeiträge mit dem gemessenen Gesamtrauschen des Systems für ein Si-Bolometer verglichen. Das gemessene Rauschen am Vorverstärkerausgang umfaßt die gesamten thermischen Rauschbeiträge (Abschnitt 2.3.1 - 3.) und das Verstärkerrauschen (Abschnitt 2.3.4.). Mögliche Thermalisierungsrauschbeiträge werden bei dieser Messung nicht erfaßt. Eine Trennung der einzelnen Rauschbeiträge ist mit Ausnahme des Strahlungsrauschens nicht möglich.

thermisches Rauschen:	145 eV FWHM
Widerstandsrauschen :	450 eV FWHM
Strahlungsrauschen :	< 1000 eV FWHM
Verstärkerrauschen :	225 eV FWHM
erwartetes Rauschen :	< 1100 eV FWHM
gemessenes Rauschen :	2000 eV FWHM

Tab. 3.1.: Vergleich zwischen dem berechneten und dem gemessenen Rauschbeitrag für ein Si-Bolometer ($R = 54 \text{ M}\Omega$; $T_0 = 365 \text{ mK}$, $T = 490 \text{ mK}$; Verstärkerzeitkonstante: $100 \mu\text{s}$)

Der Vergleich mit dem erwarteten Rauschen zeigt, daß das gemessene Rauschen einen zusätzlichen Rauschbeitrag von 1.7 keV FWHM aufweist. Ein Grund für diesen zusätzlichen Beitrag ist die starke Zunahme des Rauschens zu niedrigen Frequenzen hin, wie das rechte Rauschspektrum in Abb. 3.7. zeigt. Der niederfrequente 3 dB-Punkt des $100 \mu\text{s}$ -Filters im Linearverstärker liegt bei 1 kHz , so daß dieser Rauschanteil nicht genügend unterdrückt wird. Die genaue Ursache des $1/f$ -Rauschbeitrags ist nicht bekannt. Messungen mit baugleichen Bolometern zeigen aber, daß dieser Rauschbeitrag vom Volumen des Thermistors und von der Nettokonzentration der Dotierung abhängt /9/.

Die Änderung des $1/f$ -Rauschens mit der Dotierungskonzentration zeigt sich auch im Rauschspektrum des 'niederohmigen' Bolometers (Abb. 3.8). Der niederfrequente Rauschanteil des $1 \text{ M}\Omega$ -Bolometers ist erheblich kleiner als der des $50 \text{ M}\Omega$ -Bolometers. Trotzdem betrug

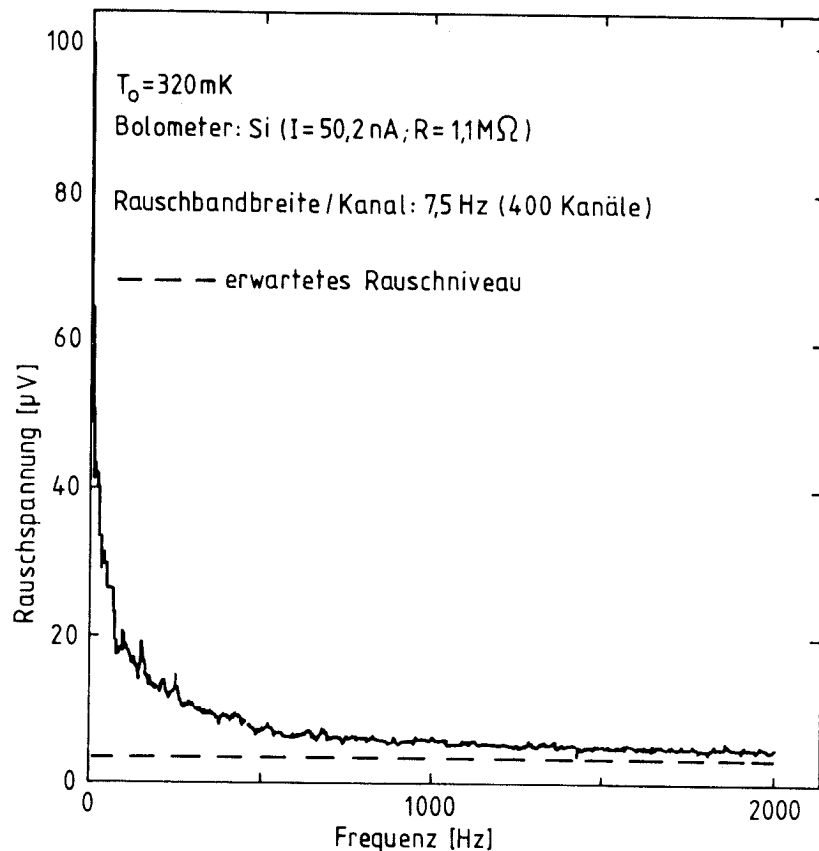


Abb. 3.8.: Rauschspektrum eines 'niederohmigen' Bolometers

der gemessene Gesamtrauschbeitrag ebenfalls 2 keV FWHM. Die Ursache für das erhöhte Rauschen wurde nicht eingehender untersucht, da es bisher die Energieauflösung der Bolometer nicht begrenzt hat. Es ist wahrscheinlich auf Fluktuationen in der Detektorhaltertemperatur zurückzuführen. Eine Verbesserung des Rauschens um mehr als einen Faktor 2 sollte jedoch durch Optimierung der Filter bezüglich des Signal/Rauschverhältnisses und durch eine verbesserte Temperaturregelung an der Plattform erreichbar sein.

4. MEßERGEBNISSE UND DISKUSSION:

4.1. Rutherforddruckstreuemessungen - Bolometerenergieauflösung

Im Rahmen dieser Arbeit konnten zum erstenmal Rutherforddruckstreu-spektren mit Tieftemperaturbolometern gemessen werden. Abb. 4.1. zeigt zwei RBS-Spektren, die mit den 'klassischen' Analyseionen H und He bei 200 keV aufgenommen wurden. Analysiert wurde jeweils eine Ta-Cr-Si Probe. Der Aufbau der Probe (Schichtdicken, Elemente, siehe Abb. 4.1) ist so gewählt, daß die Signale der einzelnen Elemente gut voneinander zu trennen sind. Betrachten wir zunächst das H-Spektrum. Die Signale der drei Schichten sind gut zu erkennen. Bei hohen Energien liegt das Ta-Signal, das aufgrund der quadratischen Abhängigkeit des Rückstreuquerschnitts von der Kernladungszahl der Probenatome (Gleichung (3.5.)) die höchste Rückstreurrate zeigt. An das Ta-Signal schließt sich das Signal der Cr-Schicht an, das gut von Signal des Si-Substrats zu trennen ist. Berücksichtigt man den Untergrund des gemessenen Spektrums, so gibt sich eine gute Übereinstimmung bezüglich der Signalhöhe und der Lage der Kanten mit dem simulierten Spektrum. Gleiches gilt für die Simulation des He-Spektrums. Der Untergrund, der bei den meisten der gemessenen Spektren auftrat, ist wahrscheinlich auf Streueffekte an den Strahlungsblenden zurückzuführen. Durch sorgfältiges Ausrichten der Blendengeometrie nach jedem Öffnen des Kryostaten und durch sorgfältige Justierung des Ionenstrahls konnte der Untergrund zwar minimiert, aber nicht vollständig beseitigt werden. Da die Schärfe der 'Signalkanten' durch den Untergrund kaum beeinträchtigt wird, sollte er auch keinen wesentlichen Einfluß auf die Energieauflösungsmessungen haben. Die Ursache des Ausläufers am Fuß des Ta-Signals ist nicht bekannt, insbesondere, da nur ein Teil der Spektren diesen Ausläufer zeigt. Ein solcher Ausläufer kann durch "pile-up" Effekte hervorgerufen werden. Sie sollten jedoch keine Rolle spielen, da bei der Messung der Spektren die Zählrate bewußt niedrig gehalten wurde. Die Zählrate betrug ≈ 100 Ereignisse pro Sekunde. Der Peak, der auf dem Si-Signal sitzt, rührt vermutlich von Sauerstoffverunreinigungen im Si-Substrat her. Vergleicht man das H-Spektrum mit dem He-Spektrum, so zeigt die gute Trennung von Cr- und Ta-Signal deutlich die verbesserte Massenauflösung im Fall der Analyse mit den schwereren

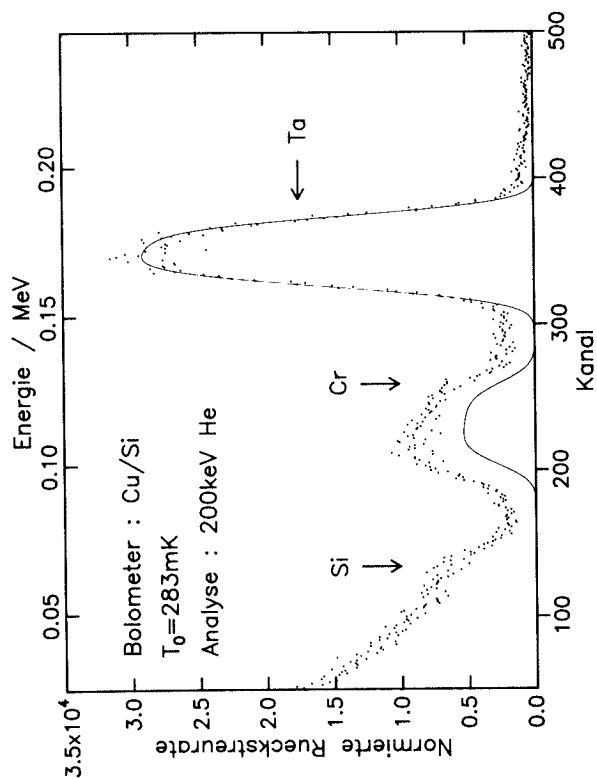
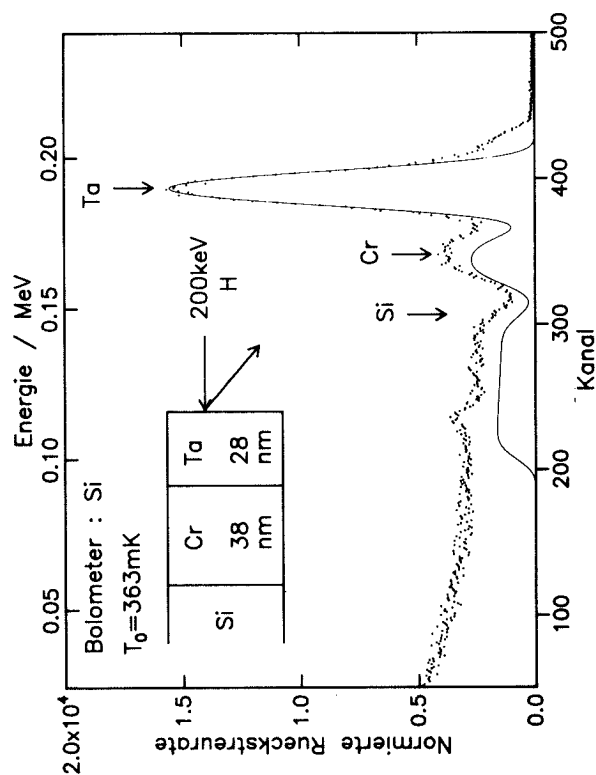
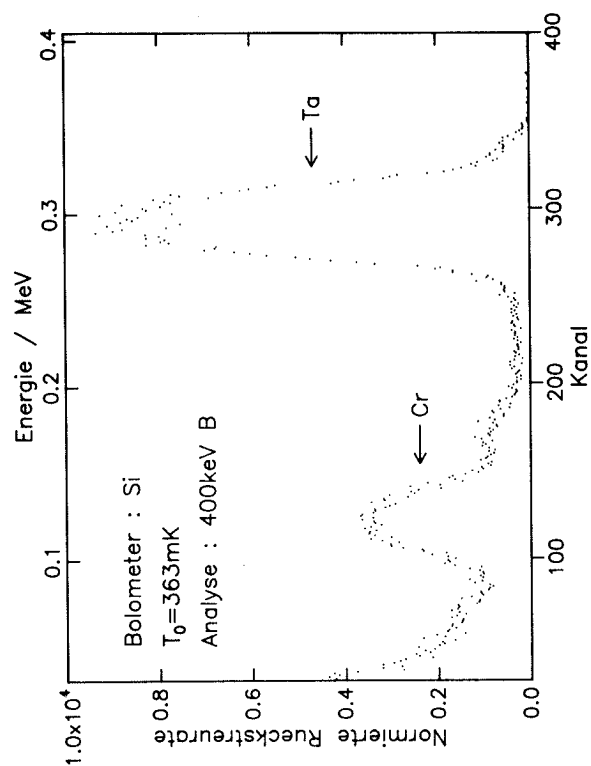
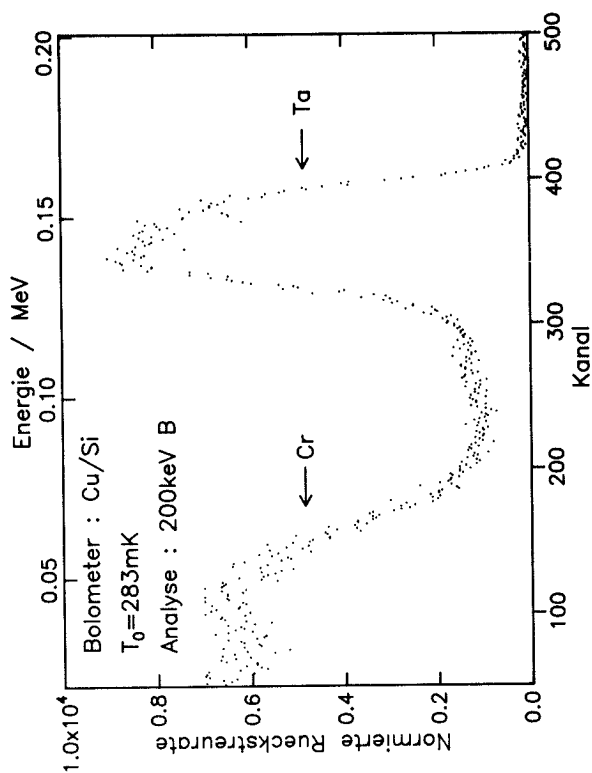


Abb. 4.1.: Mit verschiedenen Bolometern gemessene RBS-Spektren

Si = Si-Bolometer; Cu/Si = Si-Bolometer mit Cu-Absorber;
 T_0 = Detektorhaltertemperatur; ... = gemessenes Spektrum;

— = simuliertes Spektrum

He-Ionen. Am Si-Signal ist ebenfalls die Zunahme des Rückstreuquerschnitts infolge der höheren Kernladungszahl des He zu erkennen. Aufgrund der verringerten Reichweite der He-Ionen gegenüber den Protonen kann das Si-Substrat nur über einen kleineren Tiefenbereich analysiert werden. Die Sauerstoffverunreinigung ist deshalb im He-Spektrum nicht mehr zu sehen. Neben Protonen wurden auch zum erstenmal B-Ionen mit einem Bolometer detektiert. Im 200 keV-Spektrum ist deutlich die weiter verbesserte Trennung zwischen der Ta- und der Cr-Schicht zu sehen. Allerdings kann infolge der verringerten Reichweite die Cr-Schicht nicht mehr vollständig analysiert werden. Bei Erhöhung der Ionenenergie auf 400 keV wird die Cr-Schicht über die gesamte Schichtdicke analysiert und am niederenergetischen Ende des Spektrums ist noch der Anstieg der Si-Kante zu sehen. Die leichte Abrundung an der oberen Kante des Ta-Signals im 200 keV-Spektrum ist auf eine Oxidschicht oder eine Adsorbatschicht aufgrund von Kryosorption an der Ta-Oberfläche zurückzuführen.

In Abb. 4.2 ist die Kanalzahl der Ta-Kanten aus 4 RBS-Messungen gegen die zugehörige Rückstreuenergie der Analyseionen (B,H) an der Ta-Oberfläche aufgetragen.

Über den Meßbereich von 80 - 320 keV zeigt das Bolometer ein lineares Pulshöhenverhalten. Ein nichtlineares Verhalten des

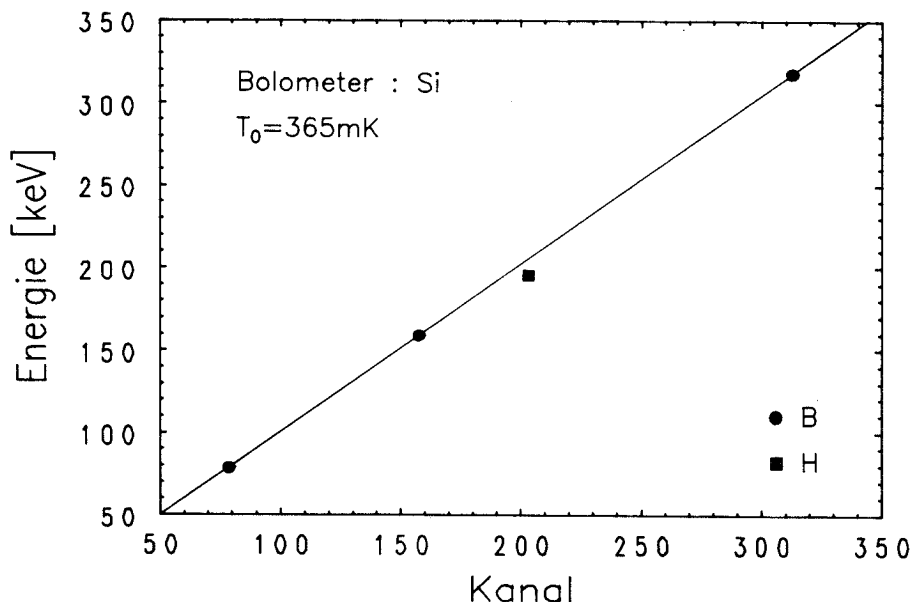


Abb. 4.2.: Energielinearität eines Bolometers

Bolometers, das z.B. durch Änderung der Wärmekapazität oder der Wärmeleitung des Bolometers bei Teilchenabsorption bewirkt werden könnte, ist nicht zu beobachten. Der Offset von (-1) keV, den man aus der Geradenanpassung erhält, liegt innerhalb der Fehlergrenzen, so daß die Gerade praktisch durch den Nullpunkt verläuft. Dies ist zu erwarten, da das Bolometer keine strahlungsunempfindlichen Bereiche besitzt. Im Gegensatz dazu sind solche Zonen bei einem Halbleiterdetektor aufgrund der Kontaktmetallisierung unvermeidlich. Dieses Ergebnis befindet sich auch in Übereinstimmung mit Messungen α -Teilchen im Energiebereich zwischen 5 und 6 MeV /57/.

Bei der RBS-Analyse ergibt sich die Energieauflösung des Detektors aus der Steilheit der Elementkanten, die der Probenoberfläche zuzuordnen sind. Alle anderen Kanten haben aufgrund des Energiestragglings in der Probe eine zusätzliche Energieunschärfe, so daß sie nicht zur Auflösungsmessung herangezogen werden können. Die aus einem RBS-Spektrum ermittelte Auslösung beinhaltet im wesentlichen die Energieunschärfe des Ionenstrahls und die Energieauflösung des Detektorsystems (Detektor und Verstärker). Da die Energieunschärfe des Strahls vernachlässigbar ist, ergibt sich aus den 'Oberflächenkanten' des Spektrums direkt die Detektorauflösung. Bei den untersuchten Ta-Cr-Si Proben erhält man die Energieauflösung aus der 'hochenergetischen' Flanke des Ta-Signals. Der Verlauf der Kante läßt sich mathematisch durch eine Gaußsche Fehlerfunktion beschreiben. Die Energieauflösung entspricht daher der Differenz zwischen den Energiewerten bei 12 % und 88 % der Signalhöhe. Am einfachsten erhält man diesen Wert, indem man die Kante des Ta-Signals differenziert und die Halbwertsbreite der resultierenden Gaußkurve bestimmt. Abb. 4.3. zeigt eine solche Auswertung für das Ta-Signal eines He-Spektrums. In diesem Fall betrug die Energieauflösung 10.0 keV FWHM. Die differenzierten Spektren sind mit Hilfe eines 'cubic spline'-Glättungsprogramms berechnet worden. Die erhaltenen Halbwertsbreiten zeigen eine leichte Abhängigkeit vom Grad der Glättung. Zur Kontrolle wurde deshalb mit Hilfe des RUMP-Programms /58/ an die H- und He-Spektren ein simuliertes RBS-Spektrum mit der Detektorenergieauflösung als freiem Parameter angepaßt.

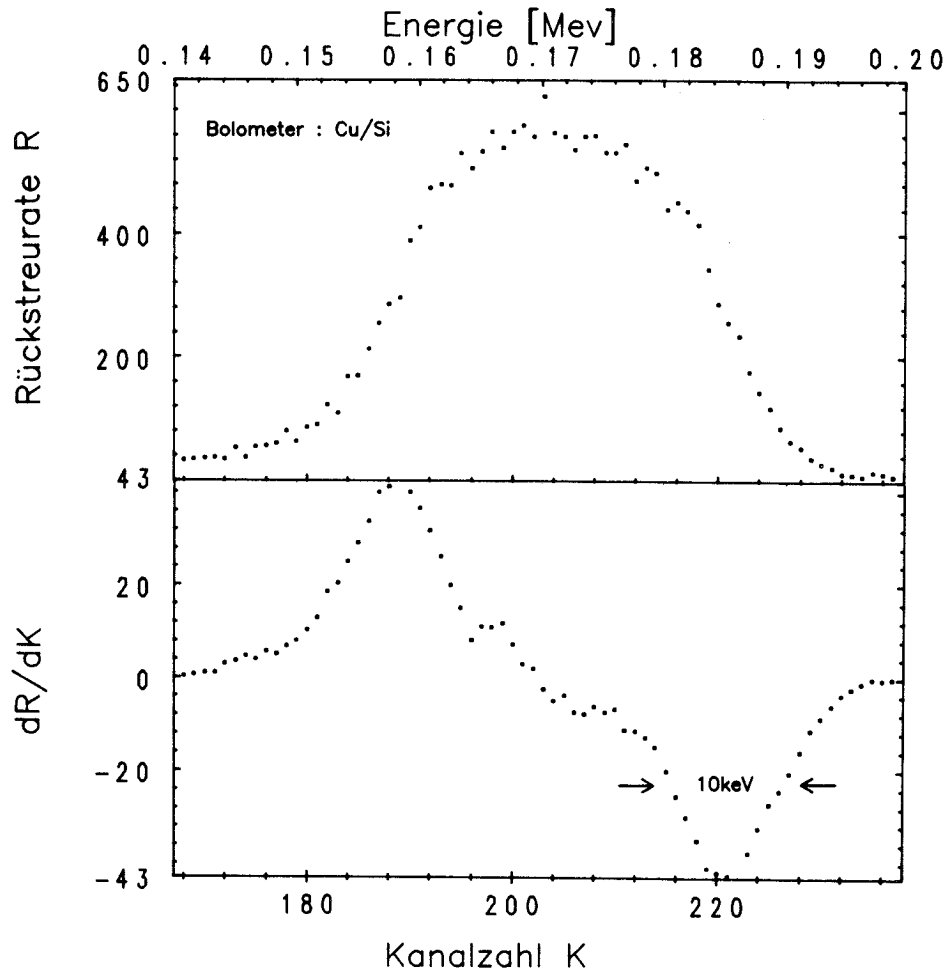


Abb. 4.3.: Bestimmung der Energieauflösung eines Bolometers durch Differenzieren des Ta-Signals
(oben: gemessenes RBS-Spektrum; unten : differenzier-
tes Spektrum)

Ion	Energie [keV]	Energieauflösung [keV FWHM]		
		Si	Cu	Al
H	196	7.5 ± 1.5	-	-
He	184	8.0 ± 0.5	9.5 ± 0.5	13.5 ± 0.5
B	159	11.0 ± 0.5	7.5 ± 0.5	-
B	318	16.0 ± 0.5	16.5 ± 0.5	-

Tabelle 4.1.: Energieauflösung der Bolometer mit verschiedenen Ab-
sorbern (Si, Cu, Al) für verschiedene Ionen (H,He,B)

Tabelle 4.1. faßt die mit den verschiedenen Analyseionen erzielten Energieauflösungen für die Bolometer mit Si-, Cu- und Al-Absorber zusammen. Die angegebenen Energien ergeben sich aus den jeweiligen Rückstreuenergien der Ionen an der Ta-Oberfläche. Obwohl die gemessenen Auflösungen über den theoretischen Erwartungen liegen, sind Verbesserungen in der Energieauflösung bei der Messung von He Ionen erzielt worden. Die für 184 keV He gemessene Energieauflösung von 8.0 keV FWHM ist der beste Wert, der je mit einem Bolometer für He-Ionen gemessen worden ist. Bisher lag die untere Grenze bei 28 keV FWHM, gemessen mit 5.5 MeV α -Teilchen /28/. Für Protonen und Bor gibt es keine Vergleichswerte, da sie unseres Wissens, zum erstenmal überhaupt mit einem Bolometer detektiert wurden. Auffallend ist die gute Energieauflösung von 7.5 keV FWHM für 159 keV Bor-Ionen, gemessen mit einem Cu-Absorber. Betrachtet man die Ergebnisse bei den Si-Bolometer, so erkennt man zum einen eine Verschlechterung der Energieauflösung mit zunehmender Ionenmasse und bei gleicher Ionenmasse eine Zunahme der Energieauflösung mit zunehmender Energie (Bor). Diese Tendenzen befinden sich prinzipiell im Einklang mit den theoretischen Überlegungen zum Einfluß der zunehmenden Defekterzeugung (Abschnitt 2.4.). Überraschend ist, daß die Auflösung für Protonen nur unwesentlich besser ist als für He. Bei der Auswertung der H-Spektren zeigte sich allerdings auch eine größere Unsicherheit in der Bestimmung der Energieauflösung. Während die Auswertung der differenzierten Spektren Halbwertsbreiten im Bereich zwischen 5 und 7.5 keV ergeben, deuten die simulierten Spektren mehr auf eine Energieauflösung zwischen 7 und 8 keV hin. Diese Unsicherheit wurde bei der Angabe der Fehlergrenzen berücksichtigt. Der tatsächliche Wert kann also etwas niedriger sein als der angegebene Wert von 7.5 keV. Die Ergebnisse bei den Cu/Si-Bolometern zeigen ein uneinheitliches Bild. Während das Ergebnis für 159 keV Bor-Ionen besser ist als im Fall eines Si-Absorbers, zeigt die Messung bei 318 keV gleiche und bei 184 keV He etwas schlechtere Auflösungswerte. Bei dieser Betrachtung ist zu berücksichtigen, daß diese Ergebnisse aus unterschiedlichen Meßreihen stammen, und insofern Diskrepanzen möglich sind. Nach der Messung der Halbwertsbreite von 7.5 keV im Fall von 159 keV Bor wurden unter gleichen Bedingungen He-Spektren aufgenommen. Unglücklicherweise hatte sich während der Umstellung von Bor- auf He-Ionen aus ungeklärten Gründen die Empfindlichkeit des Systems

verschlechtert, so daß kein direkter Vergleich möglich war. Eine Skalierung der gemessenen Werte mit der Empfindlichkeit der Bor-Messung deutet auf eine Energieauflösung gleicher Größe wie bei den Si-Bolometern hin. Insgesamt gesehen sind die Energieauflösungswerte im Fall eines Cu-Absorbers vergleichbar mit den Si-Werten. Nennenwerte Vorteile des Cu-Absorbers gegenüber einem Si-Absorber sind nicht festzustellen.

Ein Bolometer mit Al-Absorber wurde ebenfalls mit He-Ionen getestet. Es zeigen sich keine Verbesserungen gegenüber den beiden anderen Absorbertypen. Bei den Messungen mit dem Al/Si-Bolometer waren die experimentellen Randbedingungen (Mikrophonie, siehe Abschnitt 3.2.6.) nicht besonders gut, so daß der gemessene Wert von 13.5 keV nicht unbedingt auf die Eigenschaften des Al-Absorbers zurückzuführen ist. Bei Supraleitern kann aufgrund der relativ langen Rekombinationszeit der angeregten Quasiteilchen die Thermalisierungszeit Werte in der Größenordnung von einigen 100 μ s annehmen /9/. Dieser Effekt kann zu einer Beeinträchtigung des Energieansprechvermögens und damit zu einer verringerten Empfindlichkeit des Bolometers führen. Aus diesem Grund, und da in dem untersuchten Temperaturbereich ein Al-Absorber kaum Vorteile gegenüber einem Cu-Absorber hat (siehe Kapitel 3.1.), wurden weitere Messungen mit Al-Absorbern zunächst zurückgestellt.

Ein Vergleich mit dem gemessenen thermischen Rauschen der Bolometer zeigt, daß dieser Beitrag nicht der begrenzende Faktor für die gemessenen Energieauflösungen darstellt. Die sich aus dem Signal/Rauschverhältnis (dies entspricht der Verbreiterung eines mit dem Vielkanalanalysator aufgenommenen Pulssignals) ergebende Energieunschärfe lag bei den meisten Messungen zwischen 2 und 4 keV FWHM. Die Schwankungen in diesem Wert ergeben sich insbesondere bei den (50 - 100) M Ω -Bolometern, durch den durch äußere Störungen hervorgerufenen Mikrophonieeffekt (siehe Abschnitt 3.2.6). Die Messungen zeigen, daß vom thermischen Verhalten des Systems her Verbesserungen der Energieauflösung um einen Faktor 4 durchaus möglich sind.

Vergleicht man die erzielten Energieauflösungen mit den nach den theoretischen Überlegungen optimal möglichen Werten (Tabelle

2.1.), so zeigt sich, daß die gemessenen Energieauflösungswerte um mehr als eine Größenordnung darüber liegen.

Wie Elektronenbestrahlungsexperimente zeigen, unterscheidet sich Silizium in der strahlungsinduzierten Defektbildung von anderen Materialien. So konnten Si-Zwischengitteratome selbst bei Tieftemperaturexperimenten bisher nicht direkt nachgewiesen werden /59/. Man führt dies auf eine hohe athermisch aktivierte Beweglichkeit der Si-Zwischengitteratome zurück /60/. In p-dotiertem Si werden die Eigenzwischengitteratome anstelle von Akzeptoratomten in das Si-Gitter eingebaut und es entstehen Akzeptorzwischengitteratome /61/. In n-dotiertem Si werden überwiegend Doppelleerstellen gebildet. Dies zeigt, daß es sich bei den strahlungsinduzierten Defekten im Silizium nicht mehr um die 'klassischen' Frenkeldefekte handelt. Das Kinchin-Pease-Modell bietet in diesem Fall keine adäquate Beschreibung der Defektbildung. Da die Bildungsenergien und damit auch die gespeicherten Defektenergien für die verschiedenen Defekte in der gleichen Größenordnung /62/ liegen, sind große Änderungen in den diskutierten Fluktuationen beim nuklearen Energieverlust jedoch nicht zu erwarten. Die in Tab. 2.1. angegebenen Werte für Si können somit als grobe Abschätzung der zu erwarteten Energieauflösungen angesehen werden.

Ein zweiter Punkt ist, daß das Kinchin-Pease-Modell bei der Defekterzeugung nicht die Kristallstruktur der bestrahlten Probe berücksichtigt. Dies äußert sich darin, daß die Richtungsabhängigkeit der Schwellenergie für die Verlagerung der Targetatome nicht berücksichtigt wird. Diese Berechnungen gelten also streng genommen nur für ein amorphes Target. In Kupfer wurden abhängig von der Packungsdichte entlang der verschiedenen Kristallrichtungen Verlagerungsenergien zwischen 19 eV und 79 eV gemessen /63/. Die Halbwertsbreite der resultierenden Verteilung in der Verlagerungsenergie sollte deshalb nicht größer als 30 eV sein. Ein Verbreiterungsbeitrag in dieser Größenordnung kann die Diskrepanz zu den experimentellen Werten jedoch nicht erklären.

Eine weitere Annahme die bei der Berechnung gemacht wurde ist, daß die in den Defekten gespeicherte Energie E_S einen konstanten Wert hat. Bei Bestrahlung mit 100 keV Ionen entstehen nicht nur isolierte Frenkeldefekte, sondern aufgrund der Kaskadenbildung

können sich auch kleine Agglomerate von 2 oder 3 Frenkelpaaren bilden. Unterschiedliche Zahl und Anordnung der Defekte in diesen Agglomeraten führen zu einer Fluktuation in der gespeicherten Energie. Diese Variationen sollten jedoch nicht größer als einige eV sein, und liefern daher keine hinreichende Erklärung für die auftretenden Unterschiede zwischen den theoretischen Überlegungen und dem Experiment.

Im ungünstigsten Fall sollte die Detektorenergieauflösung nicht schlechter sein als die Breite der "Damage"-Energie-Verteilung. Ein Vergleich zeigt, daß die gemessene Energieauflösung bis auf die Messungen mit 159 keV Bor, in allen Fällen größer ist als die berechnete Breite der "Damage"-Energie-Verteilung. Dies legt die Vermutung nahe, daß andere Effekte als das Thermalisierungsrauschen aufgrund der Ion-Absorber-Wechselwirkung die gemessene zu geringe Energieauflösung verursachen.

Als weitere Ursache für die Verschlechterung der Energieauflösung kommt die Qualität der Probenoberfläche in Betracht. Um die Eignung der Probe für die Messung der Energieauflösung der Bolometer zu überprüfen, wurde die Probe mit hochauflösender RBS untersucht. Als Detektor wurde ein elektrostatischer Analysator benutzt.

Abb. 4.4. zeigt das gemessene Ta-Signal. Die Analyse wurde mit 200 keV He bei einem Rückstreuwinkel von 157° durchgeführt. Das dargestellte Spektrum entspricht damit den Bolometerspektren in Abb. 4.1. und 4.3. Die Oberflächenkante ist in ihrem oberen Teil abgerundet, was vermutlich auf eine Oxidation der Oberfläche zurückzuführen ist, die sich über eine Tiefe von ungefähr 80 Å erstreckt. Aus dem unteren Teil der Ta-Kante ergibt sich eine Energieauflösung von 1.2 keV. Ein Vergleich mit Abb. 4.1. und 4.3. zeigt, daß die Energieauflösung der Bolometer noch nicht ausreicht um diese Oberflächenoxidation zu erkennen. Die Meßzeit für den Spektrumsausschnitt in Abb. 4.4. betrug ungefähr 3 Stunden. Ein vollständiges Bolometerspektrum, wie in Abb. 4.1. dargestellt, benötigt eine Meßzeit von etwa 20 Minuten. Dies zeigt den Vorteil der Bolometerdetektoren gegenüber dem elektrostatischen Analysator.

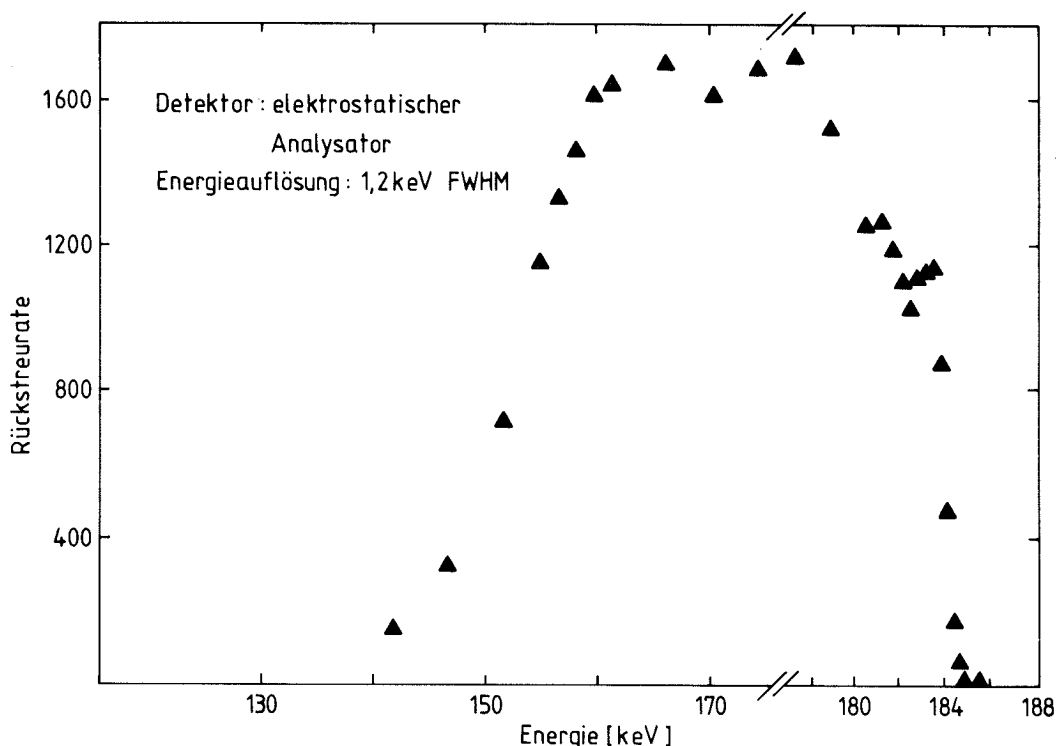


Abb. 4.4.: Hochauflösende RBS-Analyse der Ta-Schicht einer verwendeten Ta/Cr/Si-Probe

Ein zweiter Aspekt der Oberflächenbeschaffenheit der Probe, der durch die hochauflösende RBS-Analyse nicht erfaßt werden kann, ist die Bildung einer Adsorbatschicht auf der Probenoberfläche während des Abkühlens. Rechnungen zeigen, daß sich im Fall des Si-Bolometers die Diskrepanzen zwischen dem thermischen Rauschen und der gemessenen Energieauflösung durch eine Stickstoffadsorbatschicht mit einer Oberflächenrauigkeit von mehr als 50 nm erklären lassen /64/. Verschiedene Maßnahmen (Verbesserung des Kryostatenvakuums, Pumpöffnungen in den Abschirmbechern, Einkühlen und Messen am gleichen Tag) brachten keine Verbesserung in der Energieauflösung. Eine mögliche Quelle kann das Strahlrohrvakuum von 2×10^{-6} hPa sein. Es ist nicht auszuschließen, daß sich die Adsorbatschicht also erst bei Öffnen des VAT-Schiebers zwischen Strahlrohr und Kryostat gebildet hat. Als mögliche Lösung in der Zukunft bietet sich an, die Probe vor Inbetriebnahme des Mischkreislaufs über 77 K aufzuheizen, um eine mögliche Adsorbatschicht abzukochen und auf den kalten Flächen der 1K-Abschirmung einzufrieren.

Eine Adsorbatschicht auf dem Detektor selber sollte die Wärmekapazität des Bolometers etwas vergrößern, aber ansonsten wie ein

Absorber wirken und die absorbierte Energie als Wärme an das Thermometer weitergeben. Eine Verschlechterung der Energieauflösung kann sich durch eine höhere Defekterzeugung aufgrund des geringeren Masseunterschieds zwischen den Ionen und den Adsorbatatomen und durch eine erhöhte Sputterraten ergeben. Die Fluktuationen in beiden Prozessen sollten aber nicht so groß sein, daß sie die gemessenen Diskrepanzen erklären.

Eine andere mögliche Rauschquelle stellt die Aufladung des Bolometers durch den Ionenstrom dar. Hierdurch sind zwei Effekte vorstellbar. Zum einen können Entladungsvorgänge einen zusätzlichen elektrischen Rauschbeitrag liefern. Messungen von Pulverspektren mit und ohne Ionenstrahl zeigen eine nur unwesentliche Verbreiterung, so daß dieser Effekt ausgeschlossen werden kann. Zum anderen können Aufladungseffekte im intrinsischen undotierten Si-Körper des Bolometers die geladenen Ionen unterschiedlich stark abbremsen und damit eine Fluktuation in der Ionenenergie vortäuschen. Betrachtet man das Si-Bolometer als Dielektrikum in einen Plattenkondensator, so erhält man für dieses System eine elektrische Kapazität von 0.1 pF. Bei dem kleinen Ionenstrom, der auf den Detektor auftrifft, beträgt die Aufladung des Bolometers während der Betriebszeit (6h) 1-10 V, so daß auch dieser Einfluß vernachlässigt werden kann.

Messungen von Röntgenphotonen mit Bolometern gleicher Bauart, zeigten einen Thermalisierungsrauschbeitrag aufgrund des "Trappings" von strahlungsangeregten Elektron-Loch-Paaren /27/. Durch statistische Fluktuationen im "Trapping" und durch die unterschiedliche Lage der Fremdatomenergieniveaus, je nachdem ob sich die Fremdatome an der Oberfläche oder im Innern des Si-Kristalls befinden, wurde die Energieauflösung um einen Faktor 20 verschlechtert. Sollte dies die Ursache für die gemessenen Energieauflösungswerte sein, so müßte sich bei Verwendung des Cu-Absorbers die Energieauflösung stark verbessern. Dies ist aber nicht der Fall, so daß auch dieser Rauschbeitrag ausgeschlossen werden kann. Das gleiche Argument gilt für Fluktuationen, die durch eine verzögerte Thermalisierung des Phononenspektrums in Si hervorgerufen werden können. Nach der Thermalisierung der Ionenenergie im Cu-Absorber sollte das Spektrum der Phononen, die die Wärmeenergie ins Silizium koppeln, der Bolometertemperatur ent-

sprechen. Es wäre daher eine verbesserte Energieauflösung zu erwarten.

Wird die Thermalisierungszeitkonstante vergleichbar mit oder größer als die effektive thermische Zeitkonstante des Bolometers, so kann die absorbierte Energie nicht über den gesamten Detektor verteilt werden. In diesem Fall hängt die Amplitude des gemessenen Temperatursignals vom Ort an dem das Ion auf die Oberfläche des Detektors auftrifft ab. Diese Ortsabhängigkeit führt bei Ionen gleicher Energie zu Fluktuationen in der Pulshöhe. Die Wärmeleitung im Silizium wird von Phononen bestimmt, die sich ballistisch durch den Kristall bewegen /26,65/. Die Thermalisierungszeit entspricht in diesem Fall der thermischen Diffusionszeit der Phononen über die Dimensionen des Bolometers. Es sind daher Zeiten in der Größenordnung von $1 \mu\text{s}$ zu erwarten /40/. Nimmt man die kurze Abfallszeitkonstante der Detektorpulse des Si-Bolometers, die bei 10 bis $20 \mu\text{s}$ liegt (siehe Kap. 4.3.) als Maßstab, so kann eine solche Fluktuation nicht vollständig ausgeschlossen werden. Dieses Problem kann durch eine Verringerung der Bolometertemperatur und die damit verbundene längere thermische Zeitkonstante gelöst werden. Im Fall des Cu-Absorbers sollte die thermische Diffusion der Leitungselektronen jedoch ausreichen um die absorbierte Energie über den gesamten Absorber zu thermalisieren, bevor sie ins Silizium diffundiert. Ein solcher Effekt bietet deshalb auch nur eine unzureichende Erklärung für den Unterschied zwischen den aus den RBS-Messungen ermittelten Energieauflösungen und dem gemessenen thermischen Rauschen.

4.2. Charakterisierung der Bolometer

Um das Bolometerverhalten beurteilen zu können, ist die Kenntnis der thermischen Parameter wichtig. Die Temperaturabhängigkeit des Bolometerwiderstands und die Kennliniendaten geben Auskunft über die thermische Ankopplung des Bolometers an die Detektorhaltertemperatur. Die Wärmekapazität des Bolometers kann aus der für eine bestimmte Teilchenenergie gemessenen Pulshöhe und der Abfallszeitkonstanten der Pulse bestimmt werden. Diese Messungen werden im folgenden vorgestellt.

4.2.1. Kennlinien und Widerstands-Temperatur-Charakteristik der Bolometer

In Abb. 4.5. ist die Widerstands-Temperatur-Eichung eines Bolometers für den Temperaturbereich zwischen 0.3 und 0.6 K dargestellt. Der lineare Verlauf der Meßpunkte in dieser halb-logarithmischen Darstellung zeigt, daß der Widerstandsverlauf des Bolometers mit der Temperatur dem in Gleichung (2.10.) beschriebenen exponentiellen Verhalten entspricht. Dies gilt für alle untersuchten Bolometer. Die Werte für T_m lagen zwischen 16 K und 76 K und die Werte für R_m zwischen 220 Ω und 2200 Ω .

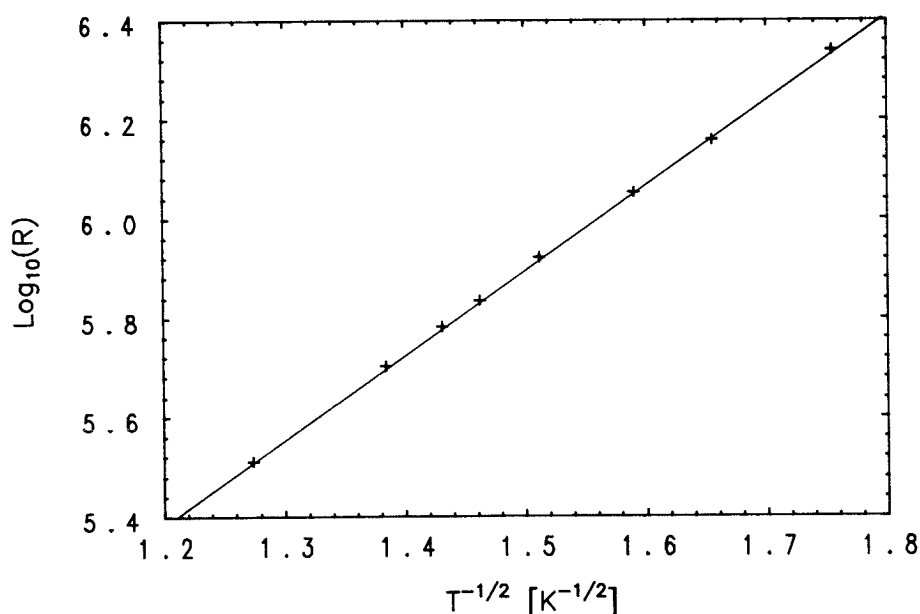


Abb. 4.5.: Halblogarithmische Darstellung des Widerstands-Temperaturverlaufs für ein Bolometer

Abb. 4.6. zeigt den Kennlinienverlauf eines Si-Bolometers für drei verschiedene Haltertemperaturen T_0 . Es ist deutlich der nicht-lineare Verlauf der Kennlinien infolge des Aufheizens des Bolometers mit zunehmendem Detektorstrom zu erkennen. Die Abnahme des Bolometerwiderstands mit zunehmender Haltertemperatur zeigt sich bei kleinen Strömen in der abnehmenden Steigung des linearen Teils der Kennlinie. Die Änderung in T_0 von 325 mK nach 468 mK entspricht einem Rückgang in der Thermometerempfindlichkeit dR/dT um einen Faktor 5.5. Abb. 4.6. zeigt aber auch, daß durch eine

niedrigere Haltertemperatur die Empfindlichkeit noch weiter erhöht werden kann. Eine Grenze für den Bolometerwiderstand, und damit auch für die Empfindlichkeit, wird durch die elektrische Zeitkonstante gesetzt (siehe Abschnitt 4.2.2.). Diese Grenze ist jedoch bei diesem Bolometer noch nicht erreicht. Die optimalen Arbeitspunkte dieses Bolometers lagen für $T_0 = 325 \text{ mK}$ bei 50 nA und für $T_0 = 468 \text{ mK}$ bei 65 nA .

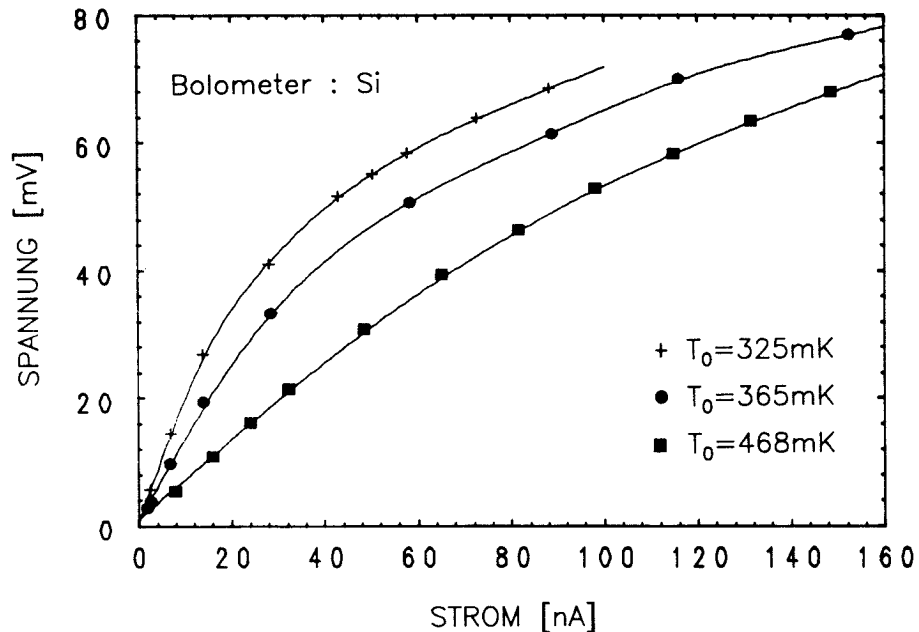


Abb. 4.6.: Kennlinienverlauf eines Bolometers bei drei verschiedenen Detektorhaltertemperaturen

Die aus dem differentiellen Widerstand Z und der $R(T)$ -Eichung bestimmten Werte für die dynamische Wärmeleitung K_d liegen zwischen $1.8 \cdot 10^{-8} \text{ W/K}$ bei 325 mK und $2.4 \cdot 10^{-7} \text{ W/K}$ bei 541 mK , und entsprechen der erwarteten Größenordnung. Um elektrische Feldeinflüsse auf den nichtlinearen Kennlinienverlauf (siehe Kap. 2.2.) zu untersuchen wurden Impedanzmessungen an verschiedenen Bolometern bei verschiedenen Arbeitspunkten durchgeführt. Bei der Auswertung dieser Messungen zeigten sich insbesondere bei Frequenzen oberhalb von 10 kHz Schwierigkeiten. Diese sind vermutlich auf Streukapazitäten in der Bolometerschaltung zurückzuführen. Obwohl versucht wurde, diese Kapazitäten zu messen, indem das Bolometer durch einen Metallfilmwiderstand ersetzt wurde, lassen die Meßdaten keine eindeutigen Schlüsse über feldbedingte Nichtlinearitäten der Bolometerwiderstände zu. Eine andere Methode, die Hinweise auf das Vorhandensein solcher Ein-

flüsse geben kann, ist ein Plot, der aus der Kennlinie ermittelten elektrischen Leistung P gegen T^{a+1} , wenn die Temperaturabhängigkeit der dynamischen Wärmeleitung einem Potenzgesetz mit dem Exponenten a folgt. Abweichungen von einem linearen Verlauf in diesem Plot, deuten auf zusätzliche nichtlineare Beiträge hin. Im Fall der supraleitenden Al-Drähte besteht jedoch kein solcher einfacher Zusammenhang zwischen der Wärmeleitfähigkeit und der Temperatur, so daß eine solche Analyse nicht möglich ist. Die Auswertung des Energieansprechvermögens der Bolometer (Abschnitt 4.2.2.) deutet jedoch darauf hin, daß mögliche elektrische nichtlineare Beiträge die Empfindlichkeit der Bolometer nicht allzu stark beeinträchtigen.

Ein Beispiel für die Beschreibung des Bolometerverhaltens durch den Kennlinienverlauf gibt Abb. 4.7. Dargestellt sind zwei Kennlinien eines Bolometers, die unter gleichen Bedingungen mit und ohne Sekundärelektronenmagnet gemessen wurden. Bei kleinen Strömen, also im linearen Bereich der Kennlinie, zeigen sich keine Unterschiede. Bei größeren Strömen dagegen ist der nichtlineare Verlauf der Kennlinie ohne Magnetfeld stärker ausgeprägt als mit Magnetfeld. Dieses Verhalten der Bolometer im Magnetfeld ist gleichbedeutend mit einer größeren Wärmeleitung zwischen Bolometer und Bolometerhalter, und führt somit zu einer niedrigeren Bolometertemperatur bei der Messung im Magnetfeld. Die Auswertung der beiden Kennlinien ergibt bei einem Strom von 100 nA (Bolometertemperatur $T \approx 460$ mK) eine Erhöhung der Wärmeleitung K_d um 35 %. Dadurch wird die Temperatur des Bolometers um 4 % verringert. Die Erklärung für die erhöhte Wärmeleitung ist im Einfluß des Magnetfeldes auf die Supraleitung der Al-Drähte zu suchen. Die Magnetfeldstärke am Ort des Bolometers von ungefähr 8 mT ist so groß, daß das Magnetfeld zumindest teilweise in die Drähte eindringen kann. Die kritische Feldstärke H_c ($T = 0$), bei der die Supraleitung vollständig zerstört wird, liegt für Al bei 10 mT. Es kommt zur Bildung eines Zwischenzustands, in dem normalleitende Bereiche im Supraleiter entstehen. Die erhöhte Dichte normalleitender Elektronen in diesen Bereichen führt zu einer Erhöhung der Wärmeleitung der Al-Drähte. Dieser Effekt wird im Kennlinienverlauf sichtbar.

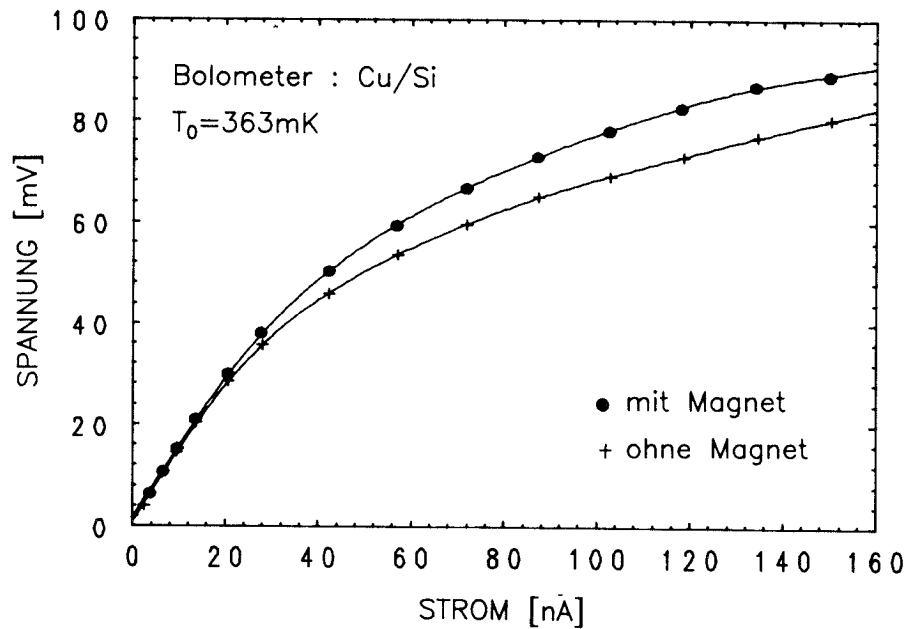


Abb. 4.7.: Vergleich einer Bolometerkennlinie mit und ohne magnetischer Sekundärelektronenunterdrückung

Das Energieansprechvermögen des Bolometers wird durch das Magnetfeld ebenfalls beeinflusst. Die Wärmekapazität des Bolometers im Magnetfeld unterliegt zwei gegenläufige Tendenzen. Zum einen wird sie aufgrund der niedrigeren Bolometertemperatur kleiner, zum anderen bewirkt die Bildung der normalleitenden Bereiche eine Erhöhung der Wärmekapazität des Bolometers. Abhängig vom relativen Einfluß der Prozesse ist eine Verbesserung oder eine Verschlechterung des Energieansprechvermögens zu erwarten. Beide Fälle wurden beobachtet. Es handelt sich dabei jedoch um kleine Effekte. Die Änderungen in der Bolometerempfindlichkeit liegen in der Größenordnung von 10 %.

4.2.2. Analyse der Detektorpulse-Energieansprechvermögen

'hochohmige' Bolometer (20 - 100 M Ω):

Um eine möglichst hohe Bolometerempfindlichkeit zu haben, wurden zunächst Messungen mit Bolometern durchgeführt, die abhängig vom jeweiligen Arbeitspunkt einen Widerstandswert zwischen 20 und 100 M Ω hatten. Diese Bolometer zeichnen sich durch eine besonders steile Widerstandscharakteristik $R(T)$ aus. Der thermische Puls eines 184 keV He-Ions, das mit einem solchen Bolometer gemessen wurde, ist in Abb. 4.8. dargestellt. Obwohl der zeitliche Verlauf des Pulses das erwartete exponentielle Abklingverhalten zeigt, ist eine Beschreibung des Pulsverlaufs durch die thermische und die elektrische Zeitkonstante nach Gleichung (2.3) nicht möglich. Insbesondere ist das Energieansprechvermögen am optimalen Arbeitspunkt um einen Faktor 5 kleiner als es aus Wärmekapazitätsberechnungen und den Kennliniendaten zu erwarten ist.

Bei Bolometerwiderständen dieser Größe führen schon kleine Streukapazitäten von einigen pF zwischen Bolometer und Impedanzwandler dazu, daß die elektrische Zeitkonstante nicht mehr gegenüber der thermischen Zeitkonstanten vernachlässigt werden kann. Messungen zeigen, daß in dem untersuchten Temperaturbereich die Werte für die thermische und die elektrische Zeitkonstante vergleichbar werden können. Die mit der langen elektrischen Zeitkonstanten verbundene Integrationszeit kann eine Ursache für die reduzierte Pulshöhe sein. Im Fall zweier thermischer Zeitkonstanten (siehe Abschnitt 'niederohmige' Bolometer und Abb. 4.9.) kann dies je nach Bolometertemperatur dazu führen, daß das Abklingverhalten der Pulse von der elektrischen Zeitkonstante bestimmt wird. Um die elektrische Zeitkonstante zu verkleinern, wurden daher Messungen an einem niederohmigen Bolometer durchgeführt.

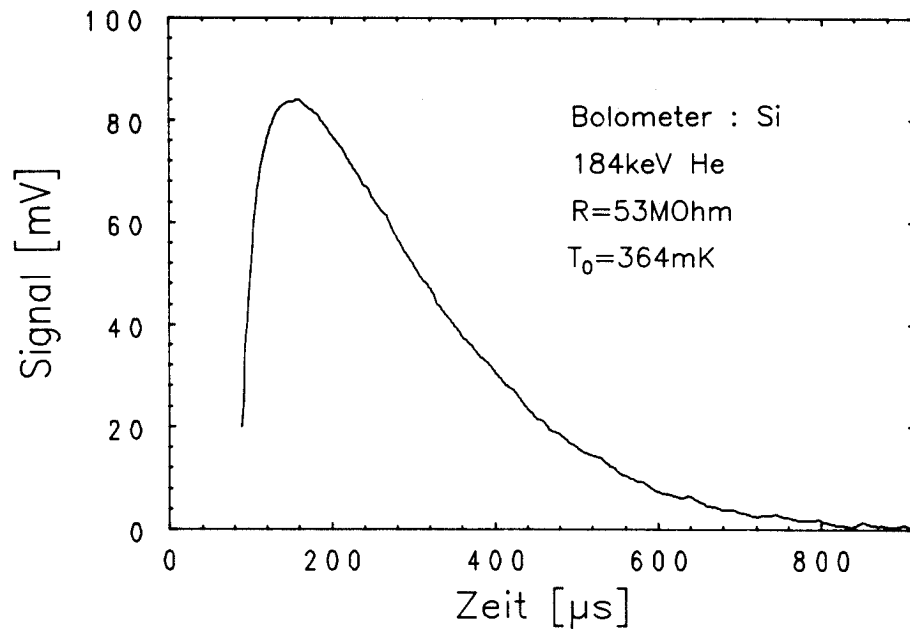


Abb. 4.8.: Thermischer Puls eines 184 keV He-Ions gemessen mit einem 'hochohmigen' Bolometer

'niederohmige' Bolometer (0.5 - 5 MΩ):

Wie Abb. 4.9. zeigt, ist in diesem Widerstandsbereich die Pulsform verändert. Die Pulse haben eine kurze Anstiegszeit von ein paar μs , die im wesentlichen auf die elektrische Zeitkonstante zurückzuführen ist. Der abfallende Teil des Signals wird von zwei

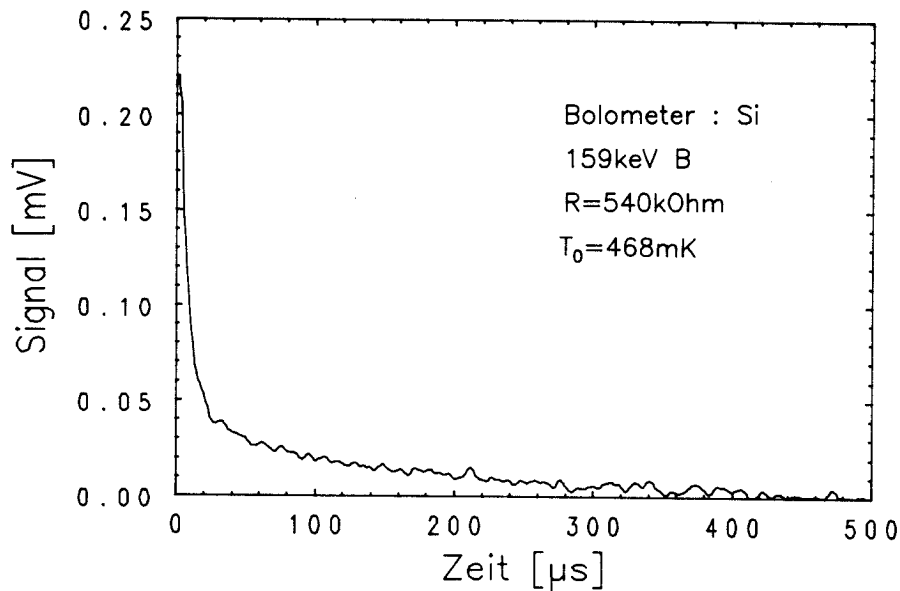


Abb. 4.9.: Thermischer Puls eines 159 keV Bor-Ions bei Messung mit einem 'niederohmigen' Bolometer

Zeitkonstanten bestimmt, einer kurzen ($10 - 30 \mu s$, je nach Haltertemperatur und Arbeitspunkt) und einer langen ($150 - 500 \mu s$). Für ein solches Abklingverhalten gibt es zwei mögliche Erklärungen:

1) zwei unterschiedlich schnelle Prozesse bei der Thermalisierung der Teilchenenergie

2) Die Gesamtwärmekapazität des Bolometers setzt sich aus zwei Wärmekapazitäten, die über einen thermischen Widerstand miteinander gekoppelt sind zusammen (Abb. 4.11.) /66,67,68/. Dieser thermische Widerstand kann z.B. ein Kapitzwiderstand an der Grenzfläche zwischen dem Siliziumwürfel und den Al-Drähten sein. In diesem Fall entspricht C_2 der Wärmekapazität des Bolometers und C_1 der Wärmekapazität der Al-Drähte. Die aus dem Bolometer abfließende Wärmeenergie heizt erst die Al-Drähte auf, bevor sie an die Umgebung mit der Temperatur T_0 abgegeben wird. Wenn die Wärmekapazität der thermischen Verbindung größer als die des Bolometers ist, führt dies zu dem beschriebenen Abklingverhalten /67/.

Im ersten Fall kann eine verzögerte Thermalisierung durch Prozesse, wie sie bereits in Kapitel 4.1. diskutiert wurden, hervor-

gerufen werden. Zu nennen sind ballistische Phononen und deren langsame Relaxation in einen thermischen Gleichgewichtszustand, oder das "Trapping" von angeregten Elektron-Loch-Paaren durch Fremdatome und deren langsame Rekombination, während die angeregten Phononen schneller relaxieren. Der Puls setzt sich in diesem Fall aus zwei Einzelpulsen mit der jeweiligen Zeitkonstanten zusammen. Die Fläche unter jedem Einzelpuls entspricht dem Anteil der Energie, die in dem zugehörigen Prozeß gespeichert ist. Bei dem untersuchten Bolometer lag der Flächenanteil des langsameren Prozesses bei 60 - 80 % der Gesamtfläche des Pulses. Das bedeutet, daß bei einer Pulshöhenanalyse 60 - 80 % der Teilchenenergie unberücksichtigt bleiben. Um zu überprüfen, ob die beschriebenen konkurrierenden Thermalisierungsprozesse eine Rolle spielen, wurde dasselbe Bolometer mit einem Cu-Absorber bedampft.

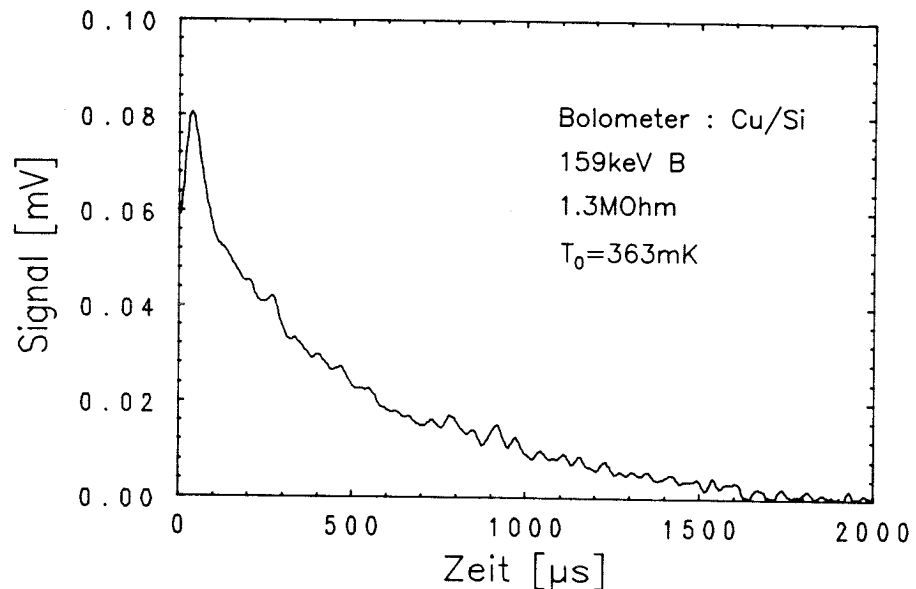


Abb. 4.10.: Bolometerpuls bei Messung eines 159 keV-Ions mit einem Cu-Absorber

Wie Abb. 4.10. zu entnehmen ist, fällt auch bei diesem Bolometer der Temperaturpuls mit zwei Zeitkonstanten ab. Aus diesem Grund ist eine verzögerte Thermalisierung der Teilchenenergie als Ursache für die zwei Abklingkonstanten des Signals unwahrscheinlich. Unterstützt wird diese Feststellung noch durch eine Temperaturabhängigkeit der Zeitkonstanten. Ferner zeigen Messungen an Ge-Thermistoren bei 20 mK, daß eine gute Kopplung zwischen hochenergetischen Phononen und den Elektronen des Thermistors be-

steht, so daß eine Thermalisierung der Teilchenenergie zur Messung nicht unbedingt notwendig ist /69/.

Sind die Zeitkonstanten auf zwei gekoppelte Wärmereservoirs zurückzuführen, so muß das thermische Bolometermodell, daß in Abschnitt 2.1. vorgestellt wurde, erweitert werden (Abb. 4.11.). Anstelle der Wärmediffusionsgleichung (2.1.) treten zwei gekoppelte Wärmediffusionsgleichungen. Mit Hilfe einer halb-logarithmischen Darstellung der Bolometersignale ist eine analytische Bestimmung der beiden Wärmekapazitäten (C_1 und C_2) und der beiden Wärmeleitfähigkeiten (K_1 und K_2) aus den zwei Abfallszeitkonstanten möglich /66/. Da das Thermometer in den Si-Würfel (C_2) implantiert ist, wird die Pulshöhe in diesem Fall von der Temperaturänderung des Si-Würfels bestimmt. Im Gegensatz zu dem anderen betrachteten Modell wird deshalb bei einer Pulshöhenanalyse die gesamte thermalisierte Teilchenenergie erfaßt.

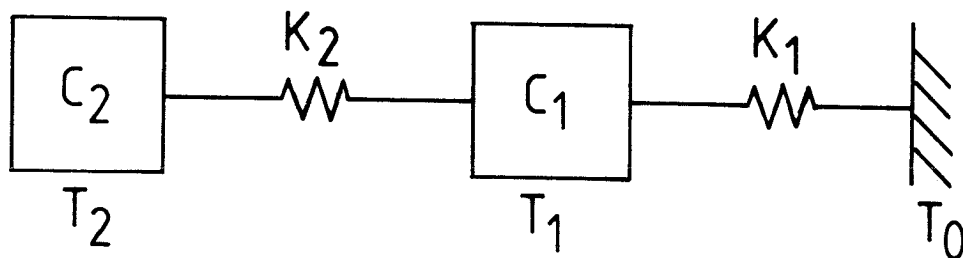


Abb. 4.11.: Thermisches Modell zur Erklärung des Auftretens von zwei Pulsabfallzeitkonstanten.

C_1, C_2 = Wärmekapazitäten zweier Wärmespeicher

K_1 = Wärmeleitung der thermischen Verbindung zwischen dem Bolometer und dem Detektorhalter bei der Temperatur T_0

K_2 = Wärmeleitung der thermischen Kopplung zwischen den beiden Wärmespeichern

Eine Analyse der gemessenen Pulse zeigt, daß die Pulshöhe nicht wie in diesem Modell zu erwarten, durch die Wärmekapazität des Si-Würfels, sondern eher durch die Gesamtwärmekapazität des Bolometers beschrieben wird. Bei Röntgenmessungen an Bolometern gleichen Typs wurden bei Temperaturen von 0.1 K ebenfalls zwei Abfallszeitkonstanten beobachtet /70/. In diesem Temperaturbereich

wird die Wärmekapazität der Al-Drähte (C_1) gegenüber dem Si-Beitrag (C_2) vernachlässigbar klein, so daß sie auf das thermische Verhalten des Bolometers keinen Einfluß haben sollte. Dies zeigt, daß auch dieses Modell nur eine unzureichende Erklärung für den zeitlichen Verlauf der Bolometerpulse gibt.

Es kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, daß elektrische Feldeffekte (Abschnitt 2.2) im Thermistor das Energieansprechvermögen des Bolometers herabsetzen und so die aus der Pulshöhe bestimmten Wärmekapazitäten nur zufällig der Gesamtwärmekapazität des Bolometersfolgen (Abb. 4.12.). Fits von Bolometerpulsen an dieses Modell ergeben für die Wärmeleitung K_1 (Al-Drähte) Werte in der Größenordnung der aus den Kennliniendaten bestimmten effektiven Wärmeleitung K_e (Gleichung (2.2)), bei einer verringerten Thermometerempfindlichkeit α . Zur Klärung dieser Frage sind jedoch weitere Impedanzmessungen (siehe Abschnitt 2.2.) zur Bestimmung der elektrischen Nichtlinearitäten erforderlich.

Die vorgestellten Messungen waren Einzelmessungen typischer Pulse. Ein Vergleich mehrerer Pulse, die unter gleichen Bedingungen gemessen wurden, zeigt eine Streuung in den gemessenen Zeitkonstanten bis zu 20 %. Um zuverlässigere Aussagen über die Zeitkonstanten machen zu können, ist es daher notwendig, mehrere Messungen an einem Arbeitspunkt vorzunehmen und die Pulsform durch Mittelung über diese Pulse zu bestimmen. Dieses Verfahren hat zudem den Vorteil, daß bei Messungen mit niedrigerer Empfindlichkeit, störende Rauschbeiträge ausgemittelt werden. Um den Einfluß der Temperatur auf die Zeitkonstanten besser untersuchen zu können, sind Messungen über einen weiteren Temperaturbereich, insbesondere bei tieferen Temperaturen, notwendig. Beide Untersuchungen waren im Zeitrahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich.

In Abb. 4.12. sind die aus den Pulshöhen bestimmten Wärmekapazitätswerte für ein Si-Bolometer dargestellt. Der Vergleich mit den für dieses Bolometer berechneten Werten ergibt eine gute Übereinstimmung. Wie die Streuung der Meßwerte zeigt, reicht die Meßgenauigkeit nicht aus, um zuverlässige Aussagen darüber zu treffen, ob die Teilchenenergie vollständig oder nur zu einem großen Teil thermalisiert wird /71/. Meßungenauigkeiten ergeben sich aus der Zuordnung zwischen Teilchenenergie und Pulshöhe und

aus Diskrepanzen zwischen den Thermometern an der Plattform und am Detektorhalter. Inhomogenitäten im geätzten Bereich der Al-Drähte können zu einem Fehler in der Volumenangabe von schätzungsweise 10% führen. Die berechneten Wärmekapazitätswerte sind deshalb mit einem entsprechenden Fehler behaftet.

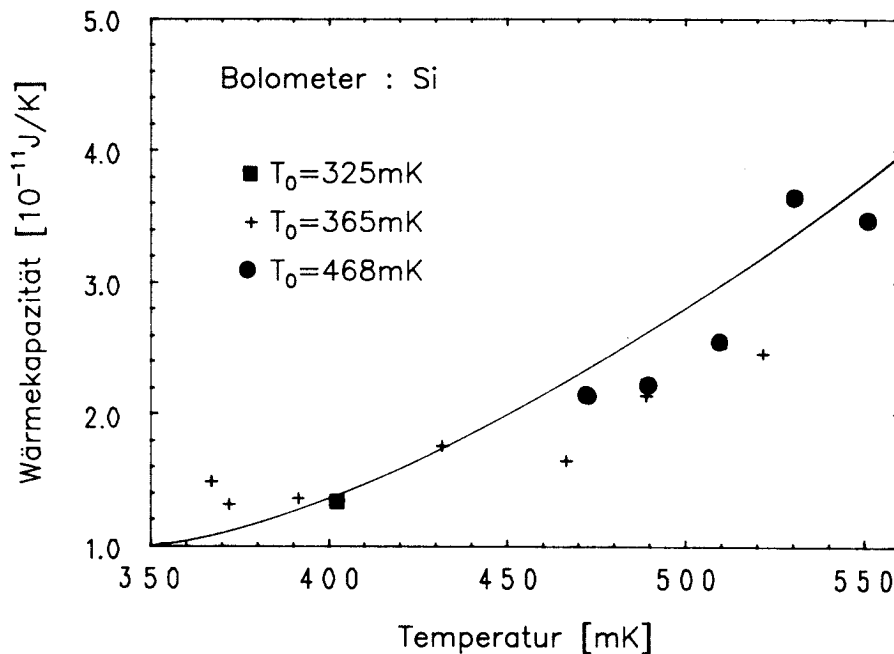


Abb. 4.12.: Aus den thermischen Pulsen bei drei Haltertemperaturen T_0 und an verschiedenen Arbeitspunkten bestimmte Wärmekapazitätswerte für ein Bolometer;
 — = berechneter Verlauf der Bolometerwärmekapazität

Das Energieansprechvermögen des Si-Bolometers zeigt im Rahmen der Meßgenauigkeit eine gute Übereinstimmung mit dem aus der Wärmekapazitätsberechnung und den Kennliniendaten berechneten Verlauf (Abb. 4.13.). Der optimale Arbeitspunkt des Bolometers (Maximum der Kurve) liegt jedoch bei einem höheren Stromwert als berechnet. Diese Verschiebung deutet ebenfalls auf eine etwas höhere Wärmeleitung der Al-Drähte hin, als sie aus den Kennlinienmessungen erwartet wird. Die erhöhte Wärmeleitung bewirkt eine Verschiebung der optimalen Arbeitstemperatur um 60 mK. Die Empfindlichkeit des Bolometers wird dadurch aber nicht beeinträchtigt, wie der Maximalwert des Energieansprechvermögens zeigt.

Die Messungen desselben Bolometers mit Cu-Absorber zeigen ein um den Faktor 2-6 schlechteres Energieansprechvermögen als es die Berechnungen erwarten lassen. Dies ist zum Teil auf die schlechte thermische Kopplung zwischen dem Si-Bolometer und dem Cu-Absorber zurückzuführen. Die längeren Anstiegszeiten der Pulse gegenüber dem reinen Si-Bolometer machen dies deutlich (vgl. Abb. 4.9. und Abb. 4.10). Ursache für die schlechte Kopplung ist wahrscheinlich eine dünne Oxidschicht an der Grenzfläche zwischen Absorber und Bolometer und der damit verbundene Kapitzawiderstand.

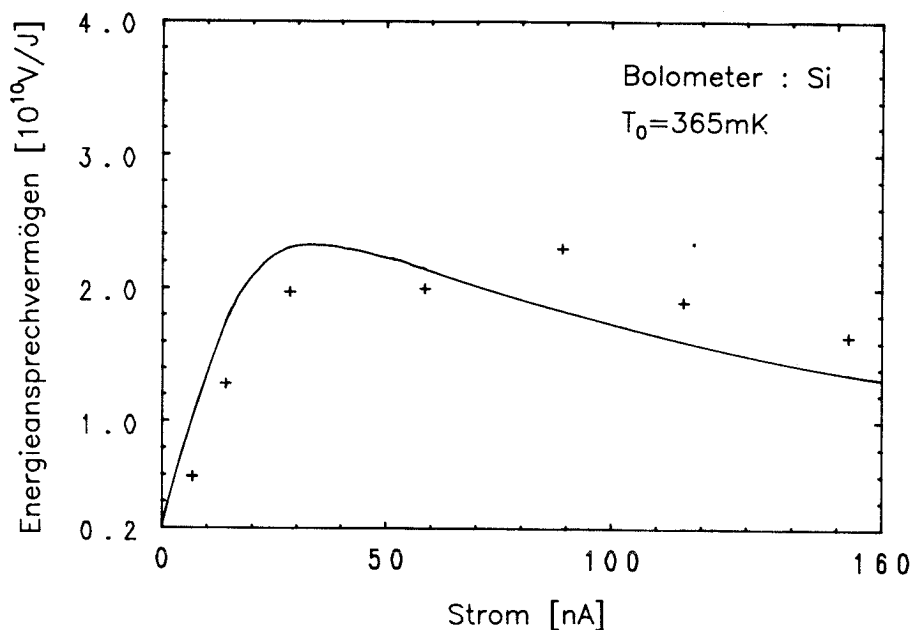


Abb. 4.13.: Energieansprechvermögen des 'niederohmigen' Si-Bolometers in Abhängigkeit von der Detektorstromeinstellung (+ = gemessene Werte; — = berechneter Verlauf)

Die Werte für das Energieansprechvermögen der 'hochohmigen' und des 'niederohmigen' Bolometers sind vergleichbar. Bei der niedrigsten Arbeitstemperatur von $T_0 = 325 \text{ mK}$ und bei optimaler Arbeitspunkteinstellung liegen sie bei rund $3 \cdot 10^{10} \text{ V/J}$. Die geringere Empfindlichkeit des Thermometers im Fall des 'niederohmigen' Bolometers wird durch die kürzere elektrische Zeitkonstante ausgeglichen. Das angegebene Energieansprechvermögen entspricht einem Bolometersignal von 1 mV bei Absorption eines 200 keV Teilchens. Diese Empfindlichkeit reicht grundsätzlich aus, um eine Energieauflösung in der Größenordnung von 1 keV zu erreichen.

5. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden zum erstenmal Tieftemperaturbolometer zur RBS-Analyse eingesetzt. Tabelle 5.1. faßt die wesentlichen Ergebnisse zusammen. Die erreichte Energieauflösung von 8 keV FWHM für 200 keV He-Ionen ist um mehr als einen Faktor 3 besser als andere veröffentlichte Bolometermessungen von α -Teilchen im Energiebereich zwischen 5 und 6 MeV /28/. Zum erstenmal konnten Protonen und Bor-Ionen mit einem Bolometer detektiert werden. Die Energieauflösungswerte für diese Ionen sind vergleichbar mit dem Ergebnis für die He-Ionen.

Trotz dieser guten Ergebnisse konnte die theoretisch zu erwartende hohe Energieauflösung von besser als 1 keV FWHM bisher nicht erreicht werden. Die Meßergebnisse deuten darauf hin, daß experimentell bedingte Probleme, wie z.B. die mögliche Bildung einer Adsorbatschicht auf der gekühlten Probe, das Auflösungsvermögen der Bolometer bisher noch beeinträchtigen. Eine Verschlechterung des Energieauflösungsvermögens durch Fluktuationen infolge einer verzögerten Thermalisierung, die durch das "Trapping" von angeregten Elektron-Loch-Paaren oder durch eine langsame Relaxation ballistischer Phononen bewirkt wird, kann ausgeschlossen werden, wie Messungen mit einer Cu-Schicht als Absorber zeigen. Messungen mit einer γ -Quelle, Verbesserungen des Strahlrohrvakuums und Messungen bei tieferen Temperaturen sollten weitere Aufschlüsse über die Ursachen der Diskrepanzen zwischen den gemessenen Energieauflösungen, dem gemessenen thermischen Rauschen der Bolometer (2 keV FWHM) und den erwarteten Auflösungswerten geben.

Ion	Energie [keV]	Energieauflösung [keV FWHM]	Isotopentrennung	Tiefenauflösung [nm]
H	200	7.0	für Z<11 AME	33.8
He	200	8.0	für Z<19 AME	18.5
B	200	7.5	für Z<30 AME	15.8
B	400	16.0	für Z<29 AME	25.0
He	1000	14.0	für Z<33 AME	20.8

Tabelle 5.1.: Vergleich der Tiefenauflösung und der Massenauflösung (Isotopentrennung) zwischen einem Bolometer (oberer Teil) und einem kommerziellen Oberflächensperrschichtdetektor (untere Zeile); die angegebene Tiefenauflösung bezieht sich auf die Oberfläche einer Ta-Schicht.

Das zeitliche Abklingen der Detektorpulse wird von zwei Zeitkonstanten bestimmt. Die Ursache für dieses Verhalten ist noch nicht verstanden. Das Energieansprechvermögen der Bolometer wird dadurch jedoch nicht wesentlich beeinträchtigt und entspricht den aus den Wärmekapazitätsberechnungen erwarteten Werten. Die gemessenen Empfindlichkeiten von $3 \cdot 10^{10}$ V/J sind hoch genug, um grundsätzlich Energieauflösungen in der Größe von 1 keV erreichen zu können.

Ein Vergleich mit einer Standard-RBS-Analyse (1 MeV He) bei Verwendung eines kommerziellen Oberflächensperrschichtdetektors (Energieauflösung: 14 keV FWHM) zeigt, daß die erreichte Auflösung noch nicht für eine hochauflösende RBS-Messung ausreicht (siehe Tabelle 5.1.). Die Tiefenauflösung ist im Fall der 200 keV He und der Bor-Ionen etwas besser als bei 'herkömmlichen' RBS-Analysen mit 1 MeV He. Trotz der erreichten guten Energieauflösungen hängt daher der künftige Einsatz der Bolometer als hochauflösende RBS-Detektoren davon ab, ob es gelingen wird die erwartete Energieauflösung von besser als 1 keV FWHM im Energiebereich zwischen 100 keV und 1 MeV zu erreichen.

6. LITERATURVERZEICHNIS

- / 1/ S.P. Langley, Nature 25 (1881), 14.
S.P. Langley, Proc. Am. Acad. Arts Sci. 16 (1881), 342.
- / 2/ z.B.: P. Curie und A. Laborde, C.R. Acad. Sci. (Paris) 136
(1903), 673.
P.L. Kapitza, Proc. Roy. Soc. A117 (1927), 109.
H.H. Andersen, C.C. Hanke, H. Soerensen, Rev. Sci. Instr. 38
(1967), 511.
- / 3/ D. McCammon et.al., J. Appl. Phys. 56 (1984), 1263.
- / 4/ N. Coron et.al., Nature 314 (1985), 75.
- / 5/ E. Fiorini, T.O. Niinikoski, Nucl. Instr. Meth. 224 (1984),
83-88.
- / 6/ L. Gonzalez-Mestres, D. Perret-Gallix, Proc. II.European
Workshop on Low Temperature Devices for Detection of Low
Energy Neutrinos and Dark Matter (1988), Vorabdruck
- / 7/ B. Sadoulet, IEEE Trans. Nucl. Sci. 35 (1988), 47.
- / 8/ noch nicht veröffentlicht, private Mitteilung von
S.H. Moseley.
- / 9/ D. McCammon, et.al., Jap. J. of Appl. Phys. 26-3 (1987),
2084.
- /10/ H.H. Andersen, Nucl. Instr. Meth. B15 (1986), 722.
- /11/ z.B. Ortec Katalog 1986/87, 2-12 u. 2-20ff.
- /12/ E.J. van Loenen; A.E.M.J. Fischer, J.F. von der Veen,
Surf. Sci. 155 (1985), 65.
- /13/ R.G. Smeenk et.al., Nucl. Instr. Meth. 195 (1982), 581.
- /14/ R.C. Jones, J. Opt. Soc. Am. 43 (1953), 1.
- /15/ F.J. Low, J. Opt. Soc. Am. 51 (1961), 1300.
- /16/ R.A. Smith, F.E. Jones, R.P. Chasmar "The Detection and
Measurement of Infrared Radiation" sec. ed., Oxford
University press (1968).
- /17/ "Optical and Infrared Detectors", ed.: R.J. Keyes
Springer Verlag (1977).
- /18/ G. Chanin, J.P. Torre, J. Opt. Soc. Am. A1 (1984), 412.
- /19/ M.J. Griffin, W.S. Holland, Int. J. of IR and mm waves 9
(1988), 861.
- /20/ J.C. Mather, Applied Optics 21 (1982), 1125.
- /21/ S. Zwerdling, R.A. Smith, J.P. Theriault, Infrared Physics
(1968), 271.
- /22/ M. Dragovan, S.H. Moseley, Applied Optics 24 (1985), 1770.

- /23/ E. Umlauf, M. Bühler, in 1988 European Material Research Society Symposium Proceedings Vol. 5 "Superconducting and Low Temperature Particle Detectors", ed.: G. Waysand and G. Chardin, North Holland (1989).
M. Bühler, E. Umlauf, Europhys. Letters 5 (1988), 297.
- /24/ F. v. Freilitzsch et.al., Nucl. Instr. Meth. A271 (1988), 332.
- /25/ B.Neuhauser et.al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 35 (1988), 65.
- /26/ G.A. Northrup, J.P. Wolfe, in "Nonequilibrium Phonon Dynamics" ed., E. Bron, Nato ASI Series B124, Plenum press (1985), 165.
- /27/ S.H. Moseley et.al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 35 (1988), 59.
- /28/ N. Coron et.al., in 1988 European Material Research Society Symposium Proceedings Vol. 5 "Superconducting and Low Temperature Particle Detectors", ed.: G. Waysand and G. Chardin, North Holland (1989).
- /29/ C.C. Zammit et.al., in 1988 European Material Research Society Symposium Proceedings Vol. 5 "Superconducting and Low Temperature Particle Detectors", ed.: G. Waysand and G. Chardin, North Holland (1989).
- /30/ P.M. Downey, "The Low Temperature Conductivity of Ion Implanted Silicon and its Application in a Cryogenic FAR-IR Monolithic Bolometer", Ph. D. Thesis, MIT (1980).
P.M. Downey et.al., Applied Optics 23 (1984), 910.
- /31/ N.F. Mott, Phil. Mag. 19 (1969), 835.
- /32/ A.L. Efros, J. Phys. C9 (1976), 2338.
- /33/ M. Pollak, J. Riess, J. Phys. C9 (1976), 2021.
- /34/ T.F. Rosenbaum, et.al., Solid State Com. 35 (1980), 663.
- /35/ J.C. Mather, Applied Optics 23 (1984), 3181.
- /36/ G.H. Wood, B.L. White, Can. J. Phys. 51 (1973), 2034.
- /37/ D. Twerenbold, Nucl. Instr. Meth. A273 (1988), 575.
- /38/ H. Kraus et.al., Europhys. Lett. 1 (1986), 161.
- /39/ A. de Bellefon et.al., IEEE Trans. Nucl. Science 35 (1988), 73.
- /40/ S.H. Moseley, J.C. Mather, D.McCammon, J. Appl. Phys. 56 (1984), 1257.
- /41/ z.B. C.D. Motchenbacher, F.C. Fitchen, "Low Noise Electronic Design", John Wiley & Sons (1972).
- /42/ Siliconix, Datenblatt zu FET 2N4867A (1979)
Texas Instruments, Datenblatt zu FET 2N4416 (1973).

- /43/ H.J. Norgett, M.R. Robinson and I.M. Torrens, Nucl. Eng. Des. 33 (1975) 50.
- /44/ R.S. Averback, M.A. Kirk, in "Surface Alloying by Ion, Electron, and Laser Beams", ed. L.E. Rehn, S.T. Picraux, H. Wiedersich, American Society for Metals (1985), 91.
- /45/ J.P. Biersack, L.G. Hagmark, Nucl. Instr. Meth. 174 (1980), 257.
- /46/ C. Lehmann, Nukleonik 3 (1961), 1.
- /47/ E.L. Haines, A.B. Whitehead, Rev. Sci. Instr. 37 (1966), 190.
- /48/ W.K. Chu, J.W. Mayer, M.A. Nicolet "Backscattering Spectrometry", Academic press (1978).
- /49/ L.C. Feldmann, J.W. Mayer, "Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis", North Holland (1986).
- /50/ S.S. Holt et.al., SPIE 597 (1985), 267.
- /51/ S.H. Moseley, et.al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 32 (1985), 134.
- /52/ T.O. Niinikoski, Europhysics Lett. 1 (1986), 499.
- /53/ "Ion Beam Handbook for Materials Analysis", ed.: J.W. Mayer, E. Rimini, Academic press (1977), 18.
- /54/ D.V. Camin in 1988 European Material Research Society Symposium Proceedings Vol. 5, "Superconducting and Low Temperature Particle Detectors", ed.: G. Waysand and G. Chardin, North Holland (1989)
- /55/ Linear Technology, Datenblatt zu Operationsverstärker LT 1028 (1986).
- /56/ NV 3204 "Specifications & system description", EATON Corporation, Austin (Texas) (1986).
- /57/ N. Coron, et.al., SPIE Vol. 597, 389 (1985).
- /58/ L.R. Doolittle, Nucl. Instr. and Meth. B15 (1986), 277
- /59/ R.P. Harris, G.D. Watkins, Proc. 13th Int. Conf. on Defects in Semiconductors (1984).
- /60/ J.W. Corbett, J.P. Karins, Teh Y. Tan, Nucl. Instr. Meth. 182/183 (1981), 457.
- /61/ G.D. Watkins, Rad. Damage in Semiconductors (Dunod, Paris, 1965). 97.
G.D. Watkins, Phys. Rev. B12 (1975), 5824.
- /62/ R. Car et.al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984), 1814.
R. Car et.al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985), 360.
- /63/ W.E. King, K.L. Merkle, M. Meshii, Phys. Rev. B (1981), 6319.

- /64/ Für die Berechnung der Bremsquerschnitte wurde das RANGE-
Programm benutzt
J.P. Biersack, Nucl. Instr. Meth. 182/183 (1981), 25.
- /65/ B. Cabrera, J. Martoff, B. Neuhauser, Nucl. Instr. Meth.
A275 (1989), 97.
- /66/ T.O. Niinikoski, A. Rijllart in Proc. "Low Temperature
Detectors for Neutrinos and Dark Matter", ed.: K. Pretzl, N.
Schmitz, L. Stodolsky, Springer Verlag (1987), 143.
- /67/ G. Gallinaro, C. Salvo, S. Terreni, Cryogenics 26, (1986), 9.
- /68/ A. Alessandrello et.al., Europhys. Lett. 7, (1988), 69.
- /69/ N. Wang et.al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 36 (1989), 852.
- /70/ S.H. Moseley, private Mitteilung
- /71/ A. Alessandrello, et.al., Nucl. Instr. Meth. B31 (1988),
462.

Danksagung

Bei allen die am Zustandekommen dieser Arbeit mitgewirkt haben möchte ich mich herzlich bedanken. Mein besonderer Dank gilt:

Herrn Prof. Dr. B. Stritzker für die Anregung zu dieser Arbeit und die Möglichkeit, diese am Institut für Schicht- und Ionentechnik durchführen zu können.

Herrn Dr. R.M. Mueller für die Betreuung dieser Arbeit, für seine tatkräftige Unterstützung bei zahlreichen experimentellen Problemen und für seine Diskussionsbereitschaft.

Herrn Dr. Ch. Buchal für sein fortwährendes Interesse am Fortgang dieser Arbeit und für seine stete Hilfsbereitschaft.

Herrn Dr. S.H. Moseley für die unbürokratische Bereitstellung der Bolometer.

Herrn Dr. M. Zinke-Allmang für die hochaufgelöste RBS-Messung einer Probe mit dem elektrostatischen Analysator.

Frau S. Mesters für ihre Unterstützung bei den Aufdampfarbeiten und bei der Anfertigung der Abbildungen

Herrn M. Gebauer für den Beschleunigerservice.

Herrn W. Zander für die technische Hilfe beim Umbau des Kryostaten und bei anderen technischen Problemen.

Frau A. Fink für ihre Sorgfalt und ihren Einsatz bei der Reinschrift dieser Arbeit.

Allen Mitarbeitern der Abteilung 'Ionentechnik Methoden' am ISI und besonders den Doktoranden und Diplomanden für die '1000' kleinen Tips und Hilfestellungen in den letzten drei Jahren.

