

Kalorimetrische Tieftemperaturdetektoren für niederenergetische  
( $E \leq 1 \text{ MeV/amu}$ ) Schwerionen und ihr erster Einsatz in der  
Beschleuniger-Massenspektrometrie zur Spurenanalyse von  $^{236}\text{U}$

Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
"Doktor  
der Naturwissenschaften"

am Fachbereich Physik  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz

Saskia Kraft-Bermuth, geb. Kraft  
geboren in Langen/Offenbach  
Mainz, den 23.07.2004



# Inhaltsverzeichnis

|                                                                                                                           |           |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>Zusammenfassung</b>                                                                                                    | <b>v</b>  |
| <b>1 Einleitung</b>                                                                                                       | <b>1</b>  |
| <b>2 Theoretische Grundlagen</b>                                                                                          | <b>7</b>  |
| 2.1 Detektionsprinzip kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren . . . . .                                                | 7         |
| 2.1.1 Der Absorber . . . . .                                                                                              | 8         |
| 2.1.2 Das Thermometer . . . . .                                                                                           | 10        |
| 2.1.3 Die thermische Ankopplung an das Kältebad . . . . .                                                                 | 12        |
| 2.2 Auslese thermischer Signale einzelner Teilchen . . . . .                                                              | 13        |
| 2.2.1 Die Wärmebilanzgleichung . . . . .                                                                                  | 13        |
| 2.2.2 Die Lösung der Wärmebilanzgleichung für kleine Temperatur-<br>signale . . . . .                                     | 14        |
| 2.2.3 Das Spannungssignal für kleine Temperatursignale . . . . .                                                          | 15        |
| 2.2.4 Der Einfluß des Vorverstärkers auf das Spannungssignal . . . . .                                                    | 17        |
| 2.3 Dotierte Halbleiter als Thermistoren . . . . .                                                                        | 17        |
| 2.4 Supraleiter im Phasenübergang als Thermistoren . . . . .                                                              | 18        |
| 2.4.1 Grundzüge der Supraleitung . . . . .                                                                                | 18        |
| 2.4.2 Der Meißner-Effekt und das kritische Magnetfeld . . . . .                                                           | 19        |
| 2.4.3 Supraleitung in dünnen Schichten . . . . .                                                                          | 20        |
| 2.5 Energieübertrag der Schwerionen auf den Absorber . . . . .                                                            | 20        |
| 2.5.1 Nuklearer und elektronischer Energieverlust . . . . .                                                               | 21        |
| 2.5.2 Thermalisierung . . . . .                                                                                           | 24        |
| 2.6 Die Energieauflösung . . . . .                                                                                        | 25        |
| 2.6.1 Elektronische Rauschbeiträge . . . . .                                                                              | 26        |
| 2.6.2 Thermische Rauschbeiträge . . . . .                                                                                 | 28        |
| 2.6.3 Konversionsrauschen . . . . .                                                                                       | 30        |
| 2.7 Potentielle Vorteile von kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren<br>gegenüber konventionellen Detektoren . . . . . | 37        |
| <b>3 Konzeption und Herstellung der Detektoren</b>                                                                        | <b>39</b> |
| 3.1 Grundsätzliche Überlegungen . . . . .                                                                                 | 39        |
| 3.2 Der Saphir-Absorber . . . . .                                                                                         | 40        |
| 3.2.1 Das Kristallgitter . . . . .                                                                                        | 41        |
| 3.2.2 Die Wärmekapazität . . . . .                                                                                        | 42        |
| 3.2.3 Die Wärmeleitfähigkeit . . . . .                                                                                    | 42        |
| 3.2.4 Resistenz gegen Strahlenschäden . . . . .                                                                           | 43        |
| 3.3 Thermistor auf Basis eines kompensiert dotierten Germanium-Kristalls                                                  | 44        |

|          |                                                                                                                                                           |            |
|----------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 3.3.1    | Der Germaniumkristall . . . . .                                                                                                                           | 44         |
| 3.3.2    | Die elektrische und thermische Kontaktierung . . . . .                                                                                                    | 46         |
| 3.3.3    | Der Detektor SGe2 . . . . .                                                                                                                               | 48         |
| 3.4      | Thermistor auf Basis eines supraleitenden Aluminiumfilms . . . . .                                                                                        | 52         |
| 3.4.1    | Herstellung der Aluminium-Strukturen mittels Photolithographie . . . . .                                                                                  | 53         |
| 3.4.2    | Qualität der erzeugten Aluminium-Strukturen . . . . .                                                                                                     | 56         |
| 3.4.3    | Elektrische Kontaktierung und Ankopplung an das Kältebad . . . . .                                                                                        | 58         |
| 3.4.4    | Übersicht über die Detektoren mit Aluminiumthermistoren . . . . .                                                                                         | 60         |
| <b>4</b> | <b>Charakterisierung der Detektoren</b>                                                                                                                   | <b>62</b>  |
| 4.1      | Experimenteller Aufbau . . . . .                                                                                                                          | 62         |
| 4.1.1    | Der $^4\text{He}$ -Fensterkryostat . . . . .                                                                                                              | 62         |
| 4.1.2    | Die Meßelektronik und Datenaufnahme . . . . .                                                                                                             | 65         |
| 4.1.3    | Digitalisierung des Vorverstärkersignals durch einen Flash ADC und digitales Filtern . . . . .                                                            | 66         |
| 4.2      | Widerstands-Temperatur-Charakteristiken und Bestimmung der thermischen Ankopplung . . . . .                                                               | 70         |
| 4.2.1    | Der Detektor mit Germanium-Thermistor SGe2 . . . . .                                                                                                      | 70         |
| 4.2.2    | Detektoren mit Aluminium-Thermistoren . . . . .                                                                                                           | 73         |
| 4.3      | Untersuchungen mit Alpha-Teilchen . . . . .                                                                                                               | 79         |
| 4.3.1    | Signalform und Bestimmung der Wärmekapazität . . . . .                                                                                                    | 79         |
| 4.3.2    | Anstiegszeiten und Bestimmung der Streukapazität $C_S$ . . . . .                                                                                          | 83         |
| 4.3.3    | Bestimmung des optimalen Meßstroms . . . . .                                                                                                              | 84         |
| 4.3.4    | Alpha-Pulshöhenspektren . . . . .                                                                                                                         | 87         |
| <b>5</b> | <b>Verhalten der Detektoren beim Schwerionen-Nachweis</b>                                                                                                 | <b>96</b>  |
| 5.1      | Der Detektor SGe2 . . . . .                                                                                                                               | 96         |
| 5.1.1    | Experimenteller Aufbau . . . . .                                                                                                                          | 96         |
| 5.1.2    | Signalform und Bestimmung der Wärmekapazität . . . . .                                                                                                    | 98         |
| 5.1.3    | Pulshöhenspektren für Schwerionensignale . . . . .                                                                                                        | 99         |
| 5.2      | Der Detektor Al12 . . . . .                                                                                                                               | 102        |
| 5.2.1    | Experimenteller Aufbau . . . . .                                                                                                                          | 102        |
| 5.2.2    | Signalform und Bestimmung der Wärmekapazität . . . . .                                                                                                    | 104        |
| 5.2.3    | Pulshöhenspektren für Schwerionen . . . . .                                                                                                               | 108        |
| 5.3      | Der Detektor SA121 . . . . .                                                                                                                              | 117        |
| 5.3.1    | Vergleich mit Detektor Al12 . . . . .                                                                                                                     | 117        |
| 5.3.2    | Einfluß von Strahlenschäden . . . . .                                                                                                                     | 119        |
| <b>6</b> | <b>Einsatz der Detektoren zur direkten Massenidentifikation von schweren Ionen</b>                                                                        | <b>122</b> |
| 6.1      | Prinzip der direkten Massenbestimmung mittels Energie-Flugzeit-Messungen . . . . .                                                                        | 122        |
| 6.2      | Identifikation "superschwerer Elemente" . . . . .                                                                                                         | 123        |
| 6.2.1    | Der Schwerionenseparator SHIP . . . . .                                                                                                                   | 125        |
| 6.2.2    | Test des Tieftemperatur-Detektors anhand der Reaktion<br>$^{58}\text{Ni} + ^{102}\text{Ru} \rightarrow ^{160}\text{Hf}$ , $Q = 104 \text{ MeV}$ . . . . . | 126        |

|          |                                                                                                                                                               |            |
|----------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 6.3      | Erster Test für eine kombinierte Energie-/Flugzeit-Messung mit Tieftemperatur-Detektor am Strahlrohr X8 der GSI . . . . .                                     | 133        |
| 6.3.1    | Experimenteller Aufbau . . . . .                                                                                                                              | 133        |
| 6.3.2    | Ergebnisse . . . . .                                                                                                                                          | 135        |
| 6.4      | Trennung der Blei-Isotope $^{206}\text{Pb}$ und $^{208}\text{Pb}$ bei $E = 0.1 \text{ MeV/amu}$ mittels einer kombinierten Energie-Flugzeit-Messung . . . . . | 137        |
| <b>7</b> | <b>Einsatz von kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren in der Beschleuniger-Massenspektrometrie</b>                                                        | <b>140</b> |
| 7.1      | Prinzip der Beschleuniger-Massenspektrometrie . . . . .                                                                                                       | 140        |
| 7.2      | Das Uran-Isotop $^{236}\text{U}$ : Ein Monitor-Nuklid für Neutronenflüsse . . . .                                                                             | 142        |
| 7.3      | Grenzen der Sensitivität . . . . .                                                                                                                            | 144        |
| 7.4      | Experimenteller Aufbau . . . . .                                                                                                                              | 146        |
| 7.5      | Untergrund durch benachbarte Uran-Isotope . . . . .                                                                                                           | 153        |
| 7.6      | Untersuchte Proben . . . . .                                                                                                                                  | 156        |
| 7.7      | Methode der Datenanalyse . . . . .                                                                                                                            | 158        |
| 7.8      | Ergebnisse der AMS-Messungen . . . . .                                                                                                                        | 160        |
| 7.8.1    | Bestimmung der Energieauflösung . . . . .                                                                                                                     | 160        |
| 7.8.2    | Bestimmung der Computer-Totzeit . . . . .                                                                                                                     | 165        |
| 7.8.3    | Bestimmung der $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$ -Isotopenverhältnisse für die verschiedenen Materialproben . . . . .                                           | 166        |
| 7.8.4    | Diskussion der ermittelten $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$ -Isotopenverhältnisse . .                                                                          | 174        |
| <b>8</b> | <b>Diskussion der Ergebnisse und Ausblick</b>                                                                                                                 | <b>178</b> |
|          | <b>Anhang</b>                                                                                                                                                 | <b>185</b> |
| <b>A</b> | <b>Zusammenstellung der Ergebnisse aus Kap. 5.2</b>                                                                                                           | <b>185</b> |
| <b>B</b> | <b>Zusammenstellung der Ergebnisse der AMS-Einzelmessungen</b>                                                                                                | <b>186</b> |
| B.1      | Energieauflösung . . . . .                                                                                                                                    | 186        |
| B.2      | $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$ -Isotopenverhältnisse . . . . .                                                                                               | 186        |
|          | <b>Abbildungsverzeichnis</b>                                                                                                                                  | <b>190</b> |
|          | <b>Tabellenverzeichnis</b>                                                                                                                                    | <b>191</b> |
|          | <b>Literaturverzeichnis</b>                                                                                                                                   | <b>192</b> |
|          | <b>Danksagung</b>                                                                                                                                             | <b>199</b> |



# Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zum ersten Mal kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren in der Beschleuniger-Massenspektrometrie (**A**ccelerator **M**ass **S**pectrometry AMS), einer Standard-Methode zur Bestimmung kleinster Isotopenverhältnisse, eingesetzt, um das Isotopenverhältnis von  $^{236}\text{U}$  zu  $^{238}\text{U}$  zu bestimmen. Das Uran-Isotop  $^{236}\text{U}$  entsteht in der Neutroneneinfang-Reaktion  $^{235}\text{U}(n,\gamma)^{236}\text{U}$  und kann daher als Monitor-Nuklid für Neutronenflüsse verwendet werden.

Die Detektoren bestehen aus einem Saphir-Absorber, auf den ein supraleitender Aluminium-Film aufgedampft ist, der als Thermistor dient. Ein energetisches Schwerion deponiert seine kinetische Energie als Wärme im Absorber, dessen Temperaturänderung durch die Widerstandsänderung des Supraleiters nachgewiesen wird. Mit solchen Detektoren konnte in vorhergehenden Experimenten bei GSI in einem Energiebereich von  $E = 5 - 300 \text{ MeV/amu}$  für eine Vielzahl von Ionen von Neon bis Uran eine relative Energieauflösung von  $1 - 4 \times 10^{-3}$  erreicht werden.

Der für die Beschleuniger-Massenspektrometrie typische Energiebereich liegt bei  $E = 0.1 - 1 \text{ MeV/amu}$ . Im ersten Schritt wurde daher die systematische Untersuchung der Detektoreigenschaften auf diesen Energiebereich ausgedehnt. Diese Untersuchungen sowie die AMS-Messungen wurden am Tandem-Beschleuniger VERA des Instituts für Isotopenforschung und Kernphysik der Universität Wien durchgeführt. In einem Energiebereich von  $10 - 60 \text{ MeV}$  konnte für verschiedene Ionen ( $^{13}\text{C}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{238}\text{U}$ ) zunächst eine relative Energieauflösung von  $\Delta E/E = 7 \times 10^{-3}$  erreicht werden. Dies übertrifft die Auflösung konventioneller Ionisations-Detektoren um ca. eine Größenordnung. Durch eine Verbesserung thermischer und elektronischer Rauschbeiträge konnte in einem zweiten Experiment für Uran der Energie  $17 \text{ MeV}$  die Auflösung auf  $\Delta E/E = 4.6 \times 10^{-3}$  verbessert werden. Die Energie-Response des Detektors war linear über den gesamten beobachteten Energiebereich und unabhängig von der Ionenmasse; bis auf ein Niveau von  $0.1 \%$  wurde kein Pulshöhendefekt beobachtet. Diese Ergebnisse zeigen, daß solche Detektoren ein wertvolles Werkzeug in der Schwerionenphysik im Bereich relativ niedriger Ionenenergien darstellen.

Mit der erreichten Energieauflösung war es möglich, für mehrere Proben aus natürlichem Uran das Isotopenverhältnis  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  zu bestimmen: Um einen Material-Standard für Uran in der AMS zu etablieren, wurde das Isotopenverhältnis  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  für zwei Proben aus der Mine "K.u.K. Joachimsthal" möglichst präzise bestimmt. Die Ergebnisse in der vorliegenden Arbeit stimmen gut mit früheren Messungen überein, die mit einem konventionellen Detektorsystem durchgeführt wurden. Sowohl der statistische als auch der systematische Fehler konnten deutlich reduziert werden. Für eine weitere Probe, extrahiert aus dem Wasser einer Uran-haltigen Quelle in Bad Gastein, wurde ein Isotopenverhältnis von  $6.1 \times 10^{-12}$  gemessen. Dies stellt das kleinste bislang für  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  gemessene Isotopenverhältnis dar und bedeutet eine Steigerung der Sensitivität um eine Größenordnung.

Die erreichte Energieauflösung ermöglicht es außerdem, die Detektoren zur direkten Massenidentifikation von schweren Ionen mittels einer kombinierten Energie-Flugzeit-Messung einzusetzen. In ersten Test-Messungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Massenauflösung von  $\Delta M/M = (8.5 - 11.0) \times 10^{-3}$  erreicht. In einem ersten Test für den Einsatz dieser Detektoren zum Nachweis sog. "super-schwerer Elemente ( $Z \geq 112$ )" erlaubte der große dynamische Bereich, die Reaktionsprodukte und ihre nachfolgenden Alpha-Zerfälle mit hoher Energieauflösung simultan und zeitaufgelöst nachzuweisen.





# Kapitel 1

## Einleitung

Experimente mit schweren Ionen von Helium bis Uran sind ein wichtiges Teilgebiet der physikalischen Forschung. Die z.B. bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI in Darmstadt bestehenden Beschleuniger-Anlagen stellen Strahlen aller Elemente mit Energien von 1.4 MeV/amu bis in den relativistischen Bereich von 2 GeV/amu zur Verfügung. Im Experimentierspeicherring ESR werden relative Energieschärfen von  $\Delta E/E \leq 10^{-4}$  erreicht [1]. Der Fragmentseparator FRS erlaubt auch die Erzeugung von Strahlen sehr kurzlebiger, radioaktiver Isotope. Der Ausbau der Beschleuniger-Struktur im "GSI Zukunftsprojekt" [2] mit einem größeren Schwerionensynchrotron und weiteren Speicherringen wird die schon heute überragenden Experiment-Möglichkeiten bezüglich Energie, Intensität und Vielfalt der zur Verfügung stehenden Primär- und Sekundär-Strahlen um Größenordnungen verbessern.

Die Experimente, die mit diesen Anlagen durchgeführt werden, reichen von der Grundlagenforschung bis hin zu Anwendungen in den unterschiedlichsten Bereichen, von denen hier nur einige exemplarisch aufgeführt werden sollen:

- Die hohen Energien ermöglichen es, Wasserstoff-ähnliche Ionen bis hin zum Uran  $U^{91+}$  zu erzeugen und zu speichern, um an ihnen Spektroskopie zu betreiben und unter anderem die Vorhersagen der Quantenelektrodynamik in extrem starken elektrischen Feldern zu untersuchen.
- Streu- und Kernreaktionsexperimente untersuchen die Struktur von Nukliden am Rande der Stabilität: Wesentliche Reaktionspfade der stellaren Nukleosynthese verlaufen entlang von Nuklid-Ketten mit protonen- bzw. neutronenreichen Nukliden. Das Verständnis der Eigenschaften dieser Nuklide ist eine Grundlage für das Verständnis der Häufigkeitsverteilung der Elemente im Universum.
- Bei der Erzeugung von sogenannten "Superschweren Elementen" mit  $Z \geq 100$  hofft man, jenseits der bekannten Nuklidkarte neue Inseln der Stabilität zu finden. Bei GSI wurden bereits die Elemente mit  $Z = 107 - 112$  erfolgreich synthetisiert [3].
- Anwendungen von Schwerionen-Strahlen reichen von materialwissenschaftlichen Fragestellungen bis zur Medizin, z.B. in der Krebstherapie [4]. Die Methode der "Beschleuniger-Massenspektrometrie" (**A**ccelerator **M**ass

Spectrometry = AMS) nutzt Schwerionenstrahlen in der Ultra-Spurenanalyse und für Datierungen unterschiedlichster Proben [5].

Für eine Vielzahl von Experimenten sind unter anderem hochauflösende Schwerionen-Detektoren erforderlich, mit denen die kinetische Energie der gestreuten Teilchen oder der Reaktionsprodukte präzise gemessen werden kann. Konventionell benutzte Schwerionendetektoren sind Oberflächensperrschichtzähler, Szintillatoren oder Ionisationskammern. Sie alle sind in ihrem Energieauflösungsvermögen prinzipiell begrenzt: zum einen durch die Anzahl der erzeugten Quanten, zum anderen durch Verlustprozesse des Energienachweises. Die Anregungsenergien zur Erzeugung eines Quants liegen je nach Detektor in der Größenordnung von einigen Elektronvolt. Vor allem für sehr schwere Ionen mit hohen Ionisationsdichten begrenzen zudem Verluste durch vorzeitige Rekombination von Ladungsträgern die Auflösung. Je nach Detektor werden für Alpha-Teilchen und leichte Ionen Auflösungen von  $\Delta E/E \approx 0.3 - 1 \%$  [3], für schwere Ionen von  $\Delta E/E \approx 1 - 5 \%$  erreicht [6].

Mit Magnetspektrometern läßt sich über die Messung des Quotienten  $p/q$  ( $p$  = Ionenimpuls,  $q$  = Ionenladung) die kinetische Energie des Ions bestimmen, wenn die Ionenladung  $q$  eindeutig bekannt ist. Die Ionen können jedoch im Target Umladungsreaktionen unterliegen. Dann können Ionen unterschiedlicher Ladungszustände, aber mit demselben  $p/q$  das Magnetspektrometer passieren. Der Ladungszustand der detektierten Ionen ist nicht mehr eindeutig definiert, daher ist die kinetische Energie nicht mehr eindeutig bestimmbar. Außerdem sind Magnetspektrometer für schwere Ionen sehr groß, können aber bei guter Auflösung nur einen kleinen Raumwinkel abdecken.

Ein alternatives Detektorkonzept, das sehr hohe Energieauflösungen erwarten läßt, ist das des "kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektors":

Dringt ein Ion in einen Festkörper ein, deponiert es einen Teil seiner Energie durch direkte Stöße mit den Targetkernen. Dieser Teil wird in einem ladungserzeugenden Detektor nicht nachgewiesen. Zudem rekombinieren die durch Ionisation erzeugten Ladungen nach einer gewissen Zeit. Ihre Anregungsenergie wird in Form von Wärme an das Gitter abgeben. Ein "Kalorimeter" mißt den Temperaturanstieg  $\Delta T$ , der durch die vom Ion im Festkörper deponierte Wärme erzeugt wird und daher ein direktes Maß für die Ionenenergie darstellt. Dieses Konzept hat zwei wesentliche Vorteile: Da zusätzlich zu der direkt als Wärme deponierten Energie auch die zunächst durch Ionisation deponierte Energie als Wärme nachgewiesen wird, ist ein vollständigerer Nachweis der eingetragenen Energie möglich. Insbesondere bei niedrigen Ionenenergien, bei denen ein erheblicher Teil der Energie direkt in Wärme deponiert wird, erhöht dies gegenüber konventionellen Detektoren die Detektionseffizienz auf nahe 100%. Verluste von Ladungsträgern durch Rekombination bei hohen Ionisationsdichten, die insbesondere für sehr schwere Ionen auftreten, sind keine Begrenzung der Auflösung, da auch die Energie aus vorzeitiger Rekombination von Ladungsträgern nachgewiesen wird. Die Anregungsenergie zur Erzeugung eines thermischen Phonons liegt in der Größenordnung von Millielektronvolt. Die Anzahl der erzeugten Quanten ist daher um ca. einen Faktor 1000 größer als bei der Erzeugung von Ladungsträgern. Zusammen mit dem vollständigeren Energienachweis erlaubt dies eine Steigerung der Energieauflösung gegenüber konventionellen Detektoren um ein bis zwei Größenordnungen.

Die Temperaturänderung  $\Delta T$  ist bei vorgegebener Energie des einfallenden Ions umgekehrt proportional zur Wärmekapazität  $C$  des eingesetzten Detektors (s. Kap. 2). Diese muß deshalb möglichst gering gewählt werden. Für Metalle gilt  $C \sim T$ , für Isolatoren  $C \sim T^3$ . Die größte Sensitivität erreichen solche Detektoren daher bei sehr tiefen Temperaturen.

Kalorimetrische Detektoren bei Raumtemperatur wurden bereits im 19. Jahrhundert von Langley zum Nachweis von Infrarotstrahlung und von Curie und Laborde zum Nachweis radioaktiver Strahlung verwendet [7]. Jedoch ermöglichte erst die Entwicklung der Tieftemperaturtechnik zu Beginn des 20. Jahrhunderts, ihr Potential voll auszuschöpfen. Kalorimetrische Tieftemperaturdetektoren wurden zum ersten Mal 1939 von A. Goetz vorgeschlagen [8] und 1967 zum ersten Mal in einem Experiment zur Spektroskopie an Molekularstrahlen eingesetzt [9]. Inzwischen sind sie ein etabliertes Instrument in verschiedensten Gebieten der Physik: Kalorimetrische Detektoren werden auf Röntgensatelliten eingesetzt (BEPPPO/SAX, Planck/HFI, ConstellationX, Astro-E), da ihre Auflösung die konventioneller Röntgendetektoren um mehr als eine Größenordnung übertrifft [10, 11]. Mit diesen Detektoren wurde u.a. das Rätsel kosmischer Gamma-Strahlen-Ausbrüche gelöst und die kosmische Hintergrundstrahlung mit unerreichter Präzision vermessen. Aufgrund ihrer hohen Sensitivität für sehr langsame, schwere Teilchen werden sie bei der Suche nach sog. WIMPS (**W**eakly **I**nteracting **M**assive **P**articles) eingesetzt (CRESST, CDMS) [12, 13]. Da das Detektormaterial keinen prinzipiellen Beschränkungen unterliegt (wie Leitfähigkeit oder Anregungsenergien bei konventionellen Detektoren), ist es möglich, den Detektor *gleichzeitig* als Teilchenquelle zu verwenden. Mit dem Detektormaterial  $\text{TeO}_2$  wird der neutrinolose Beta-Zerfall an  $^{130}\text{Te}$  untersucht [14], mit dem Detektormaterial  $\text{AgReO}_4$  kann man in "Beta-Endpunkt-Messungen" das Energiespektrum am Maximum der Beta-Energie sehr genau vermessen [15]. Aus beiden Experimenten läßt sich die Neutrino-Masse mit hoher Präzision extrahieren. Mit einem Detektor aus  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  wurde zum ersten Mal der Alpha-Zerfall von  $^{209}\text{Bi}$  beobachtet und die Alpha-Energie auf 3.137(2) MeV bestimmt [16]. Einen Überblick über das Gebiet geben außerdem die Referenzen [17] und [18].

Meier [19, 20, 21] und v. Kienlin [22, 23] haben in den Vorgängerarbeiten zu der vorliegenden Arbeit gezeigt, daß kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren für den Nachweis von Schwerionen im bei GSI zugänglichen Energiebereich von 5 – 300 MeV/amu eine sehr gute Energieauflösung von  $\Delta E/E = 1 - 2 \times 10^{-3}$  erreichen können (s. auch [24]). Meier hat zudem in einem ersten Experiment zur Untersuchung der Riesenresonanz in Blei-Kernen gezeigt, daß diese Detektoren ein wertvolles Instrument in Schwerionenexperimenten darstellen können.

In der vorliegenden Arbeit wurden unter anderem vorbereitende Messungen für eine weitere potentielle Anwendung durchgeführt: die direkte Massenidentifikation von Reaktionsprodukten mittels einer simultanen Messung von Energie und Flugzeit. Die Identifikation der Masse ist beispielsweise bei Reaktionen mit kurzlebigen radioaktiven Projektilen von Bedeutung, wie sie am Fragmentseparator FRS bei GSI oder am VAMOS-Spektrometer am GANIL in Frankreich durchgeführt werden. Konventionell werden Magnetspektrometer (Messung des Impulses) in Kombination mit einer Flugzeit-Messung (Bestimmung der Geschwindigkeit) zur Massenidentifikation eingesetzt. Die Nachteile eines solchen Magnetspektrometers – Ladungsvieldeutigkeiten sowie kleine Raumwinkel – wurden bereits diskutiert. Eine simultane Messung

der kinetischen Energie und der Geschwindigkeit eines Teilchens stellt eine elegante Alternative zum Magnetspektrometer dar; jedoch ist für sehr große Ionenmassen eine relative Energieauflösung von  $\Delta E/E \sim 10^{-3}$  erforderlich.

Am Schwerionen-Separator SHIP bei GSI werden "Superschwere Elemente" erzeugt (s.o.). Diese Elemente werden über ihre charakteristischen Alpha-Zerfälle identifiziert und nachgewiesen. Jedoch wird für  $Z \geq 112$  die Wahrscheinlichkeit für eine Spontanspaltung so groß, daß das erzeugte Isotop nicht unter Emission von Alpha-Teilchen zerfällt, sondern spontan spaltet. Um dann das erzeugte Isotop eindeutig zu identifizieren, ist es notwendig, seine Masse zu bestimmen. Der dynamische Bereich des Detektors sollte gleichzeitig groß genug sein, um eventuelle Alpha-Zerfälle simultan nachzuweisen.

In der vorliegenden Arbeit wurden erste kombinierte Energie-Flugzeit-Messungen durchgeführt, um die Eignung der Detektoren für einen Einsatz am SHIP-Experiment zu untersuchen.

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit lag im ersten Einsatz von kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren in der Beschleuniger-Massenspektrometrie, einer Standard-Methode zur Bestimmung von kleinsten Isotopenverhältnissen. Das prominenteste Beispiel ist die "Radio-Carbon-Datierung" oder "C-14-Datierung" [5]. Hierbei mißt man den Gehalt an  $^{14}\text{C}$  in einer Probe im Verhältnis zu dem stabilen Isotop  $^{12}\text{C}$ ; aus diesem Verhältnis kann auf das Alter der Probe geschlossen werden. Allerdings kommt  $^{14}\text{C}$  im natürlichen Kohlenstoff nur mit einer Häufigkeit von  $1.2 \times 10^{-12}$  vor. Ein konventionelles Massenspektrometer kann das  $^{14}\text{C}$  nicht von Untergrund durch das stabile Isobar  $^{14}\text{N}$  oder Molekülonen wie  $^{13}\text{CH}$  oder  $^{12}\text{CH}_2$  trennen. In der Beschleuniger-Massenspektrometrie [5] wird daher ein Beschleuniger eingesetzt, um die Untergrundabtrennung zu verbessern, da in den zumeist verwendeten Tandem-Beschleunigern Molekülonen aufgebrochen werden und außerdem bei hohen Energien aufgrund der höheren Impulse eine bessere Trennung benachbarter Massen möglich ist. Mit der Beschleuniger-Massenspektrometrie konnte im Vergleich zur konventionellen Massenspektrometrie eine Erhöhung der Sensitivität um einen Faktor 100 000 erreicht werden [5].

Neben Kohlenstoff und anderen leichten Elementen sind in den letzten Jahren zunehmend auch sehr schwere Elemente wie Uran und Plutonium für die AMS interessant geworden. Unter den Uran-Isotopen ist das  $^{236}\text{U}$  von besonderem Interesse. Es wird aus dem in natürlichem Uran enthaltenen  $^{235}\text{U}$  durch Neutroneneinfang in der Reaktion  $^{235}\text{U}(n,\gamma)^{236}\text{U}$  gebildet und kann daher als ein Monitornuklid für Neutronenflüsse benutzt werden. Neben Anwendungen aus der Kerntechnik ist dies auch für geologische Untersuchungen von Interesse:  $^{236}\text{U}$  ist wegen seiner kurzen Halbwertszeit im Gegensatz zu den anderen Uran-Isotopen nicht aus der Frühzeit des Sonnensystems erhalten geblieben.  $^{236}\text{U}$ , das auf der Erde gefunden wird, muß nach der Entstehung des Sonnensystems durch Neutroneneinfang gebildet worden sein. Daher kann der Gehalt von  $^{236}\text{U}$  in geologischen Proben verwendet werden, um zu bestimmen, ob diese Proben irgendwann in der Erdgeschichte einem erhöhten Neutronenfluß ausgesetzt waren, z.B. wenn an einer Stelle irgendwann ein "natürlicher Reaktor" aktiv war wie in Gabun in Westafrika [25].

In der AMS wird das Isotopenverhältnis von  $^{236}\text{U}$  zu dem langlebigen  $^{238}\text{U}$  untersucht. Jedoch stellt sich die Untergrund-Situation für sehr schwere Ionen wie Uran anders dar als für leichte Elemente. Für sehr schwere Ionen existieren kei-

ne stabilen Isobare oder Molekülonen gleicher Masse. Untergrund kommt jedoch von den benachbarten Isotopen desselben Elements. Die relative Massen-Trennung von zwei benachbarten Uran-Isotopen liegt z.B. bei  $\Delta M/M = 5 \times 10^{-3}$ . Um sehr kleine Isotopenverhältnisse messen zu können, müssen die benachbarten Isotope in den Filtern des AMS-Aufbaus vollständig getrennt werden. Doch selbst wenn diese Filter prinzipiell ausreichen, die benachbarten Isotope voneinander zu trennen, kann Untergrund durch Nachbarisotope nicht völlig ausgeschlossen werden: Durch Ladungsaustausch-Reaktionen mit Restgas-Atomen des Vakuums in der Beamline können Ionen benachbarter Isotope mehrfach umgeladen werden und, wenn ihr  $p/q$  mit dem des  $^{236}\text{U}$  übereinstimmt, die elektrischen und magnetischen Filter des AMS-Aufbaus passieren. Dieser Untergrund limitiert für AMS mit einem konventionellen Detektionssystem die Sensitivität für Uran auf  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} \geq 10^{-10}$  [26].

Die Beschleunigungsspannung der in der AMS verwendeten Tandem-Beschleuniger liegt typischerweise bei 3 – 5 MV, dies entspricht je nach Masse und Ladungszustand des beschleunigten Ions einer Energie von  $E = 0.1 - 1 \text{ MeV/amu}$ . In der vorliegenden Arbeit wurde daher das Detektorverhalten bei Schwerionen-Beschuß mit Schwerionen-Energien in diesem Energiebereich für verschiedene Ionen und Energien systematisch untersucht, um das Verhalten hinsichtlich Linearität, Energieauflösung, Detektionseffizienz sowie Anfälligkeit gegenüber Strahlenschäden zu charakterisieren und festzustellen, ob diese Detektoren sich für einen Einsatz in der AMS eignen. Da die Ionen in diesem Energiebereich Reichweiten in der Größenordnung von Mikrometern haben, wurden auch Untersuchungen mit dünneren Absorbern als in den Vorgängerarbeiten durchgeführt, die eine geringere Wärmekapazität hatten und daher eine Verbesserung der Energieauflösung und Sensitivität versprachen. Die systematischen Untersuchungen des Detektorverhaltens wurden ebenso wie die AMS-Messungen am VERA-Beschleuniger des "Instituts für Isotopenforschung und Kernphysik" der Universität Wien durchgeführt [27, 28]. VERA ist aufgrund seiner hohen Strahlqualität ( $\Delta E/E = 10^{-4}$ ) sehr gut für systematische Untersuchungen geeignet. Außerdem lassen sich sowohl Ion als auch Energie in kurzer Zeit ändern. VERA ist weiterhin ein Beschleuniger, der auf AMS, insbesondere auch mit schweren Ionen, optimiert ist.

Nach den Charakterisierungsmessungen im für AMS typischen Energie-Bereich wurde zum ersten Mal ein kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektor in einem AMS-Experiment eingesetzt. Ziel dieses Experiments war die Messung des Isotopenverhältnisses von  $^{236}\text{U}$  zu  $^{238}\text{U}$  in unterschiedlichen Proben von natürlichem Uran: Zwei Proben stammten von Material aus der Mine "K.u.K. Joachimsthal", das vor 1918 eingelagert wurde und daher keiner Kontamination durch Kernwaffenexplosionen ausgesetzt war. Dieses Material eignet sich hervorragend als Material-Standard in der AMS. Dazu ist es notwendig, sein Isotopenverhältnis mit möglichst großer Präzision zu bestimmen. Steier et al. haben für dieses Material mit einer konventionellen Ionisationskammer und einem Flugzeitspektrometer ein Isotopenverhältnis von  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} = (6.1 \pm 0.4 \pm 1.8) \times 10^{-11}$  bestimmt [26]. Ein Ziel des in der vorliegenden Arbeit vorgestellten AMS-Experimentes war es, die Bestimmung des Isotopenverhältnisses für diese Probe unter Verbesserung des statistischen und des systematischen Fehlers zu wiederholen, um die Etablierung eines Material-Standards zu ermöglichen.

Eine weitere untersuchte Uran-Probe wurde aus dem Wasser einer Uran-haltigen Quelle in Bad Gastein, Österreich, extrahiert. In diesem Material lag das erwartete

Isotopenverhältnis in der Größenordnung  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} \approx 10^{-12} - 10^{-14}$ . Die experimentelle Bestimmung des Isotopenverhältnisses für diese Probe stellte einen ersten Versuch dar, die mit einem konventionellen Detektor bisher erreichte Sensitivität um ein bis drei Größenordnungen zu verbessern.

Nachdem im Kapitel 2 in die theoretischen Grundlagen eingeführt wurde, werden in den Kapiteln 3 und 4 die untersuchten Detektoren und die Charakterisierungsmessungen mit Alpha-Teilchen vorgestellt. Kapitel 5 stellt die Ergebnisse der systematischen Untersuchungen im Energiebereich von  $0.1 - 1 \text{ MeV/amu}$  vor. In Kapitel 6 sind die Ergebnisse der Test-Experimente für die Energie-Flugzeit-Messung zusammengefaßt. Die Ergebnisse des AMS-Experiments werden in Kapitel 7 präsentiert. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Ausblick auf zukünftige Experimente und Einsatzmöglichkeiten der Detektoren beschließen die Arbeit.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

### 2.1 Detektionsprinzip kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren

Per Definition ist ein "Kalorimeter" ein Gerät, mit dem Wärmemengen gemessen werden. Wird diese Wärmemenge durch Strahlung erzeugt und über einen temperaturabhängigen Widerstand nachgewiesen, spricht man auch von einem "Bolometer". Historisch wurden Bolometer zum ersten Mal zur Detektion von Infrarot-Strahlung eingesetzt [7]. Da die hier beschriebenen Detektoren zum Nachweis einzelner Ionen benutzt werden, ist der Begriff "Einteilchen-Kalorimeter" zutreffender.

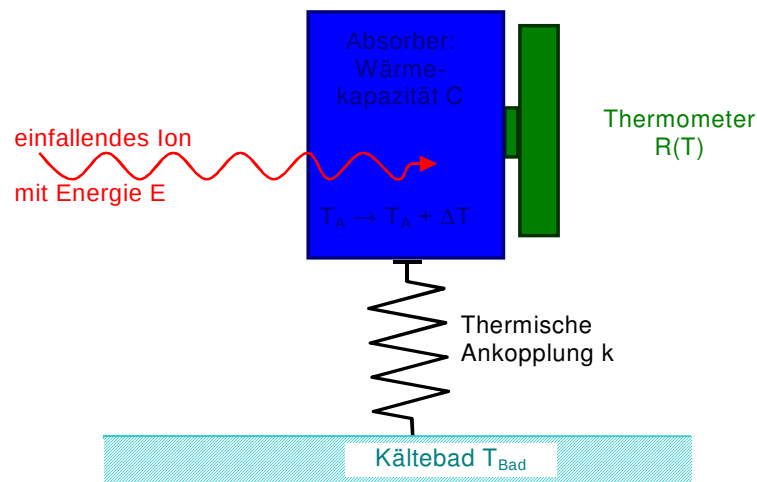


Abbildung 2.1: Detektionsprinzip eines Einteilchen-Kalorimeters

In Abbildung 2.1 ist das Detektionsprinzip eines solchen Einteilchen-Kalorimeters dargestellt:

Ein einfallendes Teilchen mit Energie  $E$  trifft einen Absorber mit einer Wärmekapazität  $C$  bei der Temperatur  $T_A$  und erwärmt diesen um den Betrag  $\Delta T$ . Die Erwärmung wird über die Widerstandsänderung eines temperaturabhängigen Widerstandes  $R(T)$  nachgewiesen. Über die thermische Ankopplung  $k$  wird  $\Delta T$  schließlich an das Kältebad mit der Temperatur  $T_{Bad}$  abgeführt, der Detektor steht

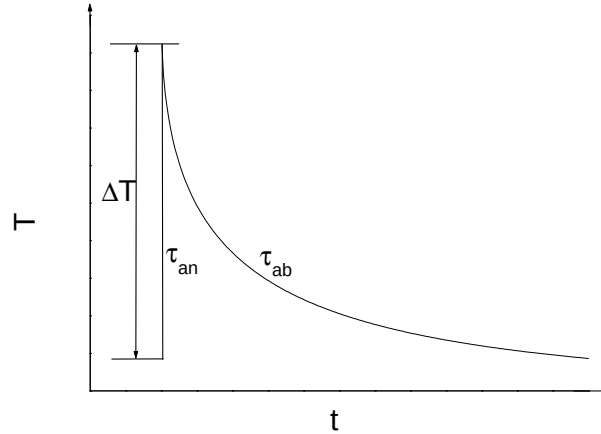


Abbildung 2.2: Schematisches Temperatur-Signal eines Einteilchen-Kalorimeters

für erneuten Teilchen-Nachweis zur Verfügung. Abbildung 2.2 zeigt exemplarisch den zeitlichen Verlauf eines Temperatursignals: Die Anstiegszeit  $\tau_{an}$  wird im wesentlichen von elektronischen Komponenten bestimmt; die untere Grenze für  $\tau_{an}$  stellt die Thermalisierungszeit  $\tau_{th}$  dar. Die Abklingzeit  $\tau_{ab}$  ergibt sich aus der thermischen Ankopplung  $k$  und der Wärmekapazität  $C$ :  $\tau_{ab} \sim C/k$ .

Die einzelnen Komponenten sollen im folgenden diskutiert werden.

### 2.1.1 Der Absorber

Wenn das Ion in den Absorber eindringt, wird ein Teil der kinetischen Energie durch Rutherford-Streuung an den Targetkernen direkt als Wärme deponiert (nuklearer Energieverlust). Die übrige Energie erzeugt Ladungsträger-Paare (elektronischer Energieverlust). Diese Ladungsträger-Paare rekombinieren aber nach ca.  $10^{-12}$  s und geben ihre Energie als Wärme an das Kristallgitter ab [29]. In beiden Fällen werden zunächst hochenergetische Phononen erzeugt. Diese zerfallen durch Mehr-Phononenstreuung in ballistische Phononen, deren freie Weglänge im wesentlichen von den Abmessungen des Absorbers bestimmt wird. Nach einer Zeit  $\tau_{th}$ , die je nach Größe des Absorbers in der Gegend von einigen Mikrosekunden liegt, thermalisieren die ballistischen Phononen im gesamten Absorber und das Temperatursignal  $\Delta T$  baut sich auf. Wenn man annimmt, daß ein Bruchteil  $\epsilon$  der deponierten Energie  $E$  in Wärme umgewandelt wird, gilt für  $\Delta T$ :

$$\Delta T = \frac{\epsilon \cdot E}{C} \quad (2.1)$$

Die Wärmekapazität  $C$  ist hierbei  $C = M_{Absorber} \cdot c$ , mit der spezifischen Wärmekapazität  $c$  des Absorbers. Die spezifische Wärmekapazität setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen:  $c = c_{el} + c_l$

- Beitrag der Elektronen:  $c_{el} = \gamma \cdot T$   
Hierbei ist  $\gamma$  eine Materialkonstante. Für Isolatoren ist  $\gamma = 0$ , für Supraleiter gilt  $\gamma \sim \frac{1}{T} \cdot \exp(-T_C/T)$  ( $T_C$  = Übergangstemperatur).



- Beitrag des Kristallgitters:  $c_l = c_0 \cdot T^3$

Für den Beitrag der Gitterschwingungen gilt das *Debye-Gesetz* [30]:

$$c_0 = \frac{12\pi^4}{5} n k_B \left( \frac{1}{\Theta_D} \right)^3 \left[ \frac{\text{J}}{\text{cm}^3 \text{ K}^4} \right] \quad (2.2)$$

mit der Boltzmann-Konstanten  $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ , der Atomzahldichte  $n [\text{cm}^{-3}]$  und der Debye-Temperatur  $\Theta_D [\text{K}]$ .

Um eine möglichst große Temperaturänderung  $\Delta T$  und damit eine hohe Sensitivität zu erreichen, sollte die Wärmekapazität möglichst klein sein. Um jedoch mit einer großen aktiven Fläche einen möglichst großen Raumwinkel abzudecken, kann die Masse des Detektors nicht beliebig verringert werden. Daher muß die spezifische Wärmekapazität  $c$  möglichst gering gewählt werden. Deshalb werden solche Kalorimeter bei tiefen Temperaturen betrieben. Bei Metallen überwiegt bei tiefen Temperaturen die elektronische Komponente  $c_{el}$  der Wärmekapazität. Da bei dielektrischen Materialien  $c_{el} = 0$  gilt, sind Dielektrika mit einer hohen Debye-Temperatur  $\Theta_D$  als Absorber besser geeignet.

In Tabelle 2.1 sind für einen Saphirabsorber mit einem Volumen  $V = 1 \text{ mm}^3$  für verschiedene Temperaturen die Wärmekapazität  $C$  und der Temperatursprung  $\Delta T$  sowie die theoretisch erreichbare Energieauflösung  $\Delta E$  für 5.5 MeV Alpha-Teilchen aufgeführt.

| T [K] | C [J/K]             | $\Delta T$ [K]      | $\Delta E$ [keV]  |
|-------|---------------------|---------------------|-------------------|
| 300   | $3 \times 10^{-3}$  | $3 \times 10^{-10}$ | $1.1 \times 10^5$ |
| 77    | $2 \times 10^{-4}$  | $5 \times 10^{-9}$  | $1.3 \times 10^4$ |
| 4     | $2 \times 10^{-8}$  | $4 \times 10^{-5}$  | 31                |
| 1     | $4 \times 10^{-10}$ | $2 \times 10^{-3}$  | 2                 |
| 0.1   | $4 \times 10^{-13}$ | 3                   | 0.02              |

Tabelle 2.1: Beispiel für die Erwärmung  $\Delta T$  eines Saphir-Absorbers mit  $V = 1 \text{ mm}^3$  beim Einfallen eines 5.5 MeV Alpha-Teilchens für verschiedene Temperaturen sowie die erreichbare Energieauflösung  $\Delta E$ . Die Energieauflösung wurde mit Gleichung (2.72) aus Abschnitt 2.6.2 abgeschätzt mit einem mittleren Wert für den Parameter  $\xi = 2$ .

Aufgrund der  $T^{-3}$ -Abhängigkeit der Wärmekapazität kann bei Temperaturen von wenigen Kelvin eine sehr gute Energieauflösung erreicht werden. Die Tabelle verdeutlicht noch einmal die Bedeutung, die der geringen Arbeitstemperatur von einigen Kelvin für einen solchen Detektor zukommt. Da die Ausbildung unterschiedlicher Temperatur-Regionen im Detektor eine Ortsabhängigkeit der Detektor-Response-Funktion zur Folge haben kann, ist neben der geringen Wärmekapazität eine hinreichende Wärmeleitfähigkeit des Absorbers bei den tiefen Temperaturen notwendig, um eine rasche und vollständige Thermalisierung des gesamten Absorbers zu erreichen. Da bei tiefen Temperaturen die freie Weglänge der Phononen neben den Abmessungen des Absorbers wesentlich von Fehlstellen im Kristallgitter begrenzt wird, ist für eine gute Wärmeleitfähigkeit u.a. ein Kristallgitter mit möglichst wenig Fehlstellen bzw. Defekten von Bedeutung.

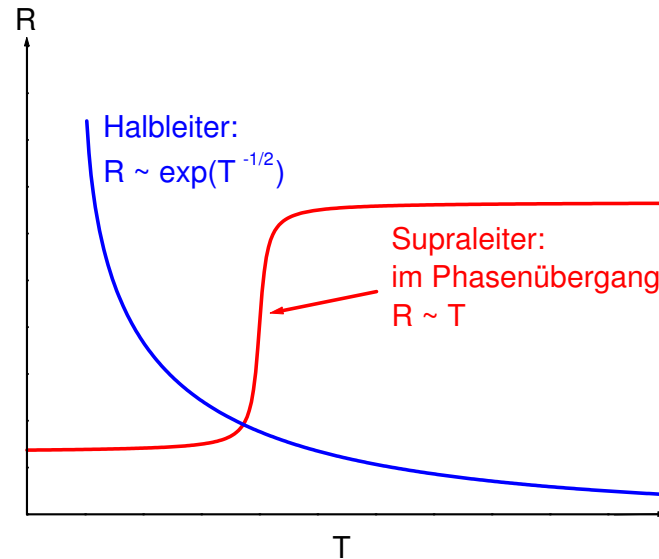


Abbildung 2.3: Qualitative Abhängigkeit des Widerstands  $R$  von der Temperatur  $T$  für einen kompensiert dotierten Halbleiter und einen Supraleiter am Phasenübergang

### 2.1.2 Das Thermometer

Das Thermometer sollte in jedem Fall sehr gut an den Absorber angekoppelt sein, um eine optimale Thermalisierung zu ermöglichen. Wünschenswert ist auch ein geringer Beitrag zur Wärmekapazität des Gesamtsystems. Es gibt verschiedene temperaturabhängige Größen, die für den Nachweis der Temperaturänderung  $\Delta T$  benutzt werden können. Da in dieser Arbeit die Temperaturabhängigkeit von Widerständen ("Prinzip des Bolometers") benutzt wurde, soll hier nur auf dieses Prinzip eingegangen werden.

Die Temperaturänderung  $\Delta T$  verursacht eine Widerstandsänderung  $\Delta R$  (unter der Annahme, daß  $dR/dT$  unabhängig von  $T$  für kleine Temperaturänderungen  $\Delta T$ ):

$$\Delta R = \frac{dR}{dT} \Delta T \quad (2.3)$$

Zur Beschreibung der Sensitivität wird häufig der Temperaturkoeffizient  $\alpha$  eingeführt:

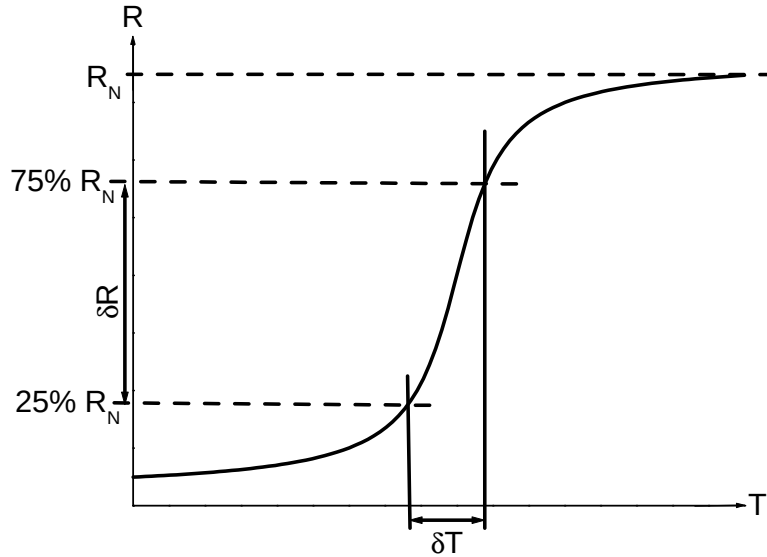
$$\alpha := \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \quad (2.4)$$

Je größer  $\alpha$  ist, desto größer ist die Sensitivität des Thermometers.

In dieser Arbeit werden zwei verschiedene Thermometer-Typen vorgestellt:

- Thermometer auf Basis eines kompensiert dotierten Halbleiters
- Thermometer auf Basis eines Supraleiters im Phasenübergang

Der qualitative  $R(T)$ -Verlauf für beide Thermometer ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

Abbildung 2.4: Definition der Übergangsbreite  $\delta T$ 

Für einen kompensiert dotierten Halbleiter wird bei niedrigen Temperaturen die Leitung durch den Mechanismus der "hopping conductivity" bestimmt (s. Kap. 2.3. und [31]):

$$R(T) = R_0 \exp \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \quad (2.5)$$

bzw. für den Temperaturkoeffizienten:

$$\alpha(T) = -0.5 \sqrt{\left( \frac{T_0}{T^3} \right)} \quad (2.6)$$

Typische Werte für  $\alpha$  liegen bei  $2 - 4 \text{ K}^{-1}$  [23]. Der Temperaturkoeffizient ist negativ und wird für tiefere Temperaturen größer.

Für Supraleiter ist im Phasenübergang  $\frac{dR}{dT}$  näherungsweise konstant. Es gilt:

$$R(T) = \frac{dR}{dT} \cdot T \equiv \frac{\delta R}{\delta T} \cdot T \quad (2.7)$$

Die Breite des Übergangs  $\delta T$  wird definiert als der Temperatur-Bereich, in dem der Detektorwiderstand  $R(T)$  von  $75\% R_N$  auf  $25\% R_N$  abfällt.  $R_N$  ist dabei der normalleitende Widerstand oberhalb des Übergangs (s. auch Abb. 2.4).

Für die Sensitivität gilt dann:

$$\alpha = \frac{1}{R} \cdot \frac{\delta R}{\delta T} \quad (2.8)$$

$\alpha$  ist hier positiv und wird mit sinkendem Detektorwiderstand größer. Da die Breite des Phasenübergangs  $\delta T$  im Bereich von Milli-Kelvin liegt, kann eine große Steigung  $\delta R/\delta T$  und damit ein  $\alpha$  von  $50 - 150 \text{ K}^{-1}$  erreicht werden (s. Kap. 4.2.2). Jedoch ist die Arbeitstemperatur eines Phasenübergangs-Thermometers auf den kleinen

Bereich des Übergangs  $\delta T$  beschränkt. Halbleiter-Thermistoren haben i. a. eine geringere Sensitivität, können jedoch in einem größeren Temperaturbereich eingesetzt werden.

Die thermische Kopplung zwischen Absorber und Thermometer kann, je nach Größe und Art der verwendeten Materialien, unterschiedlich realisiert werden. Die Halbleiter-Thermistoren in der hier vorgelegten Arbeit wurden mit einem sehr gut wärmeleitenden Kleber auf den Absorber aufgeklebt. Der Supraleiter wurde lithographisch direkt auf den Absorber aufgebracht (s. Kap. 3).

### 2.1.3 Die thermische Ankopplung an das Kältebad

Die gesamte im Absorber deponierte Wärme wird über die thermische Kopplung  $k$  an das Kältebad abgeführt.  $k$  ergibt sich aus der Geometrie (Fläche  $A$  und Länge  $l$ ) und der spezifischen Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  der Kopplung [32]:

$$k \equiv \lambda \cdot \frac{A}{l} \quad (2.9)$$

Für die spezifische Wärmeleitfähigkeit unterscheidet man zwei Fälle:

#### dielektrische Festkörper:

Debye hat die spezifische Wärmeleitfähigkeit für dielektrische Festkörper abgeleitet zu:

$$\lambda = \frac{1}{3} c v_s l \quad (2.10)$$

Hierbei ist  $c$  die spezifische Wärmekapazität,  $v_s$  die Schallgeschwindigkeit und  $l$  die mittlere freie Weglänge der Phononen. Solange Stöße zwischen Phononen die freie Weglänge begrenzen, ist  $l \sim 1/T$ . Für tiefe Temperaturen  $T \leq \Theta_D/10$  wird die Wahrscheinlichkeit eines Stoßes zwischen Phononen sehr klein. Dann wird  $l$  nur noch durch die Streuung der Phononen an den Grenzflächen des Kristalls bestimmt. Casimir hat für den Fall einer Probe mit quadratischem Querschnitt der Seitenlänge  $D$  die spezifische Wärmeleitfähigkeit abgeleitet zu [33]:

$$\lambda = 622 c_0^{2/3} p D T^3 \frac{W}{\text{cm K}} \quad (2.11)$$

$p$  ergibt sich aus dem Verhältnis der longitudinalen zur transversalen Schallgeschwindigkeit und ist für die meisten Festkörper  $p = 1.4$ . Diese Beziehung gilt strenggenommen nur für einen unendlich langen Festkörper ( $D \ll L$ ,  $L$  = Länge des Wärmeleiters). Für ein endliches Verhältnis  $D/L$  muß  $\lambda$  korrigiert werden. Berman et al. haben die Korrektur für verschiedene Werte von  $D/L$  berechnet [34]; für  $D/L = 0.1$  erhalten sie z.B. einen Korrekturfaktor für  $\lambda$  von 0.85.

Neben Stößen der Phononen kann Streuung an Fehlstellen die freie Weglänge begrenzen. Für diesen Prozeß ist die freie Weglänge der Phononen im wesentlichen von der Konzentration der Fehlstellen und kaum von der Temperatur abhängig. In einem möglichst idealen Kristall sollte dieser Prozeß aber eine untergeordnete Rolle spielen.

**Metalle:**

Aufgrund ihrer hohen Beweglichkeit tragen in Metallen hauptsächlich die Elektronen zur Wärmeleitfähigkeit bei; der Beitrag der Phononen kann im allgemeinen vernachlässigt werden. Aus der Fermigas-Theorie ergibt sich die spezifische Leitfähigkeit der Elektronen  $\lambda_{el}$ :

$$\lambda_{el} = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k_B}{e} \right)^2 T \cdot \sigma \quad (2.12)$$

$\sigma$  ist die spezifische elektrische Leitfähigkeit des Metalls. Der Quotient aus der spezifischen Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{el}$  und der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma$  ist demnach proportional zu T. Dieser Zusammenhang ist auch als "Wiedemann-Franz-Gesetz" empirisch etabliert worden. Die Proportionalitätskonstante hat den Namen Lorenz-Zahl L und ist nach Definition:

$$L \equiv \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k_B}{e} \right)^2 = 2.45 \times 10^{-8} \frac{\text{W}\Omega}{\text{K}^2} \quad (2.13)$$

Bei tiefen Temperaturen ( $T \ll \theta_D$ ) ist L keine Konstante mehr, sondern wird mit sinkender Temperatur kleiner, da die thermische und elektrische Stoßzeit nicht mehr vergleichbar sind und der Beitrag von Phononen eine immer größere Rolle in der Wärmeleitung spielt.

Eine ausführliche Diskussion der spezifischen Wärmeleitfähigkeit für Festkörper findet sich z.B. in [30].

## 2.2 Auslese thermischer Signale einzelner Teilchen

Im folgenden Kapitel sind die Grundzüge der Signalauslese einzelner Teilchen zusammengestellt, sofern sie für diese Arbeit von Bedeutung sind. Eine ausführliche Diskussion findet sich bei v. Kienlin [22] und Meier [19] sowie in den dort zitierten Referenzen.

### 2.2.1 Die Wärmebilanzgleichung

Um den zeitlichen Verlauf eines Temperatursignals zu beschreiben, muß die Wärmebilanzgleichung aufgestellt und gelöst werden. Ganz allgemein gilt für die Wärmebilanz: Die zeitliche Änderung der Wärmemenge  $dQ(t)/dt$  im Detektor ist bestimmt durch die ins System eingetragene und die über die Ankopplung abgeführte Leistung:

$$\frac{dQ(t)}{dt} \equiv C(T(t)) \frac{d}{dt} T(t) + T(t) \frac{d}{dt} C(T(t)) = P_{in} - P_{out} \quad (2.14)$$

Die über die Ankopplung abgeführte Leistung  $P_{out}$  ist gegeben durch [32]:

$$P_{out} = \int_{T_{Bad}}^{T(t)} k(T') dT' \quad (2.15)$$

$T_{Bad}$  ist die Temperatur des Kältebads,  $T(t)$  die Temperatur des Kalorimeters.

Die eingetragene Leistung  $P_{in}$  setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen:

- die vom nachzuweisenden Teilchen deponierte Leistung

$$P_E = \frac{d(\epsilon \cdot E)}{dt} \quad (2.16)$$

Sei  $\tau_{th}$  die Thermalisierungszeit, die vergeht, bis die lokal vom Ion deponierte Energie sich über den ganzen Detektor ausgebreitet hat und ein erneutes Gleichgewicht erreicht worden ist (s. Kap. 2.1.1). Der genaue zeitliche Verlauf von  $P_E(t)$  hängt von den Details des Thermalisierungsprozesses ab. Wenn aber  $\tau_{th}$  sehr kurz ist gegenüber der thermischen Abklingzeit  $\tau_{ab}$  des Signals, spielen diese Details für den zeitlichen Verlauf des Temperatursignals keine wesentliche Rolle, und die eingetragene Leistung kann in guter Näherung durch eine Deltafunktion angenähert werden:

$$P_E = \epsilon \cdot E \cdot \delta(t) \quad (2.17)$$

- die durch den Meßstrom  $I$  erzeugte Joule'sche Heizleistung

$$P_J = R(T) \cdot I^2 \quad (2.18)$$

- durch Umgebungsstrahlung hervorgerufene zusätzliche Heizleistung  $P_H$ , z. B. durch "warme Oberflächen" (Schwarzer Strahler). Dieser Beitrag kann für die Dauer eines einzelnen Teilchensignals als konstant angesehen werden.

Zusammengefaßt ergibt sich daraus die Wärmebilanzgleichung für das Signal eines einzelnen Teilchens:

$$C(T) \frac{dT(t)}{dt} + T(t) \frac{d}{dt} C(T(t)) = \epsilon \cdot E \cdot \delta(t) + R(T) \cdot I^2 + P_H - \int_{T_{Bad}}^{T(t)} k(T') dT' \quad (2.19)$$

### 2.2.2 Die Lösung der Wärmebilanzgleichung für kleine Temperatursignale

Wird kein Teilchen nachgewiesen, stellt sich zwischen  $P_J$ ,  $P_H$  und der abgeführten Leistung  $P_{out}$  ein Gleichgewicht bei einer Gleichgewichtstemperatur  $T_A$  ("Arbeitstemperatur") ein. Es gilt:

$$R(T_A) \cdot I^2 + P_H - \int_{T_{Bad}}^{T_A} k(T') dT' = 0 \quad (2.20)$$

Wird ein Teilchen durch seinen Temperatursprung  $\Delta T$  nachgewiesen, läßt sich das Temperatursignal  $T(t)$  dann beschreiben als

$$T(t) = T_A + \Delta T(t) \quad (2.21)$$

Für hinreichend kleine  $\Delta T(t)$  ( $\Delta T(t) \ll T_A$ ) können die Größen  $C(T)$ ,  $k(T)$  und  $dR(T)/dT$  als konstant angesehen werden:  $C(T_A) \equiv C$ ,  $k(T_A) \equiv k$ ,  $dR/dT(T_A) \equiv (dR/dT)$ .

Gleichung (2.20) läßt sich dann um die Arbeitstemperatur  $T_A$  entwickeln und linearisieren:

$$C \frac{d}{dt} \Delta T(t) = \epsilon \cdot E \cdot \delta(t) + \frac{dR}{dT} \cdot I^2 \cdot \Delta T(t) - k \cdot \Delta T(t) \quad (2.22)$$

Mit dem Ansatz  $\Delta T(t) = A \cdot \exp(-t/\tau_{eff})$  ergibt sich die Lösung für kleine Temperatursignale:

$$\Delta T(t) = \frac{\epsilon \cdot E}{C} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eff}}\right) \quad \text{mit} \quad \tau_{eff} = \frac{C}{k - \frac{dR}{dT} \cdot I^2} \quad (2.23)$$

Die thermische Zeitkonstante  $\tau_{eff}$  unterscheidet sich von einem reinen thermischen Tiefpaß  $\tau_{ab} = C/k$  durch den Term  $dR/dT \cdot I^2$ . Dieser Term beschreibt die sogenannte "elektrothermische Rückkopplung": Die Erwärmung des Detektors beim Teilchennachweis erzeugt eine Widerstandsänderung  $\Delta R$ , die wiederum eine Änderung der Joule'schen Wärme hervorruft. Ist der Temperaturkoeffizient  $\alpha$  positiv, wird der Detektor durch ein größeres  $R$  zusätzlich aufgeheizt, das Abkühlen verlangsamt. Ist  $\alpha$  negativ, wird  $R$  kleiner und die Aufheizung verringert, was auch ein schnelleres Abkühlen zur Folge hat. Bei positivem  $\alpha$  kann  $dR/dT \cdot I^2$  größer als  $k$  werden. Dann wird  $\tau_{eff}$  negativ und der Detektor instabil. Daraus ergibt sich ein Limit für den maximalen Meßstrom.

### 2.2.3 Das Spannungssignal für kleine Temperatursignale

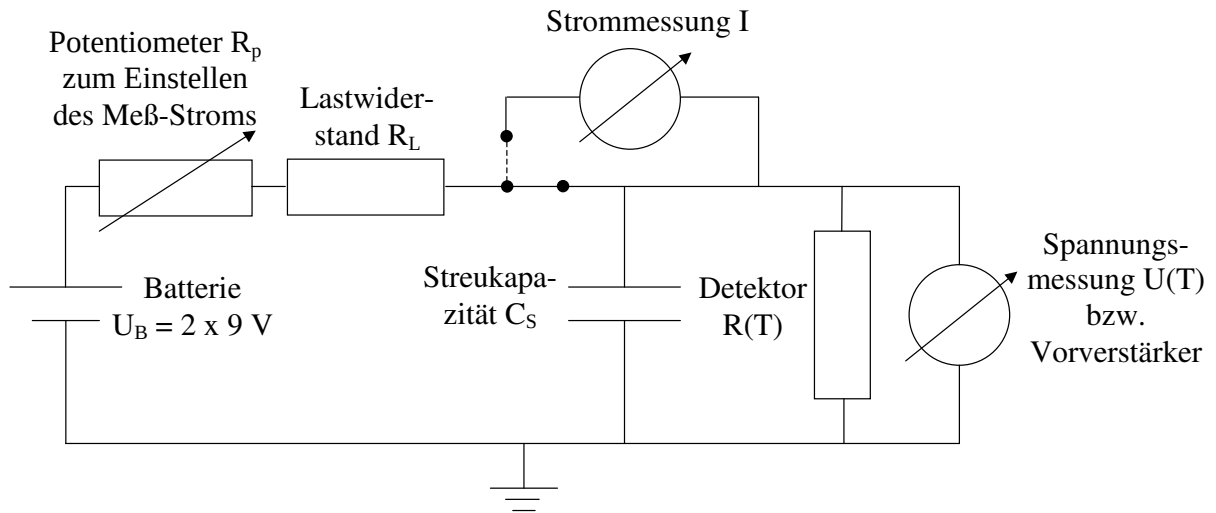


Abbildung 2.5: Verschaltung des temperaturabhängigen Widerstands  $R(T)$  zum Auslesen von Spannungssignalen

In Abbildung 2.5 ist die Verschaltung des Widerstands  $R(T)$  zum Auslesen des Temperatursignals  $\Delta T(t)$  dargestellt. Über einen Shuntwiderstand  $R_s = R_p + R_L$  wird eine konstante Spannung  $U_B$  an den Detektor angelegt, wobei der Widerstand des Potentiometers  $R_p$  zur Regelung der Spannung dient. Solange  $R_s \gg R(T)$  gilt, bleibt der Detektorstrom während einer Änderung  $\Delta R(T)$  konstant.  $\Delta R(T)$  kann dann direkt als Spannungssignal  $\Delta U(T) = \Delta R(T) \cdot I$  ausgelesen werden. Außerdem wird durch einen großen Shuntwiderstand das thermische Widerstandsrauschen minimiert.

Für die Übertragungsfunktion  $H(\omega)$  der Schaltung in Abbildung 2.5 gilt:

$$H(\omega) \equiv \frac{U(T)}{U_B} = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (2.24)$$

$$\text{mit } Z_1 = R_S \quad \text{und} \quad Z_2 = \left[ \frac{1}{i\omega C_S} + \frac{1}{R(T)} \right]^{-1} = \frac{R(T)}{1 + i\omega R(T) C_S} \quad (2.25)$$

$$\Rightarrow H(\omega) = \frac{R(T)}{R(T) + R_S \cdot (1 + i\omega R(T) C_S)} \quad (2.26)$$

$$\Rightarrow |H(\omega)| = \frac{R(T)}{R(T) + R_S} \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \frac{R_S^2 R^2(T) C_S^2}{(R(T) + R_S)^2}}} \quad (2.27)$$

Diese Übertragungsfunktion entspricht der eines Tiefpasses mit der Zeitkonstanten

$$\tau_{el} = \frac{R_S R(T) C_S}{(R(T) + R_S)} \approx C_S \cdot R(T) \text{ für } R_S \gg R(T) \quad (2.28)$$

Ein Tiefpaß antwortet auf den Eintrag einer Delta-Funktion ( $E_{in} = E \cdot \delta(t)$ ) mit einer Exponentialfunktion ( $E_{out} = (1 - \exp(-t/\tau_{el}))$ ). Wenn  $\tau_{el} \ll \tau_{eff}$  gilt, wird die Abklingzeit  $\tau_{eff}$  durch den Tiefpaß bzw. die Kabelkapazität nicht beeinflusst. Die Anstiegszeit des Signals wird jedoch von der elektronischen Zeitkonstanten  $\tau_{el}$  bestimmt.

Der Detektor habe bei der Arbeitstemperatur  $T_A$  den Widerstand  $R(T_A) \equiv R_A$ . Dann läßt sich das Zeitverhalten des Widerstands  $R(T, t)$  beschreiben als

$$R(T, t) = R_A + \Delta R(t) \quad (2.29)$$

Mit den Gleichungen (2.3) und (2.23) ergibt sich für  $\Delta R(t)$ :

$$\Delta R(t) = \frac{\epsilon \cdot E}{C} \cdot \frac{dR}{dT} \cdot \left[ \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eff}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{el}}\right) \right] \quad (2.30)$$

Da gelten soll:  $R_A \gg \Delta R(t)$ , kann die Übertragungsfunktion näherungsweise als konstant angesehen werden mit  $R(T) \approx R_A$ . Dann ergibt sich für das Spannungssignal:

$$\Delta U(t) = U_{\max} \cdot \left[ \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eff}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{el}}\right) \right] \quad (2.31)$$

$$\text{mit } U_{\max} = \frac{\epsilon \cdot E}{C} \cdot \frac{dR}{dT} \cdot I \cdot A_{C_S} \equiv U_0 \cdot A_{C_S} \quad (2.32)$$

Die Signalhöhe  $U_0$  ist in diesem Fall um einen Faktor  $A_{C_S}$  verringert. Aus  $\frac{d}{dt} \Delta U(t) = 0$  ergibt sich  $A_{C_S}$  zu

$$A_{C_S} = \left[ \left( \frac{\tau_{eff}}{\tau_{el}} \right)^{-\frac{\tau_{el}}{\tau_{eff} - \tau_{el}}} - \left( \frac{\tau_{eff}}{\tau_{el}} \right)^{-\frac{\tau_{eff}}{\tau_{eff} - \tau_{el}}} \right] \quad (2.33)$$

Je größer die elektrische Zeitkonstante  $\tau_{el}$  im Vergleich mit der Abklingzeit  $\tau_{eff}$  ist, umso mehr wird das Spannungssignal  $U_{\max}$  verringert. Da  $\tau_{el} \approx R \cdot C_S$  gilt, müssen die Streukapazitäten möglichst gering gehalten werden. Ein hoher Detektorwiderstand ergibt (bei gegebenem Strom  $I$ ) einerseits eine Erhöhung des Spannungssignals  $U_0$ . Andererseits darf er bei vorgegebener Abklingzeit  $\tau_{eff}$  aber nicht zu groß gewählt werden, um die elektrische Zeitkonstante nicht zu groß werden zu lassen.



### 2.2.4 Der Einfluß des Vorverstärkers auf das Spannungssignal

Das Spannungssignal  $\Delta U(t)$  wird mit einem spannungsempfindlichen Vorverstärker ausgelesen. Dieser Vorverstärker hat eine Bandbreite  $\Delta\nu = \nu_{TP} - \nu_{HP}$  mit der oberen Grenzfrequenz  $\nu_{TP}$  = Grenzfrequenz des Tiefpasses und der unteren Grenzfrequenz  $\nu_{HP}$  = Grenzfrequenz des Hochpasses. Alle Frequenzen im Intervall  $\Delta\nu$  werden linear und mit dem gleichen Verstärkungsfaktor verstärkt. Für eine optimale Energieauflösung ist es wichtig, diejenigen Rauschbeiträge herauszufiltern, deren Frequenz-Bereich in der Größenordnung von  $\nu \approx 1/2\pi\tau_{eff}$  liegt, denn durch Rauschbeiträge dieses Frequenz-Bereiches wird die Signalamplitude  $U_{\max}$  am stärksten "verschmiert", was zu einer Verschlechterung der Energieauflösung führt. Ist das gewählte Frequenz-Intervall des Frequenz-Spektrums jedoch zu klein, wird die Signalthöhe  $U_{\max}$  verringert und die Auflösung verschlechtert sich.

Da die Abklingzeit  $\tau_{eff}$  in der Größenordnung von  $100 \mu s$  (das entspricht  $\nu \approx 2 \text{ kHz}$ ) liegt, wird die Auflösung durch hochfrequente Rauschbeiträge mit  $\nu \geq 10 \text{ kHz}$  nicht sehr stark beeinflusst. Die Grenzfrequenz des Tiefpasses kann daher i.a. so gewählt werden, daß gilt:

$$\tau_{TP} \equiv \frac{1}{2\pi \cdot \nu_{TP}} \leq \tau_{el} \quad (2.34)$$

Dann bestimmt  $\tau_{el}$  die obere Grenzfrequenz, und  $\tau_{TP}$  muß in der Gleichung für die Signalform nicht explizit berücksichtigt werden.

Der Einfluß des Hochpasses kann mit einer Laplace-Transformation berechnet werden. Unter der Annahme, daß  $\tau_{el} \ll \tau_{HP} \ll \tau_{eff}$  gilt, ergibt sich für das Spannungssignal [22]:

$$\Delta U(t) = U_{\max} \cdot \left[ \frac{\tau_{eff} \cdot \tau_{HP}}{\tau_{eff} - \tau_{HP}} \cdot \left( \frac{1}{\tau_{HP}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{HP}}\right) - \frac{1}{\tau_{eff}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eff}}\right) \right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{el}}\right) \right] \quad (2.35)$$

Insbesondere darf die Grenzfrequenz des Hochpasses nicht zu groß gewählt werden, da sonst die Signalthöhe  $U_{\max}$  zu stark verringert wird.

## 2.3 Dotierte Halbleiter als Thermistoren

Für einen dotierten Halbleiter hängt die Ladungsträgerkonzentration exponentiell von der Temperatur ab [30]:

$$n_{e,D/A} \sim \exp\left(-\frac{E_{G,D}}{k_B T}\right), \quad E_{G,D} = \text{Bandlücke für Akzeptor bzw. Donator}$$

Bei tiefen Temperaturen sind demnach nur wenige Donatoren/Akzeptoren ionisiert, der Halbleiter verhält sich wie ein Isolator. Es gibt jedoch einen Effekt, der Leitung auch mit "lokalisierten" Elektronen möglich macht: Der Bohr'sche Radius eines Dotieratoms ist um ein Vielfaches größer als der des Halbleiter-Atoms. In Germanium beträgt der Bohr'sche Radius der Dotieratome ca.  $80 \text{ \AA}$  [30]. Der Abstand der Germanium-Atome liegt hingegen bei nur  $6 \text{ \AA}$ . Oberhalb einer Grenzkonzentration  $n_{krit}$  der Dotieratome überlappen deren Bohr'schen Bahnen. Der dotierte Halbleiter verhält sich dann wie ein Metall, sein Widerstand sinkt mit abnehmender

Temperatur. Man spricht von einem "Metall-Isolator-Übergang". Wenn die Dotierkonzentration nicht zu weit unterhalb von  $n_{krit}$  liegt, überlappen die Bohr'schen Bahnen teilweise. Ein Elektron kann von einer Bohr'schen Bahn in eine andere tunneln. Man spricht dann vom "phonon assisted hopping mode" [31].

Der Widerstand im "phonon assisted hopping mode" wird durch ein modifiziertes Mott-Gesetz beschrieben [31]:

$$R(T) = R_0 \cdot \exp \left[ \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \right] \quad (2.36)$$

Je mehr unbesetzte Bohr'sche Bahnen zur Verfügung stehen, desto höher ist die Tunnelwahrscheinlichkeit. "Kompensierte Dotierung" heißt, daß ein Halbleiter gleichzeitig mit Donatoren und Akzeptoren dotiert wird, z.B. im Verhältnis 2:1. Dann kompensieren die Akzeptoren einen Teil der Donatoren; auf diese Weise werden um Donatoratome unbesetzte Bohr'sche Bahnen geschaffen, da ihre Elektronen sich in Bohr'schen Bahnen von Akzeptoratomten befinden. Durch das Verhältnis von Donatoren zu Akzeptoren kann daher die Leitfähigkeit variiert werden.

Die in Gleichung (2.36) beschriebene Temperaturabhängigkeit des Widerstandes ist inzwischen von vielen Arbeitsgruppen an kompensiert dotiertem Silizium und Germanium mit unterschiedlichen Dotierkonzentrationen bestätigt worden [35].

## 2.4 Supraleiter im Phasenübergang als Thermistoren

Ein Übergang vom normalleitenden zum supraleitenden Zustand ist dadurch charakterisiert, daß der Widerstand eines Supraleiters nicht mehr vom Ohm'schen Gesetz beschrieben wird, sondern unterhalb einer kritischen Temperatur  $T_C$  verschwindet. Stabilisiert man einen solchen Supraleiter im Phasenübergang bei  $T_C$ , ist sein Widerstand ebenfalls sehr stark temperaturabhängig (s. Kap. 2.1.2). Im folgenden Abschnitt sollen die Grundzüge der Supraleitung diskutiert werden, sofern sie für diese Arbeit von Interesse sind. Eine ausführliche Diskussion findet sich z.B. in [36].

### 2.4.1 Grundzüge der Supraleitung

Die "Elektron-Phonon-Kopplung" vermittelt im Kristallgitter eine anziehende Wechselwirkung zwischen den Elektronenspins. Da diese Wechselwirkung erst in der zweiten Ordnung der Störungstheorie auftritt, ist sie bei Raumtemperatur gegen die in erster Ordnung eingehende direkte Streuung von Elektronen an Phononen (elektrischer Widerstand) vernachlässigbar. Bei tiefen Temperaturen jedoch wird die Wahrscheinlichkeit für direkte Elektronen-Phononen-Streuung sehr klein, sodaß die anziehende Wechselwirkung überwiegen kann. Zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin werden dann durch den Austausch eines akustischen (d.h. transversalen) Phonons zu einem sogenannten "Cooper-Paar" gebunden. Diese Cooper-Paare bilden Bosonen mit einem effektiven Elektronenabstand  $\xi_0$ .  $\xi_0$  wird auch Kohärenzlänge genannt; sie ist ein Maß für die kleinste räumliche Ausdehnung einer Schicht, in der ein Übergang vom Normal- zum Supraleiter erfolgt. Die Stärke der Elektron-Phonon-Kopplung  $g_{el-ph}$  ist abhängig von der Elektronendichte  $n_e$ , der Schallgeschwindigkeit

$v_S$  und der spezifischen elektronischen Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{el}$  des Metalls [29]:

$$g_{el-ph} = \frac{\pi^4 (k_B n_e v_S)^2}{18 \lambda_{el}} \quad (2.37)$$

Für die kritische Temperatur  $T_C$  ergibt sich aus der BCS-Theorie:

$$T_C = 1.14 \Theta_D \exp \left( -\frac{1}{g_{el-ph} \mathcal{D}(\epsilon_F)} \right) \quad (2.38)$$

$\mathcal{D}(\epsilon_F)$  ist die Zustandsdichte der Elektronen am Fermi-Niveau. Die Gleichgewichtskonzentration der Cooper-Paare im Übergang ist nach [37] gegeben durch:

$$n_0 = \mathcal{D}(\epsilon_F) \cdot \left( \pi k_B T \cdot \frac{\Delta}{2} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{\Delta}{k_B T} \right) \quad (2.39)$$

Hierbei ist  $\Delta$  die Energie, die notwendig ist, um ein Cooper-Paar aufzubrechen. Für Supraleiter 1. Art gilt die Beziehung [38]:

$$\Delta = \frac{1}{2} \cdot 3.5 T_C \quad (2.40)$$

### 2.4.2 Der Meißner-Effekt und das kritische Magnetfeld

Wenn man einen Supraleiter in ein Magnetfeld bringt, verhält er sich wie ein idealer Diamagnet: In seinem Innern fällt das Feld von der Oberfläche nach innen exponentiell ab. Für das Feld im Innern gilt:

$$H(x) = H_{ext} \exp \left( -\frac{x}{\lambda_L} \right) \quad (2.41)$$

$\lambda_L$  bezeichnet man auch als "London'sche Eindringtiefe". Sie hängt neben der Teilchendichte  $n$  der Cooper-Paare und deren Ladung  $q = 2e$  auch von ihrer effektiven Masse  $m$  ab, die durch die Eigenschaften des Leitungsbandes des Supraleiters bestimmt wird:

$$\lambda_L = \left( \frac{mc^2}{4\pi n q^2} \right)^{1/2} \quad (2.42)$$

Da der Elektronenspin auch mit dem Magnetfeld wechselwirkt, wird bei genügend großen Magnetfeldern die Bindung zwischen den Elektronen des Cooper-Paares zerstört und die Supraleitung bricht zusammen. Das kritische Magnetfeld  $H_C$  ist eine Funktion der Temperatur [36]:

$$H_C(T) = H_0 \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_C} \right)^2 \right] \text{ mit } H_0 = \Delta \cdot \sqrt{4\pi \mathcal{D}(\epsilon_F)} \quad (2.43)$$

Fließt Strom durch einen Supraleiter, wird von diesem Strom ebenfalls ein Magnetfeld erzeugt. Es existiert also für jeden Supraleiter ein temperaturabhängiger kritischer Strom  $I_C$ : Für Ströme größer als  $I_C$  bricht die Supraleitung zusammen.

### 2.4.3 Supraleitung in dünnen Schichten

Die bisher diskutierten Eigenschaften von Supraleitern gelten für ein ausgedehntes, d.h. dreidimensionales System. Betrachtet man einen dünnen supraleitenden Draht mit einer Querschnittsfläche  $A \leq \lambda_L^2$ , ist die Beweglichkeit der Elektronen so stark eingeschränkt, daß der Draht nach [39] als *eindimensionaler* Supraleiter betrachtet werden kann. In einem solchen eindimensionalen System können die Atome keine transversalen Schwingungen mehr ausführen; eine Kopplung der Elektronen durch Phononen zu einem Cooper-Paar ist nicht mehr möglich. Befinden sich zwei Elektronen des Leitungsbandes in demselben Orbital an demselben Atom, müssen sie aufgrund des Pauli-Prinzips unterschiedliche Spins haben. Zwei solche Elektronen bilden ebenfalls ein Cooper-Paar. Die anziehende Wechselwirkung ist dann die Spin-Paarungs-Wechselwirkung, deren Bindungsenergie  $E_{spin}$  in der Größenordnung von Elektronvolt liegt. In Gleichung (2.38) muß in diesem Fall  $\Theta_D$  durch  $E_{spin}/k_B$  und  $g_{el-ph}$  durch  $g_{spin}$  ersetzt werden. Da  $E_{spin} \gg k_B \Theta_D$  gilt, ist eine deutliche Erhöhung der Sprungtemperatur die Folge.

Ein zweiter Effekt in dünnen Schichten ist die "Inselbildung" des aufgedampften Materials [40]: Wird ein Material auf ein Substrat aufgedampft, so befinden sich zunächst nur isolierte Atome auf der Oberfläche, die keinen Kontakt untereinander haben; die Schicht verhält sich wie ein Isolator. Wächst die Schichtdicke, bilden sich an den als Kondensationskeime dienenden Einzelatomen kleine Inseln aus, die nach und nach durch "Brücken" aus Atomen verbunden werden. In diesem Zustand befinden sich in den Inseln freie Elektronen, die zwischen den Inseln tunneln können. Der Leitungsmechanismus ist der "hopping conductivity" aus Kapitel 2.3 vergleichbar. Werden die Inseln dichter und gleichzeitig immer größer, nähert sich das Verhalten mehr und mehr dem des dreidimensionalen Festkörpers an. Bei welchen Schichtdicken der Übergang vom Isolator zum metallischen Verhalten stattfindet, ist sehr stark von der Art des Aufdampfprozesses, der Substrat-Temperatur sowie dem Substratmaterial und dem aufgedampften Material abhängig. Die Größe und Dichte der Inseln hat auch Einfluß auf die Supraleitung: Je kleiner die Inseln sind, desto ausgeprägter ist das eindimensionale Verhalten und damit die Erhöhung der Sprungtemperatur [41]. Ist die Inseldichte aber zu gering, sinkt die Stärke der Kopplung  $g_{spin}$ , sodaß die Sprungtemperatur erniedrigt wird. Wenn die freie Weglänge der Elektronen, die im Fall der Inselbildung wesentlich durch die Dichte der Inseln beeinflusst wird, geringer wird als die Kohärenzlänge  $\xi_0$ , können die Elektronen nicht mehr in Cooper-Paaren gebunden werden. Dann kann sich gar keine Supraleitung mehr ausbilden.

## 2.5 Energieübertrag der Schwerionen auf den Absorber

In Abschnitt 2.1.1 wurden die wesentlichen Prozesse bei der Umwandlung der kinetischen Energie eines einfallenden Teilchens in einen Temperaturanstieg der Absorbertemperatur dargestellt: direkte Erzeugung von Wärme durch den nuklearen Energieverlust, Erzeugung von Wärme über Exzitonen durch elektronischen Energieverlust, Thermalisierung des Absorbers. Die einzelnen Schritte sollen in diesem Abschnitt genauer diskutiert werden.

### 2.5.1 Nuklearer und elektronischer Energieverlust

Dringt ein energetisches Schwerion in einen Festkörper ein, wird es abgebremst und gibt seine Energie an die Atome des Festkörpers ab. Je nach Energie des Schwerions sind eine Reihe von Prozessen an der Energieabgabe beteiligt:

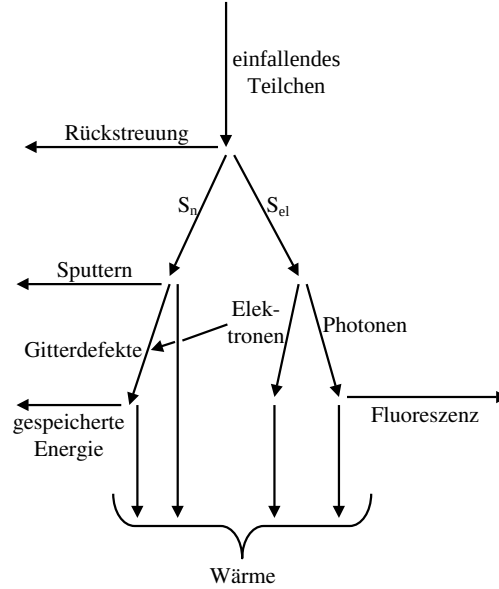


Abbildung 2.6: Überblick über die Prozesse, die beim Abbremsen eines Schwerions in einem Festkörper auftreten können [42].  $S_n$  und  $S_{el}$  bezeichnen den nuklearen bzw. elektronischen Energieverlust (s. Text).

Für energetische Schwerionen ist der elektronische Energieverlust der dominante Prozeß des Energieübertrags auf den Absorber; der nukleare Energieverlust wird erst am Ende der Ionenbahn bei niedrigen Energien wichtig.

#### elektronischer Energieverlust:

Das eindringende Ion kann durch Streuung an der Elektronenhülle der Targetatome Elektronen anregen oder die Targetatome teilweise ionisieren.

Überschreitet die Ionengeschwindigkeit  $v_I$  die Geschwindigkeit  $v_0 = \frac{e^2}{\hbar}$  der Elektronen auf der 1.Bohr'schen Bahn, gilt für den elektronischen Energieverlust  $S_{el}$  die Bethe-Bloch-Formel:

$$S_{el}(q) = \frac{4\pi e^4}{m_e} \cdot \left(\frac{q}{v_I}\right)^2 \cdot n \cdot Z \cdot \left[ \ln\left(\frac{2m_e v_I^2}{\mathcal{I}}\right) - \ln(1 - \beta) - \beta^2 - \frac{P_K}{Z} \right] \quad (2.44)$$

mit:  $q$  = effektiver Ionenladung,  $Z$  = Kernladungszahl des Targetmaterials,  $n$  = Targetdichte,  $\mathcal{I}$  = mittleres Ionisationspotential des Targetmaterials,  $\beta = \frac{v_I}{c}$  und  $P_K$  = Ionisationswahrscheinlichkeit für die K-Schale.

Durch den elektronischen Energieverlust können nicht nur Targetatome ionisiert, sondern auch Gitterdefekte erzeugt werden (Dies wird durch den Querpfeil in Abb 2.6 dargestellt). Der Mechanismus wird als "Coulomb-Explosion"

bezeichnet [43]: Die frei beweglichen Elektronen erhalten eine so hohe kinetische Energie, daß sie sehr schnell die unmittelbare Umgebung des Ionisationskanals verlassen. Die zurückbleibenden, positiven Atomrümpfe erfahren eine abstoßende Kraft. Ist die effektive Raumladeung im Ionisationskanal groß genug, kann diese abstoßende Kraft die Verlagerungsschwelle  $E_d$  im Kristall überschreiten. Das Targetatom wird dann von seinem Gitterplatz verdrängt und wandert auf einen Zwischengitterplatz. Zusammen mit dem leeren Gitterplatz wird ein solches Zwischengitteratom als "Frenkel-Paar" bezeichnet. Wenn die Energie des verdrängten Targetatoms selbst wiederum größer als  $E_d$  ist, kann es ebenfalls Atome von Gitterplätzen verdrängen. Man spricht dann von einer "Stoßkaskade". Wenn genügend Targetatome in einer solchen Stoßkaskade von ihren Gitterplätzen verdrängt werden, ist dies gleichbedeutend mit einem lokalen Aufschmelzen des Materials; man spricht dann auch von einem "Thermal Spike" [44]. Bei hohen Ionenenergien sehr schwerer Ionen beobachtet man in Isolatoren sog. Ionenspuren, in denen das Material amorph wird oder einer Phasentransformation des Kristallgitters unterliegt. Toulemonde et al. haben die Wechselwirkung von Ionen mit Festkörpern im Bereich des elektronischen Energieverlusts ausführlich untersucht [45, 46, 47, 48]. In [45] geben sie für die Energie, die durch  $S_{el}$  auf die Elektronen des Festkörpers übertragen wird, folgenden Ausdruck an:

$$Q_{el}(E, x) = S_{el} \left[ 1 - \exp \left( -\frac{x}{x_0(E)} \right) \right] \quad (2.45)$$

$x_0(E)$  ist dabei ein "effektiver Ionisationsradius", der von der Energie und Masse des eindringenden Ions abhängt. Innerhalb einer Spur im Targetmaterial mit dem Durchmesser  $d$  wird ein Teil  $Q_g$  der Energie  $Q_{el}$  an das Gitter abgegeben:

$$Q_g = 0.63 Q_{el}(E, \frac{d}{2}) \quad (2.46)$$

Im Bereich dieser Ionenspur können durch den elektronischen Energieverlust Frenkelpaare erzeugt werden, deren Anzahl bestimmt ist durch die Beziehung:

$$n_{FP} \approx 0.42 \frac{Q_g}{E_d} \quad (2.47)$$

### nuklearer Energieverlust:

Durch elastische Stöße (Rutherford-Streuung) des einfallenden Schwerions mit den Kernen der Targetatome wird Energie direkt auf das Gitter übertragen. Aus Energie- und Impulserhaltung ergibt sich für den Energieübertrag im Einzelstoß:

$$\Delta E_{S_n} = 4 \frac{M_I \cdot M_T}{(M_I + M_T)^2} \cdot E \cdot \sin^2 \left( \frac{\vartheta}{2} \right) \quad (2.48)$$

mit  $M_I$  = Ionenmasse,  $M_T$  = Masse des Targetatoms,  $E$  = Ionenenergie und  $\vartheta$  = Streuwinkel.

Der spezifische Energieverlust  $S_n$  im Festkörper ergibt sich als Integral von  $\Delta E_{S_n}$  über den Rutherford'schen Streu-Wirkungsquerschnitt:

$$S_n = \int_0^{2\pi} \int_{E'=0}^{E'=E} \Delta E_{S_n} \cdot \frac{d\sigma(E', \Delta E_{S_n})}{d\Omega dE'} d\vartheta dE' \quad (2.49)$$

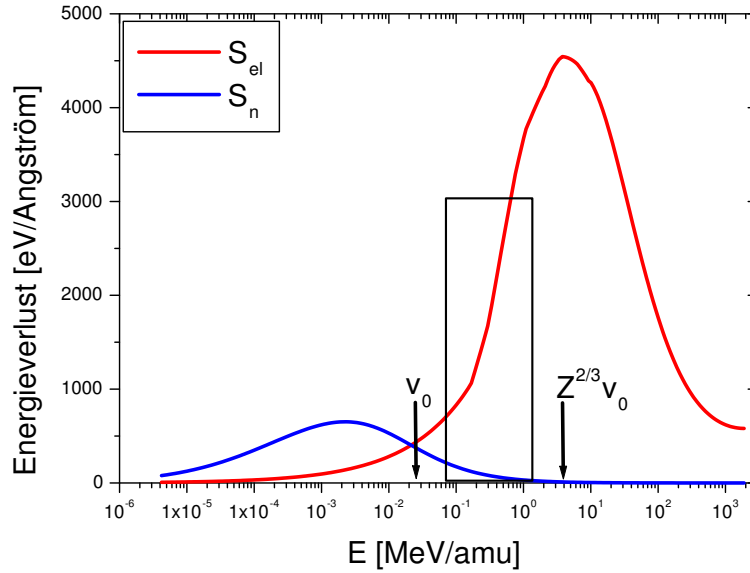


Abbildung 2.7: Der nukleare Energieverlust  $S_n$  und der elektronische Energieverlust  $S_{el}$  für Uranionen in Saphir, berechnet mit dem Simulationsprogramm TRIM [49]. Das Quadrat markiert den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Bereich der Einschußenergien.

Da  $\sigma \sim 1/E^2$  gilt, ist der nukleare Energieverlust vor allem bei niedrigen Energien, d.h. am Ende der Teilchenbahn, dominant.

Ist der Energieübertrag im Einzelstoß  $\Delta E_{S_n}$  größer als die Verlagerungsschwelle  $E_d$  der Targetatome, werden auch durch den nuklearen Energieverlust Frenkel-Paare erzeugt. Nach dem "Kinchin-Pease-Ansatz" ergibt sich für die mittlere Anzahl der durch den nuklearen Energieverlust  $S_n$  erzeugten Frenkel-paare [44]:

$$n_{FP} \approx 0.42 \frac{S_n}{E_d} \quad (2.50)$$

Durch die thermische Bewegung der Atome im Target können die verdrängten Targetatome auf ihre Gitterplätze zurückkehren; die Rekombinationsenergie wird in Form von Phononen an das Gitter abgegeben. Die Relaxationsrate  $r_{rel}$  ist sehr stark temperaturabhängig:

$$r_{rel} \sim \exp\left(-\frac{E_d}{k_B T}\right) \quad (2.51)$$

Bei tiefen Temperaturen sind die erzeugten Frenkel-Paare sehr langlebig. Wenn diese Frenkelö-Paare nicht rekombinieren, führt dies zu einer Speicherung von Phononenenergie (s. Abb. 2.6), die dann nicht zum Temperatursignal  $\Delta T$  beiträgt. Dieser Verlust-Prozeß unterliegt statistischen Schwankungen, die die Energieauflösung beeinflussen (s. Abschnitt 2.6).

Abbildung 2.7 zeigt den spezifischen nuklearen und elektronischen Energieverlust für Uran in Saphir über einen Energiebereich von acht Größenordnungen im Vergleich. Man sieht deutlich, daß der nukleare Energieverlust vor allem bei niedrigen Energien dominiert. Der elektronische Energieverlust hat ein Maximum bei

$Z^{2/3}v_0$ , d.h. bei ca. 4 MeV/amu. In dem in dieser Arbeit untersuchten Energiebereich von 0.1 – 1 MeV/amu beträgt der Anteil von  $S_n$  am gesamten Energieverlust ca. 0.2%, wenn man jeweils die Integrale von  $S_{el}$  und  $S_n$  über die gesamte Ionenbahn betrachtet.

### 2.5.2 Thermalisierung

Beim nuklearen Energieverlust wird Energie direkt durch elastische Stöße auf das Kristall-Gitter übertragen. Die Energie wird damit direkt in Phononen deponiert. Beim elektronischen Energieverlust jedoch wird nur ein geringer Teil der Energie durch Erzeugung von Frenkel-Paaren direkt an das Gitter abgegeben. Der größte Teil geht als Anregungsenergie in das Elektronensystem des Festkörpers und erzeugt Ladungsträger-Paare. Diese Ladungsträger-Paare rekombinieren durch Elektron-Phonon-Streuung und geben ihre Energie als Phononen an das Kristallgitter ab. Die Zeit für die Rekombination liegt je nach Material und Ionisationsdichte des einfallenden Teilchens bei  $10^{-14} - 10^{-12}$  s [29, 47]. Allerdings können auch Elektronen in langlebige, metastabile Zustände angeregt werden. Diese Elektronen rekombinieren nach deutlich längeren Zeitabständen. Die in ihnen gespeicherte Energie trägt daher nicht zum Temperatur-Signal bei. Solche "Phononen-Fallen" müssen bei der Betrachtung von Verlust-Prozessen mit berücksichtigt werden, die die Energieauflösung beeinflussen können.

Die im Absorber erzeugten Phononen sind akustische, d.h. hochenergetische Phononen. Für deren freie Weglänge gilt im wesentlichen  $l \sim \frac{1}{T_{Ph}} \approx R$  mit dem Radius der Ionenspur  $R$  [30]. Sie zerfallen innerhalb von  $10^{-11}$  s [47] durch Mehrphononen-Streuung in thermische Phononen, deren mittlere freie Weglänge von den Abmessungen des Kristalls bestimmt wird [30]. Man spricht daher auch von "ballistischen" Phononen. Die ballistischen Phononen befinden sich in der unmittelbaren Umgebung der Ionenspur im wesentlichen bereits im thermischen Gleichgewicht. Sie breiten sich in einer Zeit  $\tau_{pr}$  im Absorber aus. Die Ausbreitungszeit  $\tau_{pr}$  hängt davon ab, ob die Phononen an der Kristalloberfläche vorwiegend reflexiv (ohne Änderung der Ausbreitungsrichtung) oder vorwiegend dispersiv gestreut werden. Im ersten Fall wird  $\tau_{pr}$  allein von der Kristalldicke  $D$  und der Schallgeschwindigkeit  $v_S$  bestimmt, im zweiten Fall spielen auch die Abmessungen der Absorberfläche  $a \cdot b$  eine Rolle [50]:

$$\tau_{pr,refl} = \frac{D}{v_S}, \quad \tau_{pr,disp} = \frac{a \cdot b}{\frac{1}{3}D \cdot v_S} \quad (2.52)$$

In der Realität liegt die Ausbreitungszeit zwischen diesen beiden Extremwerten und hängt ab von der Rauigkeit der Oberfläche und der Kristallqualität.

Nach der in Kap. 2.2.1 eingeführten Thermalisierungszeit  $\tau_{th}$  haben sich die ballistischen Phononen im gesamten Absorber ausgebreitet. Der Absorber erreicht damit ein thermisches Gleichgewicht mit einer Temperatur

$$T_{ph} = T_A + \frac{\epsilon \cdot E}{C} \quad (2.53)$$

Die Ausbreitungszeit  $\tau_{pr}$  wird neben den Abmessungen des Absorbers von der Schallgeschwindigkeit bestimmt, die mit der thermischen Leitfähigkeit des Absorbers verknüpft ist. Ist die thermische Leitfähigkeit des Absorbers gering, wird die



Ausbreitungszeit  $\tau_{pr}$  und damit die Thermalisierungszeit des Absorbers  $\tau_{th}$  sehr lang. Das hat zur Folge, daß nicht der gesamte Absorber auf eine einheitliche Temperatur thermalisiert, sondern sich unterschiedliche Temperatur-Regionen bilden. Ist die thermische Ankopplung zu groß gewählt, wird ein Teil des Absorbers bereits wieder gekühlt, während ein anderer Teil noch nicht thermalisiert ist. Eine Ortsabhängigkeit des Ansprechverhaltens des Detektors ist die Folge, die auch die Energieauflösung beeinflussen kann.

Geht man von einer vollständigen Thermalisierung des Absorbers aus, kann die Ausbreitungszeit  $\tau_{pr}$  als Abschätzung der Thermalisierungszeit verwendet werden:  $\tau_{th} \approx \tau_{pr}$ .

Kristalldefekte oder Fremdatome können die Thermalisierung beschleunigen, da sie zusätzliche Streuzentren für die ballistischen Phononen darstellen. Allerdings können dieselben Störstellen auch Phononen binden, indem z.B. langlebige Elektronenzustände angeregt werden, und dadurch eine Verlangsamung der Thermalisierung verursachen. So wird z.B. bei stark dotiertem Germanium eine deutliche Verringerung der Wärmeleitfähigkeit beobachtet, da die Dotieratome als Störstellen für den Phononentransport wirken (s. hierzu Kap. 3.3.1).

## 2.6 Die Energieauflösung

Gemäß Kap. 2.2 ist die Amplitude des Spannungssignals  $U_0$  ein Maß für die Energie eines einfallenden Teilchens. Wenn der Detektor mit Teilchen bekannter Energie geeicht wird, kann die Energie eines jeden einfallenden Teilchens aus  $U_0$  bestimmt werden. Allerdings erzeugen selbst Teilchen aus einer absolut monoenergetischen Quelle aufgrund von Fluktuationen eine Verteilung von  $U_0$  mit einer Breite  $\Delta U$ . Akkumuliert man aus vielen  $U_0$  ein Histogramm, so sollte bei absolut statistischer Natur der Fluktuationen die entstehende Kurve einer Gauß-Verteilung folgen:

$$\Phi(U_0) = \frac{\mathcal{A}}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \exp \left[ -\frac{(U_0 - \overline{U_0})^2}{2\sigma^2} \right] \quad (2.54)$$

$\overline{U_0}$  ist dabei der Mittelwert und  $\sigma$  die Standardabweichung, d.h. die Wurzel aus der mittleren quadratischen Abweichung der Einzelmessungen. Als "Auflösung" eines Detektors definiert man normalerweise jedoch nicht  $\sigma$ , sondern die Breite der Verteilung auf halber Höhe der Amplitude  $\mathcal{A}$ , die "full width at half maximum (FWHM)". Sie ergibt sich zu

$$\Delta U_0 = 2 \cdot \left[ -2 \ln \left( \frac{1}{2} \right) \right] \cdot \sigma = 2.35 \cdot \sigma \quad (2.55)$$

Wenn man annimmt, daß zwischen der Spannung  $U_0$  und der Energie des einfallenden Teilchens  $E$  ein linearer Zusammenhang besteht, ergibt sich die relative Energieauflösung (bzw. das Energieauflösungsvermögen) des Detektors zu:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta U_0}{U_0} \quad (2.56)$$

In diesem Kapitel sollen die verschiedenen Beiträge diskutiert werden, die die Auflösung beeinflussen.

### 2.6.1 Elektronische Rauschbeiträge

Wird die Signalhöhe  $U_0$  mit einer überlagerten Rauschspannung  $\delta U$  gemessen, so ist das gemittelte Rauschspannungs-Quadrat  $\overline{\delta U^2}$  ein Maß für die maximal erreichbare Auflösung. Da Rauschspannungen im allgemeinen frequenzabhängig sind, wird die spektrale Dichtefunktion  $\mathcal{S}_{\delta U}(\omega)$  eingeführt. Das gemittelte Rauschspannungsquadrat ergibt sich dann aus der Integration über die Frequenz  $\omega$ :

$$\overline{\delta U^2} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \mathcal{S}_{\delta U}(\omega') d\omega' \quad (2.57)$$

Folgende Terme können zum Rauschspannungsquadrat beitragen:

#### Thermisches Widerstandsrauschen ("Johnson-Noise"):

Durch die Wärmebewegung der Ladungsträger werden in einem Widerstand auch Ströme und Spannungen erzeugt, wenn kein Strom fließt und keine Spannung anliegt. Ihre Größe wird allein vom Wert des Widerstands  $R$  und der Temperatur bestimmt. Man spricht daher von thermischem Widerstandsrauschen, das auch unter dem Begriff "Johnson-Noise" bekannt ist. Für die spektrale Dichtefunktion gilt die Nyquist-Beziehung [32]:

$$\mathcal{S}_{\delta U}(\omega) = 4k_B T R \text{ bzw. } \mathcal{S}_{\delta I}(\omega) = 4k_B T G, \quad G \equiv \frac{1}{R} \quad (\overline{\delta U^2} = R^2 \overline{\delta I^2}) \quad (2.58)$$

Diese Beziehung ist frequenzunabhängig; man spricht daher auch von "weißem Rauschen". Integration ergibt das Rauschspannungsquadrat in einem Frequenzintervall  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ :

$$\overline{\delta U^2} = 4k_B T R \Delta\omega \quad (2.59)$$

Bei der Berechnung des thermischen Widerstandsrauschens muß außerdem berücksichtigt werden, daß verschiedene Widerstände unterschiedliche Temperaturen haben können. Betrachtet man in Abbildung 2.5 die Spannungsquelle  $U_B$  als rauschfrei, kann die Schaltung durch das Ersatzschaltbild aus Abbildung 2.8 dargestellt werden.

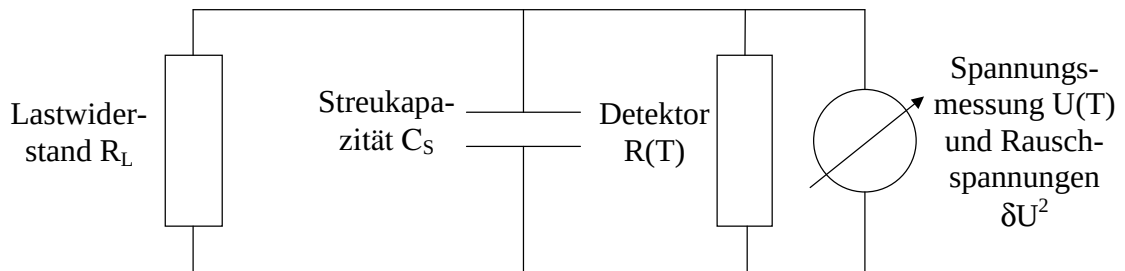


Abbildung 2.8: Ersatzschaltbild für die Verschaltung der Detektoren zur Berechnung des thermischen Widerstandsrauschens

In diesem Ersatzschaltbild sind  $R_S$ ,  $R(T)$  und die Streukapazität  $C_S$  parallel geschaltet. Nach [51] werden in einem solchen Fall die spektralen Dichtefunktionen der Ströme addiert:

$$\mathcal{S}_{\delta I}(\omega) = 4k_B T_A G + 4k_B T_L G_L \equiv 4k_B T_R (G + G_L) \quad (2.60)$$

mit der "effektiven Rauschtemperatur"  $T_R = \frac{T_A G + T_L G_L}{G + G_L}$ .

Die Streukapazität  $C_S$  bewirkt eine Modifikation dieser spektralen Dichtefunktion, da sie, wie bereits diskutiert, zusammen mit den Widerständen wie ein Tiefpaß wirkt. Die Dichtefunktion ist dann nicht mehr die eines "weißen" Rauschens, sondern wird frequenzabhängig [51]:

$$\mathcal{S}_{\delta I}(\omega) = \frac{4k_B T_R R_{\parallel}}{1 + \omega^2 R_{\parallel}^2 C_S^2} \text{ mit } R_{\parallel} = \frac{R R_L}{R + R_L} = \frac{1}{G + G_L} \quad (2.61)$$

Nach Integration erhält man das Rauschspannungsquadrat:

$$\overline{\delta U^2}_{th} = \int_0^\infty \mathcal{S}_{\delta I}(\omega) d\omega = \frac{k_B T_R}{C_S} \quad (2.62)$$

### Das Stromrauschen des Thermistors:

Wird der Thermistor von einem Strom  $I$  durchflossen, ergeben sich zusätzliche Rauschbeiträge [52]:

- Die Wärmebewegung der Atome führt zu statistischen Fluktuationen des Widerstands, die wiederum eine Schwankung des Stromes  $I$  zur Folge haben, der durch den Thermistor fließt. Für das Rauschspannungsquadrat gilt [52]:

$$\overline{\delta U^2}(\omega) \sim \frac{U_A^2}{\omega} \quad (2.63)$$

Dieser Beitrag wird auch als "1/f-Rauschen" oder "Funkelrauschen" bezeichnet.

- An den elektrischen Kontaktstellen kann es durch statistische Schwankungen der Ladungsträgerdichte zu einem weiteren Beitrag kommen, dem sog. "Schrot-Rauschen". Dieser Rauschbeitrag ist frequenzunabhängig und proportional zum Strom [52]:

$$\mathcal{S}_{\delta U}(\omega) = |Z|^2 \cdot 2eI \quad (2.64)$$

$Z$  ist hierbei der komplexe Kontaktwiderstand. Insbesondere bei Halbleiterthermistoren kann das Schrot-Rauschen einen wesentlichen Rauschbeitrag liefern, da der Kontaktwiderstand durch die Schottky-Barriere groß werden kann (s. Kap. 3.2).

### Das Vorverstärkerrauschen:

Das Rauschen eines Vorverstärkers wird im wesentlichen durch den Transistor am Eingang bestimmt. Es hat drei unterschiedliche Quellen:

- das Schrotrauschen des Gate-Sperrstromes:  $\mathcal{S}_{\delta I} = 2eI_G$
- das thermische Rauschen des verstärkenden Kanals  $\mathcal{S}_{\delta U}(\omega) = 4k_B T R$
- das "1/f-Rauschen" des stromdurchflossenen Transistor-Widerstands

Nach [53] kann man diese Beiträge zusammenfassen und erhält

$$\overline{\delta U^2}_{VV} = U_{r,eff}^2(\omega) + I_{r,eff}^2(\omega)R^2 \quad (2.65)$$

Die effektive Rauschspannung  $U_{r,eff}(\omega)$  und der effektive Rauschstrom  $I_{r,eff}(\omega)$  werden vom Hersteller angegeben.  $\overline{\delta U^2}_{VV}$  wird minimal für  $R_0 = U_{r,eff}(\omega)/I_{r,eff}(\omega)$ . Für den in dieser Arbeit benutzten Vorverstärker der Marke HMS ITHACO mit  $U_{r,eff}(1 \text{ kHz}) = 7 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  und  $I_{r,eff}(1 \text{ kHz}) = 7 \times 10^{-15} \text{ A}/\sqrt{\text{Hz}}$  [54] ergibt sich  $R_0 = 1 \text{ M}\Omega$ .

### Das Hauptverstärkerrauschen:

In der vorliegenden Arbeit wurde für einen Teil der Messungen ein integrierender Hauptverstärker benutzt. Durch die Integration werden Rauschbeiträge des Vorverstärker-Signals geglättet und dadurch reduziert. Andererseits ist zu berücksichtigen, daß auch der Hauptverstärker selbst ein Eingangsrauschen hat. Meist ist jedoch dieser Rauschbeitrag im Vergleich mit den anderen Beiträgen vernachlässigbar.

## 2.6.2 Thermische Rauschbeiträge

### Das Phononenrauschen:

Das Kalorimeter ist mit dem Kältebad über die thermische Kopplung  $k$  verbunden. Obwohl ohne den Energieeintrag durch ein Schwerion ein Temperaturgleichgewicht herrscht, findet ein ständiger Energieaustausch zwischen Kalorimeter und Kältebad statt. Dieser Energieaustausch kann als Temperaturfluktuation im Kalorimeter interpretiert werden, dessen Temperatur  $T_A$  damit nicht konstant ist. Aus der Thermodynamik ergibt sich das mittlere Schwankungsquadrat der inneren Energie  $\mathcal{U}$  eines solchen Systems zu [32]

$$\overline{\Delta \mathcal{U}}^2 = k_B T^2 \frac{d\mathcal{U}}{dT} \quad (2.66)$$

Mit der inneren Energie eines kanonischen Ensembles  $\mathcal{U} = C \cdot T$  ergibt sich:

$$\overline{\Delta \mathcal{U}}^2 = k_B T^2 \cdot C \quad (2.67)$$

Daraus ergibt sich der Beitrag des Phononenrauschens zur Energieauflösung:

$$\Delta E_{\text{phonon}} = 2.35 \overline{\Delta \mathcal{U}}^2 = 2.35 \sqrt{k_B T^2 \cdot C} = 2.35 \sqrt{k_B T^2 \cdot k \cdot \tau_{eff}} \quad (2.68)$$

Nimmt man an, daß die Wärmekapazität vom Absorber dominiert wird, und setzt für die Wärmekapazität des Kalorimeters die Debye-Beziehung ein, erhält man:

$$\Delta E_{\text{phonon}} = 2.35 \sqrt{k_B T^5 \cdot M \cdot c_0} \quad (2.69)$$

Diese Gleichung gilt strenggenommen nur für ein kanonisches System im Temperaturgleichgewicht mit einem Reservoir. Der Detektor hat jedoch eine höhere Temperatur als das Kältebad, da die thermische Ankopplung  $k$  nicht unendlich groß ist und somit nur eine endliche Wärmelast an das Kältebad abführen kann. Setzt man in Gleichung (2.68) jedoch die wahre Detektortemperatur  $T_A$

ein, wird der Beitrag des Phononenrauschens überschätzt, da die Ankopplung des Kalorimeters an das Kältebad dann nicht berücksichtigt ist. Mather hat einen Korrekturterm hergeleitet, der die endliche Ankopplung des Detektors an das Kältebad adequat berücksichtigt [52]:

$$k^* = k \cdot \left[ 1 - \left( \frac{\beta}{2} + 1 \right) \Delta + \frac{(\beta + 2)(3\beta + 2)}{12} \Delta^2 + \dots \right] \quad (2.70)$$

mit  $\Delta = (1 - T_{Bad}/T_A)$  und  $\beta = 1$  für Metalle und  $\beta = 3$  für Supraleiter und Dielektrika. Bei Abbruch der Reihe nach  $\Delta^2$  wird der Korrekturterm mit einer Genauigkeit von 5% berechnet. Für den Beitrag des Phononenrauschens zur Energieauflösung ergibt sich dann:

$$\Delta E_{\text{phonon}} = 2.35 \sqrt{k_B T_A^2 \cdot k^* \cdot \tau_{eff}} \quad (2.71)$$

Man kann die "intrinsischen" Rauschbeiträge des Detektors (Johnson-Noise, Stromrauschen, Phononenrauschen) zusammenfassen und erhält [10]:

$$\Delta E_{int} = 2.35 \cdot \xi \sqrt{k_B T^5 \cdot M \cdot c_0}, \quad 1 < \xi < 3 \quad (2.72)$$

#### Das Photonenrauschen:

Der Detektor kann durch Wärmestrahlung von warmen Oberflächen in seiner Umgebung aufgeheizt werden; die Fluktuation der abgestrahlten Leistung stellt dann eine weitere Quelle von thermischem Rauschen dar. Es wird gemeinhin als "Photonenrauschen" bezeichnet. Nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz gilt für die abgestrahlte Leistung eines schwarzen Körpers:

$$P(\omega) d\omega = \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \frac{\omega^3}{e^{\hbar\omega/k_B T} - 1} d\omega \quad (2.73)$$

Da außerdem gilt:  $P = \frac{4}{c} \mathcal{U}$  [32], ergibt sich für das mittlere Schwankungsquadrat der Leistung (Gleichung (2.66)):

$$\overline{\Delta P^2} d\omega = k_B T^2 \frac{dP}{dT} d\omega = \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \frac{\omega^4 e^{\hbar\omega/k_B T}}{e^{\hbar\omega/k_B T} - 1} d\omega \quad (2.74)$$

$$\overline{\Delta P^2} = \frac{(k_B T)^5}{4\pi^2 c^2 \hbar^3} \underbrace{\int_0^\infty \frac{\omega^4 e^{\hbar\omega/k_B T}}{e^{\hbar\omega/k_B T} - 1} d\omega}_{\frac{4\pi^4}{15}} = 4\sigma_{SB} k_B T^5 \quad (2.75)$$

$$\text{mit } \sigma_{SB} = \frac{\pi^2}{60} \frac{k_B^4}{c^2 \hbar^3} = 5.67 \times 10^{-8} \frac{\text{J}}{\text{m}^2 \text{K}^4 \text{s}}$$

Um den Beitrag zu berechnen, den  $\overline{\Delta P^2}$  zur Energieauflösung des Detektors liefert, muß man mehrere Faktoren berücksichtigen:

- den Emissionsgrad  $\epsilon(\lambda)$  der strahlenden Fläche  
Für ein bekanntes Material kann  $\epsilon(\lambda)$  Tabellenwerken entnommen werden. Die Wellenlänge  $\lambda$  errechnet sich aus dem Wien'schen Verschiebungsgesetz gemäß  $\lambda \cdot T = 2.898 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ .

- die emittierende Fläche  $A$
- den Absorptionsgrad  $\alpha$  des Detektors
- den Raumwinkel  $\Omega$
- Außerdem muß berücksichtigt werden, daß sowohl der Detektor selbst als auch die emittierende Fläche Fluktuationen der Leistung unterliegen. Dies führt zu einer Vergrößerung des Effekts um einen Faktor 2.

Damit ergibt sich für den Beitrag zur Energieauflösung:

$$\Delta E_{\text{photon}} = 2.35 \sqrt{\tau_{\text{eff}} \cdot \alpha \cdot \frac{\Omega}{\pi} \cdot \epsilon(\lambda) \cdot A \cdot 8\sigma_{SB} k_B T^5} \quad (2.76)$$

Da sich in der Regel vor dem Detektor Blenden befinden, die Strahlung aus der auf Raumtemperatur befindlichen Umgebung oder von einem durch den Ionenstrahl aufgeheizten Target zum Detektor durchlassen, kann dieser Beitrag erheblich zur Energieauflösung beitragen. Beispiele werden in den Kapiteln 4 und 5 diskutiert.

Die bisher diskutierten Rauschbeiträge sind unabhängig vom Teilchen-Nachweis vorhanden. Da außerdem die Änderung des Widerstands und der Detektor-Temperatur sehr klein sind verglichen mit den Größen selbst, können diese Rauschbeiträge im wesentlichen als konstant angesehen werden. Man faßt sie daher unter dem Begriff "Baseline Noise  $\Delta E_{\text{BLN}}$ " zusammen. Den Quotienten  $E/\Delta E_{\text{BLN}}$  bezeichnet man auch als "Signal-zu-Rausch-Verhältnis" (signal to noise ratio = SNR). Je größer das Signal im Verhältnis zu den Rauschbeiträgen ist, desto besser ist das SNR und damit die relative Auflösung  $\Delta E/E$ . Dies gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, daß die Energieauflösung vom Baseline Noise bestimmt und nicht von anderen Faktoren limitiert wird.

### 2.6.3 Konversionsrauschen

In Abschnitt 2.5 wurden bereits die Prozesse diskutiert, die bei der Energiedeposition des Teilchens im Absorber und bei der Thermalisierung auftreten (s. auch Abb. 2.6). Diese Prozesse haben ebenfalls Einfluß auf die Energieauflösung. In diesem Abschnitt sollen sie im einzelnen diskutiert werden.

#### Statistik der Quantenfluktuationen:

Im Idealfall wird die gesamte Energie  $E$  des Teilchens in thermische Phononen umgewandelt. In diesem Fall ist die Energieauflösung gegeben durch die Poisson-Statistik für die Anzahl  $N$  der erzeugten Phononen, wenn man annimmt, daß alle Phononen unabhängig voneinander erzeugt werden (Fanofaktor  $\approx 1$ ):

$$\Delta E_{\text{qm}} = 2.35 \cdot \sqrt{N} \cdot E_{th} \quad (2.77)$$

Die mittlere Energie eines thermischen Phonons bei der Temperatur  $T$  ist:

$$E_{th} = k_B T \quad (2.78)$$

Da der durch  $E$  induzierte Temperatursprung  $\Delta T(t)$  sehr viel kleiner ist als  $T_A$ , kann  $E_{th} = E_{th}(T_A)$  als konstant angesehen werden. Bei  $T_A = 1.5$  K ist  $E_{th} = 0.13$  meV.

Die Anzahl  $N$  der thermischen Phononen ergibt sich dann als  $N = E/E_{th}(T_A)$ , und es gilt für die Energieauflösung:

$$\Delta E_{qm} = 2.35 \cdot \sqrt{E \cdot E_{th}(T_A)} \sim \sqrt{E} \quad (2.79)$$

Dieser Beitrag stellt gleichzeitig das intrinsische Limit der Energieauflösung des Detektors dar.

Für 5.5 MeV Alpha-Teilchen ist  $\Delta E_{qm} = 63$  eV, für 17 MeV Uranionen ist  $\Delta E_{qm} = 110$  eV. Da die Summe der elektrischen und thermischen Rauschbeiträge für die in dieser Arbeit verwendeten Detektoren in der Größenordnung von 10 keV liegt (s. Tabelle 4.8 auf Seite 90), ist der Beitrag der Quantenfluktuationen für die Energieauflösung hier vernachlässigbar.

Im realen Absorber führen die bereits diskutierten Prozesse beim Abbremsen eines Teilchens zu Verlustprozessen (s. Abb. 2.6). Die Verlustprozesse unterliegen ebenfalls statistischen Fluktuationen. Sie müssen daher für die Energieauflösung berücksichtigt werden:

#### **Rückstreuung und Oberflächenputtern:**

Bei Wechselwirkung des einfallenden Teilchens mit Oberflächen-Atomen des Absorbers kann es – zusätzlich zu den weiter unten diskutierten Prozessen – unter einem Winkel von mehr als  $90^\circ$  rückgestreut werden und tritt dann nicht in den Absorber ein. Ist die auf das Targetatom übertragene Energie größer als die Oberflächen-Bindungsenergie, kann ein Targetatom "abgesputtert" werden. Diese Prozesse sind vor allem im Bereich sehr niedriger Ionenenergien effektiv, in dem der nukleare Energieverlust bereits an der Oberfläche des Absorbers den elektronischen überwiegt. Für den in dieser Arbeit diskutierten Energiebereich können sie vernachlässigt werden.

#### **Erzeugung von Frenkel-Paaren:**

In Kapitel 2.5 wurden die Mechanismen zur Erzeugung von Frenkel-Paaren im Absorber diskutiert. Dort wurde auch erläutert, daß Frenkel-Paare bei tiefen Temperaturen sehr langlebig gegenüber der Thermalisierungszeit  $\tau_{th}$  sein können. Die in ihnen deponierte Energie wird daher im Gitter gespeichert und nicht als Beitrag zum Temperatursprung nachgewiesen. Die statistischen Schwankungen dieser im Gitter gespeicherten Energie liefern ebenfalls einen Beitrag zur Energieauflösung. Analog zu Gleichung (2.77) ergibt sich dieser Beitrag aus der statistischen Schwankung der Gesamtzahl der vom einfallenden Ion erzeugten Frenkelpaare:

$$\Delta E_{FP,n} = 2.35 \cdot \sqrt{0.42 \cdot \frac{\delta E_n}{E_d}} \cdot Q_{FP} \quad (2.80)$$

$Q_{FP}$  ist dabei die pro Frenkel-Paar im Kristall gespeicherte Wärmemenge und in erster Näherung proportional zum Kompressionsmodul des Kristallgitters

[30].  $\delta E_n$  bezeichnet den über die gesamte Ionenspur integrierten nuklearen Energieverlust:

$$\delta E_n \equiv \int_0^R S_n dx, \quad R = \text{Reichweite des Ions} \quad (2.81)$$

Die Erzeugung von Frenkel-Paaren durch elektronischen Energieverlust ist weniger effizient. Der Beitrag von Frenkel-Paaren durch elektronischen Energieverlust kann aus den Gleichungen (2.45) und (2.47) bestimmt werden unter der für Isolatoren zutreffenden Annahme, daß der effektive Ionisationsradius  $x_0(E)$  ungefähr gleich dem Radius der Ionenspur  $d/2$  ist [46]:

$$\Delta E_{\text{FP,el}} = 2.35 \cdot \sqrt{0.17 \frac{\delta E_{el}}{E_d}} \cdot Q_{FP} \quad (2.82)$$

$\delta E_{el}$  ist hierbei analog zu  $\delta E_n$  der entlang der Ionenspur integrierte elektronische Energieverlust.

### Fluktuation des Verhältnisses $\delta E_n / \delta E_{el}$ :

Das Verhältnis der Energie, die als nuklearer bzw. elektronischer Energieverlust deponiert wird, unterliegt ebenfalls statistischen Schwankungen. Nach Anderson [42] liefern diese Fluktuationen im Verhältnis  $\delta E_n / \delta E_{el}$  einen entscheidenden Beitrag zum Konversionsrauschen.

Haines und Whitehead geben in [55] für die Varianz der durch nuklearen Energieverlust deponierten Energie folgende Formel an:

$$\langle S_n \rangle^2 = \int_0^{2\pi} \int_{E'=0}^{E'=E} (\Delta E_{Sn})^2 \frac{d\sigma(E', \Delta E_{Sn})}{d\Omega dE'} d\vartheta dE' \quad (2.83)$$

mit dem Energieübertrag im Einzelstoß  $\Delta E_{Sn}$  aus Gleichung (2.48).

Um den Beitrag zur Energieauflösung zu erhalten, muß auch dieser Ausdruck entlang der gesamten Ionenspur integriert werden:

$$\Delta E_{\langle \text{FP} \rangle^2} = 2.35 \cdot \sqrt{\int_0^R \langle S_n \rangle^2 dx} \quad (2.84)$$

Die exakte Evaluation dieses Ausdrucks ist numerisch sehr aufwändig; sie konnte daher im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht explizit durchgeführt werden. Um dennoch eine quantitative Abschätzung aus den Berechnungen von Anderson für Bor in Diamant (s.u.) ableiten zu können, wurde das Verhältnis  $\Delta E_{\langle \text{FP} \rangle^2} / \delta E_n$  betrachtet:

$$\frac{\Delta E_{\langle \text{FP} \rangle^2}}{\delta E_n} = \frac{\left[4 \frac{M_I M_T}{(M_I + M_T)^2}\right]^{3/2} \overbrace{\sqrt{\int_0^R \int_0^E E'^2 \sin^4(\vartheta/2) d\sigma(E', \vartheta) dx}}^{\sim \sqrt{E} \sqrt{R}}}{\left[4 \frac{M_I M_T}{(M_I + M_T)^2}\right]^2 \underbrace{\int_0^R \int_0^E E' \sin^2(\vartheta/2) d\sigma(E', \vartheta) dx}_{\sim \ln(E) R}} \quad (2.85)$$



Für dieses Verhältnis können einige Abhängigkeiten angegeben werden, die eine Abschätzung des Beitrags der Fluktuationen von  $\delta E_n / \delta E_{el}$  zum Konversionsrauschen ermöglichen:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E_{<FP>^2}}{\delta E_n} &\sim \left[ 4 \frac{M_I \cdot M_T}{(M_I + M_T)^2} \right]^{-1/2} \\ \frac{\Delta E_{<FP>^2}}{\delta E_n} &\sim \frac{1}{\sqrt{R}} \\ \frac{\Delta E_{<FP>^2}}{\delta E_n} &\sim \frac{\sqrt{E}}{\ln E} \end{aligned} \quad (2.86)$$

Anderson berücksichtigt in seiner Diskussion jedoch nicht, daß in einem Kalorimeter sowohl die durch nuklearen Energieverlust als auch die durch elektronischen Energieverlust deponierte Energie nachgewiesen wird. Ein Beitrag von  $\Delta E_{<FP>^2}$  zum Konversionsrauschen wirkt sich daher nur vernachlässigbar direkt als Fluktuation der nachgewiesenen Energie aus, die in Ionisationsdetektoren die entscheidende Limitierung durch diesen Beitrag darstellt. Der Beitrag von  $\Delta E_{<FP>^2}$  in einem kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektor besteht vor allem in der Anzahl der erzeugten Frenkel-Paare, deren Fluktuation dadurch größer ist als nach den Gleichungen (2.80) und (2.82) berechnet. Als obere Grenze für eine Abschätzung dieses Beitrags können die Abhängigkeiten aus Gleichung (2.86) herangezogen werden, doch wird der Wert für  $\Delta E_{<FP>^2}$  damit wahrscheinlich überschätzt.

#### Erzeugung von Photonen (Fluoreszenz):

Die durch elektronischen Energieverlust der Ionen im Kristall (s. Kap. 2.5.1) erzeugten Elektron-Loch-Paare können auch über die Aussendung von Photonen rekombinieren. Wenn die Photonen den Absorber verlassen, ist dies ein weiterer Energieverlustprozeß, der berücksichtigt werden muß. Die Effizienz dieses Konkurrenzprozesses zur Elektron-Phonon-Kopplung ist sehr stark von der Bandstruktur des Festkörpers abhängig. Für Diamant mit einer Bandlücke von 5.5 eV schätzt Anderson ab, daß nicht mehr als 1% der Energie als Photonen verloren geht [42]. Er gibt für die Anzahl von Photonen, die durch Teilchen-Eintrag erzeugt werden, folgenden Wert an:

$$n_{fl} = 0.01 \frac{E}{2E_{phot}} \quad (2.87)$$

Der Beitrag zur Energieauflösung durch Verluste von Photonen beträgt dann:

$$\Delta E_{fl} = 2.35 \cdot \sqrt{0.005 \cdot E \cdot E_{phot}} \quad (2.88)$$

Saphir hat eine Bandlücke von 10 eV, die mittlere Photonenenergie ist  $E_{phot} = 6.05$  eV [56].

In Konkurrenz zur Erzeugung von Photonen kann Energie auch durch sogenannte "δ-Elektronen" weggetragen werden. Nach Anderson ist dieser Mechanismus aber zumindest in Isolatoren vernachlässigbar [42].

**Metastabile elektronische Zustände:**

Fremdatome mit langlebigen Valenzband-Zuständen in der Nähe der Valenz- oder Leitungsband-Kante des Absorbers können Löcher oder Elektronen in diese Zustände einfangen. Diese sogenannten "Exzitonen" relaxieren dann nicht spontan und die in ihnen gespeicherte Energie trägt nicht zum Temperatursignal bei. Da die Anzahl der eingefangenen Elektronen/Löcher ebenfalls statistischen Fluktuationen unterliegt, liefert dieser Effekt einen Beitrag zur Energieauflösung, der von der Konzentration der Störstellen abhängig ist. In sehr reinen Absorbern mit geringer Störstellenkonzentration ist der Beitrag vernachlässigbar. In stark dotiertem Germanium allerdings hat McCammon einen starken Einfluß dieses Effekts beobachtet, da die Dotieratome als Störstellen mit sehr günstigen Energieniveaus wirken [35]. Thermische Phononen können als Gitterverzerrungen ebenfalls von Störstellen eingefangen werden. Jedoch ist bei tiefen Temperaturen die Beweglichkeit der Atome im Gitter stark eingeschränkt und die freie Weglänge der Phononen sehr hoch.

**Strahlenschäden:**

Das Ion erzeugt im Absorber nicht nur einzelne Frenkelpaare, sondern kann durch die lokal sehr hohen Energiedichten bei hohen Energieverlust-Werten das Kristallgitter makroskopisch zerstören [46, 47]. Man spricht dann von einer "Amorphisierung" des Kristalls, da kein Kristallgitter mehr vorliegt, sondern eine amorphe, d.h. glas-ähnliche Struktur des Festkörpers. Solche amorphen Bereiche des Kristalls haben eine höhere Wärmekapazität als kristalline, da für sie das Debye-Gesetz nicht mehr angewendet werden kann [30]. Ist die Bestrahlungsdosis hoch genug, führt diese Erhöhung der Wärmekapazität zu einer Verringerung des Temperatur-Signals und damit zu einer Verschlechterung der Energieauflösung (Verschlechterung des SNR). Außerdem ist die freie Weglänge der thermischen Phononen in amorphen Bereichen reduziert. Eine unvollständige Thermalisierung kann die Folge sein, die eine Ortsabhängigkeit des Detektorverhaltens zur Folge hat (s. Abschnitt 2.5.2) und dadurch die Auflösung beeinflusst. Die Bestrahlungsdosis, oberhalb der sich ein Einfluß auf die Energieauflösung bemerkbar macht, ist abhängig von der deponierten Energiedichte, d.h. dem spezifischen Energieverlust und damit von Ion, Ionenenergie und dem Absorbermaterial (s. z.B. Kap. 3.2.4).

**"Excess Noise":**

Liu, McCammon et al. haben für Halbleiter-Thermistoren aus Silizium und Germanium zusätzlich zu den bisher diskutierten Beiträgen zur Energieauflösung eine weitere Komponente des Rauschens beobachtet, den sie mit "Excess Noise" ("Überschuß-Rauschen") bezeichnen [57]. Sie interpretieren diesen Rauschbeitrag als Energiefluktuationen zwischen Elektronen- und Phononensystem des Thermistors, die streng genommen zwei thermische Systeme im Temperaturgleichgewicht darstellen, die durch eine endliche thermische Ankopplung, in diesem Fall die Elektron-Phonon-Kopplungskonstante  $g_{el-ph}$  (s. Gleichung (2.37)), verbunden sind. Aufgrund der endlichen thermischen Ankopplung haben die Elektronen im Halbleiter eine höhere Temperatur als die Phononen. Analog zum Phononenrauschen (s. Kap. 2.6.2) ergibt sich daraus ein Rauschbeitrag. Da ein supraleitendes Phasenübergangs-Thermometer die Temperaturänderung eines Widerstands zum Nachweis einer Tempera-

turänderung benutzt, treten auch für ein solches Thermometer Fluktuationen zwischen Phononen- und Elektronentemperatur auf. Analog zu Gleichung (2.68) kann ein Beitrag zur Energieauflösung beschrieben werden als:

$$\Delta E_{\text{excess}} = 2.35 \sqrt{k_B T^2 C_{el,eff}} \quad (2.89)$$

wobei  $C_{el,eff}$  eine "effektive Wärmekapazität" der Elektronen darstellt, die von der Elektron-Phonon-Kopplung  $g_{el-ph}$  abhängt. Liu, McCammon et al. beobachten für dotierte Silizium-Thermistoren eine starke Abhängigkeit des Excess Noise vom Volumen und der Dotierkonzentration sowie dem Widerstand der Thermistoren. Für Supraleiter im Phasenübergang ist der Effekt noch nicht quantitativ untersucht worden; ein möglicher Einfluß auf die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Detektoren wird in den Kapiteln 4 und 5 diskutiert.

Anderson hat in [42] für Diamant-Absorber mit drei verschiedenen Volumina ( $0.02 \text{ mm}^3$ ,  $1 \text{ mm}^3$  und  $125 \text{ mm}^3$ ) die Beiträge des Konversionsrauschens für verschiedene einfallende Teilchen (4 keV-Elektronen, 100 keV-Kupferionen, 5.5 MeV-Alpha-Teilchen, 25 MeV-Brom-Ionen) berechnet. Abbildung 2.9 faßt die Ergebnisse zusammen.  $\delta\nu$  bezeichnet in dieser Abbildung den Beitrag der Fluktuationen zwischen nuklearem und elektronischem Energieverlust, der in der vorliegenden Arbeit als  $\Delta E_{<FP>^2}$  bezeichnet wird.

Für Alpha-Teilchen wird die erreichbare Energieauflösung dominiert von Verlusten durch Fluoreszenz, da sie aufgrund ihrer geringen Masse nur wenig Energie durch elastische Stöße deponieren. Anders ist die Situation für die schweren Ionen Kupfer und Brom:  $\delta\nu$  (bzw.  $\Delta E_{<FP>^2}$ ) ist hier der dominante Beitrag, der die Energieauflösung limitiert. Dies wird insbesondere deutlich für Kupfer-Ionen, für die die Einbeziehung von  $\delta\nu$  die Energieauflösung um eine Größenordnung von 1 keV auf 10 keV verschlechtert.

In Tabelle 2.2 werden die theoretisch berechneten Beiträge des Konversionsrauschens für einen Diamant-Absorber von  $1 \text{ mm}^3$  mit denen für einen Saphir-Absorber desselben Volumens verglichen. Die Erzeugung von Frenkel-Paaren durch elektronischen Energieverlust ist in Andersons Berechnungen nicht explizit berücksichtigt, daher wurde für den Diamant-Absorber eine Abschätzung dieses Beitrags durchgeführt. Die integrierten Energieverluste  $\delta E_n$  und  $\delta E_{el}$  wurden mit dem Computer-Programm TRIM von Ziegler et al. [49] berechnet. Zur Berechnung der verschiedenen Beiträge des Konversionsrauschens wurden die Gleichungen (2.80), (2.82) und (2.88) benutzt. Um den Beitrag von  $\Delta E_{<FP>^2}$  abzuschätzen, wurde der von Anderson berechnete Wert von  $\Delta E_{<FP>^2} / \delta E_n$  für Brom in Diamant mit den in Gleichung (2.86) diskutierten Faktoren auf Masse und Reichweite von Uran in Saphir skaliert. Die Wärmemenge  $Q_{FP}$  (s. Kap. 2.6.3), die in einem Frenkelpaar gespeichert wird, kann mit Hilfe der Werte für Diamant aus [42] abgeschätzt werden. Weiter oben wurde diskutiert, daß  $Q_{FP}$  in erster Näherung proportional dem Kompressionsmodul bzw. umgekehrt proportional der Kompressibilität  $\kappa$  ist:  $Q_{FP} \cdot \kappa \approx \text{konstant}$ . Diamant hat eine Kompressibilität von  $\kappa = 1.63 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$  [58]. Anderson hat dafür  $Q_{FP} = 12 \text{ eV}$  ausgerechnet. Saphir hat eine Kompressibilität von  $\kappa = 3.23 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$  [58]. Daraus kann man für die pro Frenkelpaar gespeicherte Wärmemenge einen Wert von  $Q_{FP} \approx 9 \text{ eV}$  abschätzen (vgl. Tabelle 2.2).

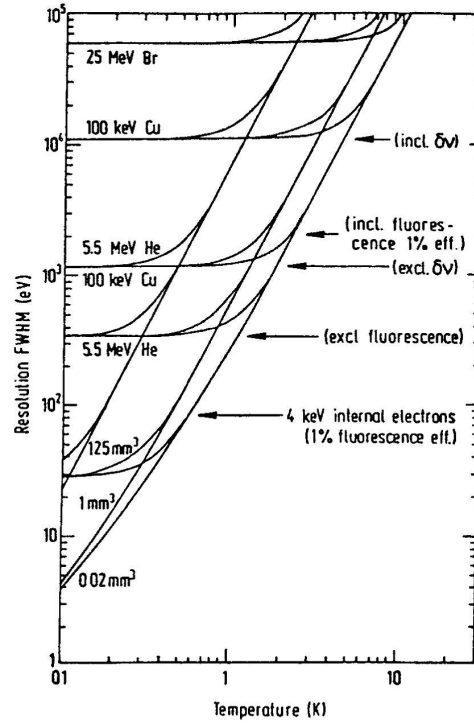


Abbildung 2.9: Theoretische Vorhersage von Anderson [42] für die Energieauflösung, die mit einem Diamant-Absorber erreicht werden kann, in Abhängigkeit von der Detektortemperatur: Die verschiedenen Kurven beschreiben die Energieauflösung für Elektronen der Energie 4 keV, Kupfer-Ionen der Energie 100 keV, Alpha-Teilchen der Energie 5.5 MeV und Brom-Ionen der Energie 25 MeV für drei verschiedene Absorber-Volumina von 0.02 mm<sup>3</sup>, 1 mm<sup>3</sup> und 125 mm<sup>3</sup> (Diskussion s. Text).

| Absorber/<br>Ion               | $\delta E_n$<br>[MeV] | $\delta E_{el}$<br>[MeV] | $\Delta E_{FP,n}$<br>[keV] | $\Delta E_{FP,el}$<br>[keV] | $\Delta E_f$<br>[keV] | $\Delta E_{<FP>^2}$<br>[keV] | $\Delta E_{KV}$<br>[keV] |
|--------------------------------|-----------------------|--------------------------|----------------------------|-----------------------------|-----------------------|------------------------------|--------------------------|
| Diamant                        | $E_d = 28 \text{ eV}$ |                          | $Q_{FP} = 12 \text{ eV}$   |                             |                       |                              |                          |
| 5.5 MeV $\alpha$ <sup>1)</sup> | 0.006                 | —                        | 0.3                        | —                           | 1.0                   | 0.2                          | 1.1                      |
| 5.5 MeV $\alpha$ <sup>2)</sup> | 0.011                 | 5.48                     | 0.4                        | 5.1                         | 1.0                   | 0.2                          | 5.2                      |
| 25 MeV Br <sup>1)</sup>        | 1.1                   | —                        | 3.6                        | —                           | 2.2                   | 62                           | 62                       |
| 25 MeV Br <sup>2)</sup>        | 1.77                  | 23.02                    | 4.6                        | 10.3                        | 2.2                   | 62                           | 63                       |
| Saphir                         | $E_d = 16 \text{ eV}$ |                          | $Q_{FP} = 9 \text{ eV}$    |                             |                       |                              |                          |
| 5.5 MeV $\alpha$ <sup>2)</sup> | 0.011                 | 5.48                     | 0.4                        | 5.1                         | 1.4                   | 0.1                          | 5.2                      |
| 18 MeV U <sup>2)</sup>         | 7.18                  | 9.48                     | 9.3                        | 6.7                         | 2.4                   | 429                          | 429                      |

Tabelle 2.2: Berechnete Werte für die verschiedenen Beiträge zur Energieauflösung des Konversionsrauschens:  $\delta E_n$  und  $\delta E_{el}$  ist der entlang der Ionenbahn integrierte nukleare bzw. elektronische Energieverlust.  $\Delta E_{FP,n}$  und  $\Delta E_{FP,el}$  beschreiben den Beitrag aus der Erzeugung von Frenkel-Paaren,  $\Delta E_f$  den Beitrag durch Fluoreszenz und  $\Delta E_{<FP>^2}$  den Beitrag der Fluktuationen im Verhältnis von nuklearem und elektronischem Energieverlust.  $\Delta E_{KV}$  ist die quadratische Summe aller Beiträge. Die Berechnungen erfolgten bei  $T = 1.5 \text{ K}$  und  $V = 1 \text{ mm}^3$  (Diskussion s. Text).

<sup>1)</sup> Berechnungen von Anderson aus [42]

<sup>2)</sup> Berechnungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit

Für die Alpha-Teilchen liefert die Erzeugung von Frenkel-Paaren aus dem elektronischen Energieverlust den Hauptbeitrag zur Energieauflösung; auch der Beitrag aus Verlusten durch Fluoreszenz ist verhältnismäßig groß. Das liegt daran, daß Alpha-Teilchen eine sehr geringe Masse haben und daher entlang der gesamten Ionenbahn nur einen Bruchteil von 0.2 % ihrer Energie durch nuklearen Energieverlust deponieren. Für die schweren Ionen Brom und Uran hingegen wird ein wesentlicher Anteil der Gesamtenergie durch nuklearen Energieverlust deponiert. Insbesondere für Uran, wo  $\delta E_n$  und  $\delta E_{el}$  fast gleich groß sind, wird das Konversionsrauschen daher von  $\Delta E_{<FP>^2}$  dominiert. In Ionisationsdetektoren stellt dieser Faktor eine wesentliche Begrenzung der Energieauflösung dar [55]. Da in einem kalorimetrischen Detektor die Energie aus dem nuklearen Energieverlust ebenfalls nachgewiesen wird, ist der in Tabelle 2.2 angegebene Beitrag von  $\Delta E_{<FP>^2}$  wahrscheinlich überschätzt. In Kap. 5.2.3.2 werden die theoretischen Werte für  $\Delta E_{KV}$  von Uran in Saphir mit experimentellen Daten verglichen und diskutiert.

## 2.7 Potentielle Vorteile von kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren gegenüber konventionellen Detektoren

Gegenüber konventionellen Schwerionen-Detektoren wie Ionisationskammern, Halbleiter-Detektoren oder Szintillatoren bieten kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren eine Reihe von potentiellen Vorteilen:

- geringere Anregungsenergie der detektierten Quanten:  
In Kap. 2.6.3 wurde die Energie eines thermischen Phonons bei  $T = 1.5 \text{ K}$  zu  $E = 0.13 \text{ meV}$  berechnet. Im Vergleich dazu liegen die Anregungsenergien von Halbleiter-Detektoren bei ca. 1 eV, bei Ionisationskammern sogar bei ca. 10 eV. Dieselbe eingetragene Energie erzeugt daher 1000 – 10 000 mal so viele Phononen wie Ladungsträger-Paare. Die Statistik der Quantenfluktuationen wird dadurch verbessert, die intrinsische Energieauflösung verbessert sich um einen Faktor  $\sqrt{10000} = 100$ .
- vollständigerer Energienachweis:  
Ionisationsdetektoren weisen nur den Teil der Energie nach, der durch elektronischen Energieverlust deponiert wird. Insbesondere bei niedrigen Ionenenergien gewinnt aber der nukleare Energieverlust mehr und mehr an Bedeutung. Durch den Nachweis auch des Energieanteils, der durch nuklearen Energieverlust deponiert wird, erreicht man einen vollständigeren Energienachweis und damit eine bessere Detektionseffizienz von bis zu 100%.

Diese beiden Aspekte gewinnen insbesondere für den Nachweis von sehr schweren Teilchen (z.B. WIMPs) und bei niedrigen Schwerionenenergien an Bedeutung. Für hohe Ionenenergien und sehr schwere Ionen ist die Auflösung von konventionellen, ionisierenden Detektoren durch frühzeitige Rekombination der erzeugten Ladungen limitiert: Da die Ionisationsdichten im Detektionsmedium sehr hoch sind, rekombinieren die erzeugten Ladungen, bevor sie die Elektrode erreichen, und werden daher nicht nachgewiesen. Da bei Rekombination die Energie des Ladungsträger-Paares als Wärme an das Gitter

abgegeben wird, existiert dieser Verlustprozeß für kalorimetrische Detektoren nicht.

- Resistenz gegen Strahlenschäden:  
Insbesondere Silizium ist sehr empfindlich für Schädigung durch permanente Zerstörung des Kristallgitters, die von schweren Ionen verursacht wird (s. "Erzeugung von Frenkelpaaren") [48]. Durch die Zerstörung des Kristallgitters wird die Energieauflösung verschlechtert. Das Prinzip des Nachweises von Energie als Wärme ist unabhängig vom gewählten Absorbermaterial. Man kann daher den Absorber für die Anforderungen des jeweiligen Experiments optimieren und insbesondere für die Schwerionen-Detektion ein Material wählen, das weniger anfällig gegen Zerstörung des Kristallgitters ist, wie z.B. Saphir (s. Kap. 3).
- Ionenverluste in Totschichten:  
Konventionelle Oberflächensperrschicht-Zähler werden an der Oberfläche von einer Oxidschicht geschützt, in der keine Ladungsträger erzeugt werden können und die daher als Totschicht des Detektors wirkt. Ionisationskammern benötigen Eintrittsfolien, die je nach aktiver Detektorfläche von einem Stützgitter gehalten werden müssen. In diesen Eintrittsfolien und Totschichten werden Ionen absorbiert bzw. gestreut. Dies begrenzt die Detektionseffizienz insbesondere bei relativ niedrigen Ionen-Energien. Für kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren sind bei Temperaturen von 1 – 4 K keine Eintrittsfolien erforderlich.
- Minimierung von Rauschbeiträgen:  
Durch die niedrige Detektortemperatur werden elektrische und thermische Rauschbeiträge minimiert.

# Kapitel 3

## Konzeption und Herstellung der Detektoren

### 3.1 Grundsätzliche Überlegungen

Diese Arbeit baut auf die Arbeiten von Meier [19, 20, 21] und v. Kienlin [22, 23] auf, in denen wesentliche Untersuchungen zum grundsätzlichen Funktionsprinzip sowie den wichtigsten Detektoreigenschaften gemacht wurden. Ein Ziel der vorliegenden Arbeit war die Weiterentwicklung und Verbesserung des von ihnen entwickelten Detektorkonzepts und die Anpassung an die experimentellen Bedingungen in AMS-Experimenten. In diesem Kapitel werden die wesentlichen Änderungen und die Eigenschaften der neuen Detektoren vorgestellt.

Zunächst sollen noch einmal kurz die wesentlichen Anforderungen an die Detektoren zusammengestellt werden:

#### Der Absorber:

- Der Absorber muß genügend dick sein, um die Schwerionen vollständig abzustoppen. Im in dieser Arbeit verwendeten Energiebereich haben die Ionen eine Reichweite von maximal  $20\text{ }\mu\text{m}$ , sodaß die Standarddicke von  $330\text{ }\mu\text{m}$  völlig ausreichend ist, um die Ionen vollständig zu stoppen.
- Insbesondere für die Messungen in der Beschleuniger-Massenspektrometrie muß die aktive Fläche des Detektors möglichst groß sein, um eine Detektionseffizienz nahe 100% zu erreichen. Typische Ionenstrahlen haben einen Durchmesser von einigen Millimetern bis zu maximal einem Zentimeter.
- Gleichzeitig darf die Wärmekapazität des Detektors nicht zu groß werden. Sie stellt insbesondere bei den in dieser Arbeit untersuchten relativ geringen Ionenenergien eine Limitierung der Auflösung dar, denn eine hohe Wärmekapazität bedeutet eine kleine Signalamplitude und damit ein schlechtes SNR.
- Um eine möglichst rasche und vollständige Thermalisierung des gesamten Absorbers zu gewährleisten, darf die Wärmeleitfähigkeit des Materials bei tiefen Temperaturen nicht zu klein werden.

- Insbesondere bei schweren Ionen wie Uran ist zudem wichtig, daß das Absorbermaterial eine hohe Resistenz gegen Strahlenschäden durch permanente Zerstörung des Kristallgitters besitzt (s. Abschnitt 2.6.3).

In Abschnitt 2.1.1 wurde bereits der Vorteil von Isolatoren mit hoher Debye-Temperatur als Absorber diskutiert. Für die hier vorgestellten Detektoren wurde Saphir verwendet, da dieses Material eine hohe Debye-Temperatur besitzt. Um die Wärmekapazität zu verringern, wurden neben Absorbern der Standard-Dicke von  $330\text{ }\mu\text{m}$  auch dünnere Absorber von  $100\text{ }\mu\text{m}$  Dicke untersucht.

#### Das Thermometer:

- Die Arbeitstemperatur des Thermometers ist durch den benutzten Kryostaten auf einen Bereich  $T_A \geq 1.2\text{ K}$  beschränkt. Bei Verwendung eines supraleitenden Phasenübergangsthermometers muß die Übergangstemperatur  $T_C$  des Supraleiters in diesem Bereich liegen.
- In diesem Temperaturbereich sollte das Thermometer eine große Sensitivität  $dR/dT$  besitzen.
- Der Widerstand  $R_A$  des Thermometers sollte ausreichend groß sein, um konventionelle spannungsempfindliche Vorverstärker benutzen zu können ( $R \geq 10 - 100\text{ k}\Omega$ ).

Die Übergangstemperatur des in der vorliegenden Arbeit als Phasenübergangsthermometer benutzten Aluminiumfilms beträgt  $1.4 - 1.6\text{ K}$  und ist mit dem zur Verfügung stehenden Kryostaten gut zu erreichen. Um hohe Widerstände bei geringen Schichtdicken zu produzieren, wurde der Aluminium-Draht mäanderförmig strukturiert; auf diese Weise wurden im Arbeitspunkt  $T_A$  Widerstände zwischen  $30$  und  $100\text{ k}\Omega$  erreicht. Das ebenfalls als Thermistor benutzte Germanium war kompensiert dotiert und erreichte bei einer Arbeitstemperatur von  $1.67\text{ K}$  einen Widerstand von  $200\text{ k}\Omega$ .

#### Die thermische Ankopplung:

Um möglichst hohe Zählraten zu erreichen, darf die Abklingzeit  $\tau_{eff}$  nicht zu lang werden. Dies wird neben der kleinen Wärmekapazität durch eine gute thermische Ankopplung  $k$  erreicht. Ist die thermische Ankopplung aber zu stark, thermalisiert der Absorber nicht mehr vollständig, ehe der Temperaturanstieg  $\Delta T$  bereits wieder an das Kältebad abgeführt wird. Das Temperatursignal kann sich nicht vollständig aufbauen. Dadurch wird das Signal verringert und die Energieauflösung verschlechtert. Es ist daher notwendig, zwischen hoher Ratenfestigkeit und hoher Energieauflösung einen Kompromiß zu finden.

## 3.2 Der Saphir-Absorber

Aufgrund seiner hohen Debye-Temperatur ist Saphir als Absorber geeignet, denn auch für große Absorber können relativ geringe Wärmekapazitäten erreicht werden. Die Wärmeleitfähigkeit ist eine der höchsten unter den Isolatoren, sodaß eine optimale Thermalisierung in kurzer Zeit gewährleistet ist. Zudem läßt sich Aluminium,



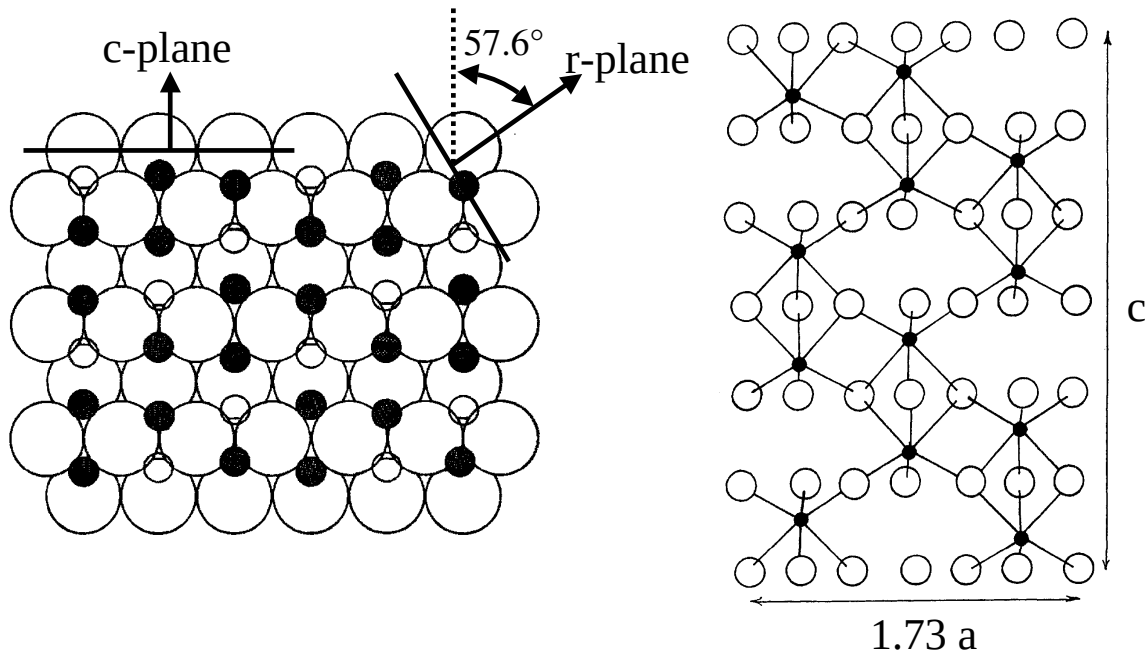


Abbildung 3.1: Die Kristallstruktur von Saphir: Die großen leeren Kugeln repräsentieren die Sauerstoff-Atome, die kleinen schwarzen Kugeln die Aluminium-Atome. Die leeren kleinen Kugeln symbolisieren die leeren Al-Gitterplätze (auf der rechten Seite der Übersicht halber weggelassen).

das als supraleitendes Phasenübergangsthermometer benutzt wurde, sehr gut auf Saphir deponieren.

### 3.2.1 Das Kristallgitter

Als "Saphir" bezeichnet man einkristallines  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  ohne Fremdatome. In industriell gezogenen Saphirkristallen wird eine Materialreinheit von 99.999 % erreicht (garantiert vom Hersteller); große Kristalle können mit einer geringen Menge von Gitterfehlern gezogen werden.

Abbildung 3.1 zeigt die Kristallstruktur von Saphir. Aluminium ist ein dreiwertiges Element. Wenn es sich mit dem zweiwertigen Sauerstoff verbindet, entsteht ein relativ kompliziertes hexagonales Gitter der Struktur R3C [59]. Auf drei Sauerstoff-Atome kommen zwei Aluminium-Atome, daher ist  $\frac{1}{3}$  der Aluminium-Gitterplätze leer. Die Gitterkonstanten betragen  $c = 12.991(7) \text{ \AA}$  und  $a = 4.761(3) \text{ \AA}$ , die Atomzahldichte liegt bei  $n = 1.18 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  [60].

"c-plane" und "r-plane" beschreiben zwei Orientierungen der Kristalloberfläche, auf die der Aluminium-Film aufgedampft wurde, der als supraleitendes Phasenübergangsthermometer fungiert: Saphir-Standard-Wafer werden aus einer Aluminium-Schmelze gezogen und dann in Scheiben von  $330 \mu\text{m}$  Dicke geschnitten und anschließend poliert. Aus technischen Gründen des Herstellungsprozesses ist die Oberflächen-Orientierung dieser Standard-Wafer "r-plane", d.h. um  $57,6^\circ$  gegen die c-Achse geneigt. Dünnere Substrate werden aus  $300 \mu\text{m}$  dicken Substraten auf die gewünschte Dicke geschliffen. Aufgrund der Kristallstruktur ist es jedoch leichter, Saphir entlang der c-Ebene zu schleifen als entlang anderer Kristall-Ebenen. Im Gegen-

satz zu den 300  $\mu\text{m}$  Wafern ist daher für dünnere Saphir-Substrate die Oberflächen-Orientierung "c-plane" vom Hersteller vorgegeben. Das Verhältnis von Aluminium- zu Sauerstoff-Atomen an der Oberfläche ist jedoch für die beiden Kristallorientierungen unterschiedlich: Für die Orientierung "c-plane" gilt ein Verhältnis von O:Al = 7:4, für "r-plane" gilt O:Al = 6:4. In Abschnitt 3.4.3 wird dargestellt, daß die Oberflächen-Orientierung Einfluß auf die Qualität der aufgedampften Aluminium-Filme hat.

### 3.2.2 Die Wärmekapazität

Nach Gleichung (2.2) ist die Wärmekapazität von Saphir bestimmt durch seine Debye-Temperatur. Diese wiederum läßt sich aus der Messung der Schallgeschwindigkeit  $v_s$  bestimmen gemäß

$$\Theta_D = \zeta \frac{\hbar}{k_B} v_s (6\pi^2 n), \quad n = \text{Atomzahldichte} \quad (3.1)$$

$\zeta$  ist dabei ein Korrekturfaktor, der Mehrphonon-Wechselwirkungen bei tiefen Temperaturen berücksichtigt. Für die Schallgeschwindigkeit  $v_s$  existieren in der Literatur recht unterschiedliche Angaben:

- Das "National Institute of Standards (NIST)" [60] in USA gibt für die Schallgeschwindigkeit den Wert  $v_s = (11.00 \pm 0.03) \text{ km/s}$  bei  $T = 300 \text{ K}$  an. Daraus ergibt sich ein Wert für die Debye-Temperatur von  $\Theta_D = (1019 \pm 3) \text{ K}$ .
- Hao et al. haben die Phononen-Dispersionsrelation in Saphir gemessen und auch die Variation der Schallgeschwindigkeit mit der Temperatur untersucht [61]. Sie finden bei Temperaturen zwischen 20 und 80 K eine Variation der Schallgeschwindigkeit von  $\Delta v_s \leq 10^{-4}$  und geben einen Wert von  $v_s = (11.23 \pm 0.01) \text{ km/s}$  und eine Debye-Temperatur von  $\Theta_D = (1030 \pm 1) \text{ K}$  an.

Bildet man den Mittelwert aus beiden Debye-Temperaturen, ergibt sich

$$\Theta_D = (1025 \pm 5) \text{ K} \quad (3.2)$$

und daraus die spezifische Wärmekapazität

$$c_{Sa} = (3.54 \pm 0.05) \times 10^{-7} T^3 \frac{\text{J}}{\text{cm}^3 \text{ K}} \quad (3.3)$$

### 3.2.3 Die Wärmeleitfähigkeit

Verwendet man Gleichung (2.11) zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit von Kristallen mit quadratischem Querschnitt der Seitenlänge  $D$ , erhält man mit den obigen Werten für  $v_s$  und  $c_{Sa}$ :

$$\lambda_{Sa} = (0.043 \pm 0.002) T^3 \cdot D [\text{cm}] \frac{\text{W}}{\text{cm K}} \quad (3.4)$$

Zum Vergleich: In [62] wird für Saphir-Fasern mit kreisförmigem Querschnitt verschiedener Radien  $R$  ein Wert von  $\lambda = (0.061 \pm 0.003) T^3 \cdot R [\text{cm}] \frac{\text{W}}{\text{cm K}}$  angegeben.

Mit Gleichung (3.4) und den Korrekturen aus [34] ergibt sich für eine Kristalldicke von  $330 \mu\text{m}$  eine spezifische Wärmeleitfähigkeit von  $\lambda_{Sa} = (1.21 \pm 0.06) \times 10^{-3} T^3 \frac{\text{W}}{\text{cm K}}$ .

Der bei Meier und v. Kienlin zitierte Wert von  $\lambda_{Sa} = (2.46 \pm 0.02) \times 10^{-2} T^3 \frac{\text{W}}{\text{cm K}}$  wurde von Berman et al. an Kristallen mit einem Radius von  $2.5 \text{ mm}$  gemessen [63, 64]. Skaliert man diesen Wert auf den eines rechteckigen Kristalls mit  $D = 330 \mu\text{m}$ , erhält man  $\lambda_{Sa} = (1.81 \pm 0.01) \times 10^{-3} T^3 \frac{\text{W}}{\text{cm K}}$ . In der Formel (3.4) ist nicht berücksichtigt, daß die Oberflächenbeschaffenheit des Kristalls die Wärmeleitfähigkeit erheblich beeinflusst [34]. Wenn ein Teil der Phononen nicht diffusiv, sondern reflexiv gestreut wird, kann sich die Wärmeleitfähigkeit deutlich erhöhen. Die hier verwendeten Kristalle sind auf der einen Seite poliert, auf der anderen nicht. Wenn man für eine Abschätzung des Einflusses annimmt, daß 50% der Phononen an der polierten Seite reflexiv gestreut werden, erhöht sich die Wärmeleitfähigkeit nach [34] um einen Faktor von 1.7. Dann erhält man für die spezifische Wärmeleitfähigkeit:  $\lambda_{Sa} = (2.1 \pm 0.1) \times 10^{-3} T^3 \frac{\text{W}}{\text{cm K}}$ . Der Wert  $\lambda_{Sa} = (1.81 \pm 0.01) \times 10^{-3} T^3 \frac{\text{W}}{\text{cm K}}$  liegt zwischen den beiden berechneten Grenzwerten. Er soll daher als Referenzwert für die Wärmeleitfähigkeit von Saphir unterschiedlicher Dicke  $D$  benutzt werden:

$$\lambda_{Sa} = (0.055 \pm 0.001) T^3 \cdot D [\text{cm}] \frac{\text{W}}{\text{cm K}} \quad (3.5)$$

### 3.2.4 Resistenz gegen Strahlenschäden

Saphir zeigt erst bei sehr hohen Bestrahlungsdosen Anfälligkeit für Strahlenschäden:

- McHargue et al. [59] haben die Erzeugung von Defekten in Saphir nach Bestrahlung mit unterschiedlichen Ionen im Bereich des nuklearen Energieverlusts untersucht und gefunden, daß der Anteil an Defekten im Kristallgitter (bei Bestrahlung bei  $300 \text{ K}$ ) bei ca. 67% in eine Sättigung geht (100 % entspräche vollständiger Zerstörung des Kristallgitters, d.h. Amorphisierung). Die Grenze liegt bei  $S_n = 6 \text{ eV/\AA}$ . Wird der nukleare Energieverlust weiter erhöht, beobachtet man kein damit verbundenes weiteres Anwachsen des Defekt-Anteils.

Dies kann folgendermaßen interpretiert werden: Die Versetzungsenergie  $E_d$  ist für Sauerstoff mit  $E_d = 75 \text{ eV}$  relativ hoch. Für Aluminium ist  $E_d$  mit  $E_d = 16 \text{ eV}$  deutlich geringer, jedoch kann ein verdrängtes Aluminium-Atom auf einen der leeren Gitterplätze ausweichen und wird dadurch nicht automatisch ein Frenkel-Paar bilden. Eine Sättigung der Defekt-Erzeugung bei 67% deutet darauf hin, daß in  $\frac{1}{3}$  aller Kollisionen zwischen einem Aluminiumatom und einem Schwerion das Aluminiumatom auf einen anderen Gitterplatz ausweicht. Sauerstoff-Atome spielen aufgrund der fünffach höheren Versetzungsenergie offensichtlich für Defekterzeugung nur eine untergeordnete Rolle.

- Für Defekt-Erzeugung durch elektronischen Energieverlust muß die durch das ionisierende Schwerion erzeugte Ladungsdichte groß genug sein, um Atomrümpfe von ihrem Gitterplatz zu verdrängen (s. Abschnitt 2.5.1). Daher wird Defekt-Erzeugung durch elektronischen Energieverlust erst oberhalb eines Schwellenwerts für  $S_{el}$  beobachtet [65, 47]. Canut et al. [56] geben für

den Bereich des elektronischen Energieverlusts in Saphir einen Schwellenwert für Amorphisierung von  $S_{el} = 2100 \text{ eV/\AA}$  an.

- Auch für die Amorphisierung, d.h. die permanente Zerstörung des Kristallgitters, liegt die Schwelle für den Energieverlust relativ hoch. McHargue et al. beobachten bei  $S_n = 160 \text{ eV/\AA}$  erst bei einer Bestrahlungsdosis von  $6 \times 10^{17} \text{ Ionen/cm}^2$  eine vollständige Amorphisierung des Saphir-Kristalls. Auch beobachten die Autoren eine starke Abhängigkeit der Ionendosis, die zur vollständigen Amorphisierung führt, von der Temperatur des bestrahlten Saphirkristalls: Die Grenzdosis von  $6 \times 10^{17} \text{ Ionen/cm}^2$  gilt für Bestrahlung bei Raumtemperatur. Bei einer Substrat-Temperatur von 77 K wird bereits bei einer Dosis von  $2 \times 10^{16} \text{ Ionen/cm}^2$  eine vollständige Amorphisierung beobachtet. Extrapoliert man diese Werte unter der Annahme, daß die Rekombinationsrate der Frenkelpaare exponentiell von der Temperatur abhängt (s. Kap. 2.5), erhält man für eine Temperatur von 1.5 K eine Dosis für vollständige Amorphisierung von ca.  $6 \times 10^{15} \text{ Ionen/cm}^2$ . Dies gilt für eine Bestrahlung *senkrecht* zur c-Achse. Für Bestrahlungen *entlang* der c-Achse liegt der Wert etwa einen Faktor 10 niedriger [59].

Für die schwersten in der vorliegenden Arbeit untersuchten Ionen Uran und Gold liegt der Maximalwert des nuklearen Energieverlusts im Bereich von 400 – 600 eV/Å, der des elektronischen Energieverlusts bei ca. 800 eV/Å. Der Grenzwert für Schädigungen des Kristallgitters durch nuklearen Energieverlust wird somit überschritten. Jedoch sind die im Experiment auftretenden Bestrahlungsdosen von einigen  $10^7 \text{ Ionen/cm}^2$  um Größenordnungen geringer als die Bestrahlungsdosis von  $6 \times 10^{15} \text{ Ionen/cm}^2$ , für die die hier diskutierten Werte von  $S_n$  zu einer makroskopischen Schädigung des Kristallgitters führten [59]. Die lokale Schädigung des Kristallgitters, die durch Bestrahlung mit Schwerionen geringer Ionendosis im Saphir-Kristall hervorgerufen wird, ist im Vergleich dazu vernachlässigbar. Für Silizium hingegen wird bei vergleichbarer Bestrahlungsdosis selbst bei relativ geringem nuklearem bzw. elektronischem Energieverlust ( $S_n \geq 58 \text{ eV/\AA}$  [66],  $S_{el} \geq 87 \text{ eV/\AA}$  [67]) eine permanente makroskopische Schädigung des Kristallgitters beobachtet (vgl. auch Kap. 5.2.3.3).

### 3.3 Thermistor auf Basis eines kompensiert dotierten Germanium-Kristalls

#### 3.3.1 Der Germaniumkristall

Die Germaniumkristalle wurden von K. Shephard (Argonne National Laboratory, Chicago, USA) zur Verfügung gestellt [68]. V. Kienlin [22, 23] hat ebenfalls Germaniumkristalle dieses Materials benutzt. Es wurde bei der Firma "Chemical and Metallurgical Division of Sylvania Electric Products Inc." hergestellt und folgendermaßen dotiert:

- $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  Indium (In) als Akzeptor
- $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  Antimon (Sb) als Donator

Der Kompensationsgrad  $N_D/N_A$  beträgt demnach 50%, das Germanium ist p-leitend mit einer Ladungsträgerkonzentration von  $n_{eff} = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Ein einzelner Germanium-Kristall ist etwa  $6 \times 3 \times 0.5 \text{ mm}^3$  groß. Die Kristalle wurden mit einer Diamantsäge in  $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ mm}^3$  und  $1 \times 0.5 \times 0.5 \text{ mm}^3$  große Stücke geschnitten.

#### Wärmekapazität:

Keesom und Seidel haben die Wärmekapazitäten einer ganzen Reihe von Germanium-Proben unterschiedlicher Dotierung [69, 70] untersucht und dabei gefunden, daß sie bis zu Konzentrationen von  $N_{D/A} \leq 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  nicht wesentlich von  $N_{D/A}$  abhängen. Sie geben für die Debye-Temperatur einen Wert von  $\Theta_D = 362 \pm 2 \text{ K}$  an. Daraus ergibt sich mit Gleichung (2.2) für die Wärmekapazität des Gitters:

$$c_l = (3.03 \pm 0.05) \times 10^{-6} \cdot T^3 \frac{\text{J}}{\text{cm}^3 \text{ K}} \quad (3.6)$$

Im Rahmen des Fehler stimmt dies mit dem bei Kienlin zitierten Wert  $c_l = (2.9 \pm 0.2) \times 10^{-6} \cdot T^3 \frac{\text{J}}{\text{cm}^3 \text{ K}}$  aus älteren Veröffentlichungen gut überein.

Nach Keesom et al. [70] spielt die elektronische Wärmekapazität  $c_{el}$  von Germanium nur unterhalb von 1 K eine bedeutende Rolle. Sie haben Messungen für As- und Ga-dotiertes Germanium verschiedener Dotierkonzentrationen gemacht und erhalten:

$$\begin{aligned} c_{el}(\text{As}) &= 1.60 \times 10^{-6} T \frac{\text{J}}{\text{cm}^3 \text{ K}}, \quad N_D = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \\ c_{el}(\text{Ga}) &= 2.02 \times 10^{-6} T \frac{\text{J}}{\text{cm}^3 \text{ K}}, \quad N_A = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

Da das Germanium kompensiert dotiert ist, soll für den Vergleich mit den experimentellen Daten der Mittelwert aus beiden genommen werden:

$$c_{el} = (1.8 \pm 0.2) \times 10^{-6} T \frac{\text{J}}{\text{cm}^3 \text{ K}} \quad (3.7)$$

Im Rahmen des Fehler stimmt auch dieser Wert mit dem bei v. Kienlin zitierten  $c_{el} = (1.5 \pm 0.7) \times 10^{-6} \cdot T \frac{\text{J}}{\text{cm}^3 \text{ K}}$  überein. Für eine Arbeitstemperatur von  $T_A = 1.8 \text{ K}$  beträgt der Anteil der elektronischen Wärmekapazität damit 15%.

#### Wärmeleitfähigkeit:

Goff und Pearlman haben die Wärmeleitfähigkeit von kompensiert dotiertem Germanium mit Ladungsträgerkonzentrationen bis zu  $n_{eff} = 1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  untersucht [71]. Die Wärmeleitfähigkeit des reinen Germaniumkristalls wird in diesem Temperaturbereich von der Kristallgröße dominiert; da die Störstellenkonzentration gering ist, sollte die Anwesenheit von Dotieratomen die freie Weglänge der Phononen nicht beeinträchtigen. Es stellt sich jedoch heraus, daß die Valenzelektronen der Dotieratome durch ihre Elektron-Phonon-Streuung die freie Weglänge der Phononen begrenzen und daher die Wärmeleitfähigkeit des dotierten Kristalls um zwei Größenordnungen niedriger liegt als für reines Germanium. Sie erhalten für kompensiert dotiertes Germanium, dotiert mit Antimon und Gallium, bei einer Ladungsträgerkonzentration von  $n_{eff} = 1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  folgenden Zusammenhang für

die Wärmeleitfähigkeit:

$$\lambda = 1.58 \times 10^{-3} T^4 \frac{\text{W}}{\text{cm K}} \quad (3.8)$$

Der Wert wird größer, je geringer die Ladungsträgerkonzentration ist. V. Kienlin [22] gibt für  $n_{eff} = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  folgenden Wert an:

$$\lambda = 1.64 \times 10^{-3} T^4 \frac{\text{W}}{\text{cm K}} \quad (3.9)$$

Dieser Wert wurde auch in der vorliegenden Arbeit verwendet.

Aufgrund der starken Verringerung der Wärmeleitfähigkeit und weil die Dotieratome als "Phononenfallen" wirken, ist dotiertes Germanium als Absorber ungeeignet. Nur sehr reines Germanium ohne Dotierung kann als Absorber verwendet werden [72]. Auch v. Kienlin hat in seiner Arbeit gefunden, daß Germanium nicht gleichzeitig als Absorber und Thermistor benutzt werden kann. Daher wurden die in dieser Arbeit verwendeten Detektoren mit einem Saphir-Absorber betrieben.

#### Der Tieftemperaturlack GE7031:

Der Germanium-Sensor wird mit GE7031-Tieftemperaturlack der Firma Cryophysics<sup>1</sup> auf den Absorber aufgeklebt. In [73] sind die Daten für den Tieftemperaturlack und die entsprechenden Referenzen zusammengestellt:

- Wärmekapazität  $c = (3.5 \pm 1.0) \times 10^{-5} T^3 \frac{\text{J}}{\text{g K}}$   
bzw. mit  $\rho_{Ge7031} = (1.0 \pm 0.2) \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ :  $c = (3.5 \pm 1.2) \times 10^{-5} T^3 \frac{\text{J}}{\text{cm}^3 \text{K}}$
- Wärmeleitfähigkeit:  
im Bereich  $T = 0.05 - 2 \text{ K}$ :  $\lambda = 5.4 \times 10^{-4} T^{1.87} \frac{\text{W}}{\text{cm K}}$   
im Bereich  $T = 0.04 - 0.4 \text{ K}$ :  $\lambda = 3.5 \times 10^{-5} T^2 \frac{\text{W}}{\text{cm K}}$

V. Kienlin zitiert außerdem noch ein Datenblatt der Herstellerfirma Cryophysics, die für  $T$  im Bereich  $4 - 10 \text{ K}$  einen Wert von  $\lambda = 3.2 \times 10^{-5} \frac{\text{W}}{\text{cm K}}$  angibt. Die Literaturangaben überdecken damit drei Größenordnungen. Doch selbst der kleinste Wert von  $\lambda = 3.2 \times 10^{-5} \frac{\text{W}}{\text{cm K}}$  ist um eine Größenordnung größer als der Wert für Germanium und Saphir. Die Thermalisierungszeit wird daher von der Wärmeleitfähigkeit des Tieftemperaturlacks nicht wesentlich beeinflusst, weil der Phononentransport durch die Lackschicht um einen Faktor 10 schneller erfolgt als der Transport innerhalb des Saphirs und des Germanium-Kristalls.

### 3.3.2 Die elektrische und thermische Kontaktierung

Die elektrische Kontaktierung stellt bei Halbleiterthermistoren ein nicht zu unterschätzendes Problem dar. Wird auf den Halbleiter direkt eine Metallschicht aufgedampft, bildet sich an der Kontaktfläche eine an Ladungsträgern verarmte Zone aus, eine sogenannte "Schottky-Barriere" [30]. Die Breite dieser Barriere ergibt sich

---

<sup>1</sup>Cryophysics GmbH, Dolivostrasse 9, 64293 Darmstadt

für das hier verwendete Germanium in Kontakt mit Gold zu  $d_{Schottky} \approx 1 \mu m$ . In Kapitel 2.6.1 wurde erläutert, daß diese Schottky-Barriere einen nicht unerheblichen Rauschbeitrag liefern kann. Daher ist es notwendig, sie zu verringern. Für p-leitendes Germanium müssen daher zusätzliche Akzeptor-Niveaus zur Verfügung gestellt werden, die die Elektronen aus dem Metall aufnehmen und so die Breite der an Ladungsträgern verarmten Schicht reduzieren.

Die Germanium-Kristalle, die in dieser Arbeit verwendet wurden, wurden von der Firma "Haller-Beeman Assoc. Inc."<sup>2</sup> kontaktiert. Details der Kontaktierung werden in [74] beschrieben.

Die Proben wurden an zwei gegenüberliegenden Seiten kontaktiert. Zunächst wurden die Kontaktflächen in zwei Schritten mit  $^{11}B^+$  implantiert: zuerst bei  $E = 33 \text{ keV}$  mit einer Ionendosis von  $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , dann bei  $E = 50 \text{ keV}$  mit einer Ionendosis von  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Die Reichweiten betragen  $R(33 \text{ keV}) = (719 \pm 456) \text{ \AA}$  und  $R(50 \text{ keV}) = (1077 \pm 605) \text{ \AA}$ . Es ergibt sich damit eine Bor-dotierte Grenzsicht mit einer Dicke von ca.  $0.13 \mu m$ , in der sich eine Bor-Konzentration von  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  befindet; das ist das Zweihundertfache der Überschußkonzentration an Akzeptoren. Die Dicke der Schottky-Barriere wird damit insgesamt um einen Faktor  $\sqrt{200} \approx 14$  auf  $d_{Schottky} \approx 0.07 \mu m$  verringert. Da Bor in Germanium außerdem eine kleinere Akzeptor-Bandlücke besitzt als Indium, werden die Metall-Elektronen vorzugsweise in das Valenzband der Bor-Atome gebunden. Unter diesen Umständen kann das Verhalten der Grenzsicht als Ohm'scher Kontakt betrachtet werden, wodurch das Schrotrauschen vernachlässigbar wird.

Nach der Bor-Implantation wurde zunächst eine Schicht von  $200 \text{ \AA}$  Palladium aufgedampft, um die Haftung der Goldschicht auf dem Germanium zu erhöhen. Der eigentliche Kontakt besteht aus einer Goldschicht mit einer Dicke von  $4000 \text{ \AA}$ . Nach dem Aufdampfen der Kontakte wurden die Proben eine Stunde lang auf  $300^\circ C$  geheizt, um Kristalldefekte auszuheilen. Außerdem wurde dabei durch thermische Interdiffusion der Kontaktschichten die Haftung verbessert und der Kontaktwiderstand nochmals reduziert.

Bei v. Kienlin wurden die Goldkontakte zunächst ohne vorherige Implantation aufgedampft und anschließend mit einem Golddraht gebondet, um den elektrischen Kontakt zum Detektorhalter herzustellen. Jedoch war bei diesem Verfahren die Ausbeute an ausreichend gut kontaktierten Detektoren sehr gering. Bei der Herstellung weiterer Detektoren wurde daher zusätzlich ein Implantationsschritt mit  $75 \text{ keV}$  Bor bei einer Dosis von  $2 \times 10^{14}$  durchgeführt. Damit wurde die Ausbeute an gut kontaktierten Detektoren deutlich verbessert. Es wurde allerdings bei der Energieauflösung der jeweils besten Detektoren keine Verbesserung durch die Veränderung der Kontaktierungsmethode beobachtet [22]. Es ist jedoch möglich, daß in diesen Untersuchungen andere Beiträge den Einfluß des Schrotrauschens auf die Energieauflösung überdeckten und daher durch die Implantation keine Verbesserung der Auflösung erzielt wurde.

Auf die Goldkontakte wurden mit dem leitenden Zweikomponentenkleber Epo-Tek H20E der Firma "Epoxy Technology"<sup>3</sup> Kupferdrähte mit einem Durchmesser von  $50 \mu m$  aufgeklebt. Für den Kleber geben Piat et al. [75] eine Flächen-

<sup>2</sup>Haller-Beeman Assoc. Inc., 5020 Santa Rita Road, El Sobrante, CA 94803, USA

<sup>3</sup>Epoxy Technology, Inc., 14 Fortune Drive, Billerica, MA01821, USA

Wärmeleitfähigkeit an von:

$$\lambda_{H20E} = 0.03 \, T^4 \frac{\text{W}}{\text{K cm}^2} \quad (3.10)$$

Haller-Beeman Assoc. lieferte einige Thermistoren mit bereits aufgeklebten Kupferdrähten. Der Kleber wurde bei ca. 100 °C einige Stunden ausgehärtet. Der Detektor SGe2, der in dieser Arbeit verwendet wurde, enthält einen solchen bereits kontaktierten Thermistor.

Die Kupferdrähte wurden am anderen Ende mit konventionellem Lötzinn auf die Gold-Kontaktpads aufgelötet (s. Abb. 3.2). Für Lötzinn ist in [73] ein Wert von  $\lambda = 0.16 \frac{\text{W}}{\text{K cm}}$  bei  $T = 4 \text{ K}$  angegeben. Nach dem Wiedemann-Franz-Gesetz erhält man dann:

$$\lambda_{\text{löt}} = 0.04 \, T \frac{\text{W}}{\text{K cm}} \quad (3.11)$$

Für Kupfer gibt Meier in [19] folgenden Wert an:

$$\lambda_{Cu} = 1.9(1) \, T \frac{\text{W}}{\text{K cm}} \quad (3.12)$$

### 3.3.3 Der Detektor SGe2

In dieser Arbeit wurde ein zusammengesetzter Detektor untersucht, bestehend aus einem Germanium-Thermistor und einem Saphir-Absorber. Um ihn von den von v. Kienlin [22, 23] aufgebauten Detektoren zu unterscheiden, erhielt dieser Detektor den Namen SGe2.

In Abbildung 3.2 ist der schematische Aufbau des Detektors zu sehen: In der Mitte des Detektorhalters befindet sich der Saphir-Absorber mit dem Germanium-Thermistor, der mit GE7031-Lack auf den Saphir-Absorber aufgeklebt wurde. Der Kleber sollte dabei möglichst dünn und außerdem blasenfrei sein, um einen guten thermischen Kontakt zu gewährleisten. Der Detektor ist so orientiert, daß von vorn bzw. von oben kommende Ionen den Saphir-Absorber treffen und in ihm gestoppt werden.

Der Detektorhalter besteht aus Kupfer, um eine möglichst gute thermische Ankopplung an den Kühlfinger des Kryostaten (s. Abschnitt 4.1.1) zu erreichen. Der Germanium-Thermistor wird elektrisch und thermisch über zwei Kupferdrähte angekoppelt, die auf die beiden Gold-Kontaktpads aufgelötet werden. Die Gold-Kontaktpads befinden sich an der Spitze von Goldstiften, die mit einem nichtleitenden Klebstoff in den Kupferhalter eingeklebt werden. An sie werden die Kabel angelötet, die die Kontaktierung des Detektors nach außen darstellen (s. Abschnitt 4.1.1 und Beschreibung in [19]). Die Kupferdrähte werden seitlich auf den Germanium-Thermistor aufgeklebt. Der Thermistor hängt nur an diesen beiden Drähten und hat sonst keinen thermischen Kontakt zum Kältebad. Dies ist ein wesentlicher Unterschied zum Aufbau von v. Kienlin, dessen deutlich größere Thermistoren mit Ge7031-Lack auf den Kupferträger aufgeklebt wurden. Durch die Verringerung der thermischen Ankopplung sollten Einflüsse von Temperaturschwankungen des Kältebades minimiert werden.

Auf der rechten Seite ist der Thermistor vor dem Aufkleben auf den Absorber und vergrößert dargestellt: Der Germanium-Kristall ist als heller Würfel zu sehen, der auf zwei Seiten von den Kontaktflächen aus Gold bedeckt wird. Man sieht auf der



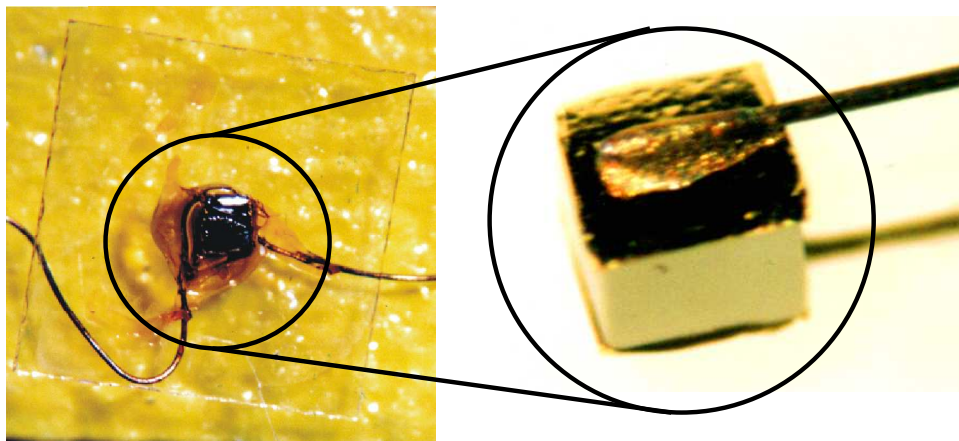
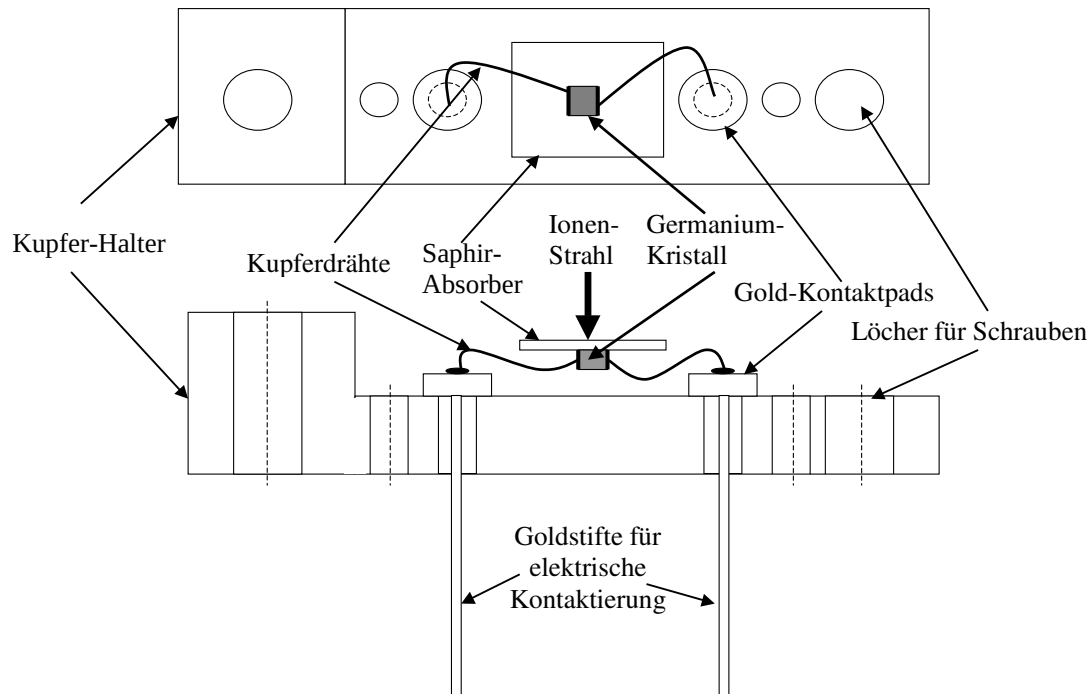


Abbildung 3.2: Im oberen Bild ist schematisch der Aufbau des Detektors SGe2 auf dem Kupferhalter gezeigt. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgerecht; der Kupferhalter hat Abmessungen von  $30 \times 10 \text{ mm}^2$ . Zu den Abmessungen des Detektors siehe Text. Unten ist eine Fotografie des Detektors gezeigt; der Thermistor ist auf der rechten Seite vor dem Aufkleben und vergrößert zu sehen. Man sieht auf der Oberseite einen der Kupferdrähte für den thermischen und elektrischen Kontakt, aufgeklebt mit einem Tropfen leitenden Klebers H20E.

Oberseite einen der aufgeklebten Kupferdrähte, die die elektrische und thermische Kontaktierung darstellen.

Im Hinblick auf den Einsatz in der Beschleuniger-Massenspektrometrie gab es zwei Zielsetzungen für eine Optimierung des Detektors: Aufgrund der im Vergleich zu den Untersuchungen von v. Kienlin relativ geringen Ionenenergien sollte die Wärmekapazität des Detektors möglichst gering gehalten werden. Daher wurde die Dicke des Saphir-Absorbers auf  $50\text{ }\mu\text{m}$  reduziert; das war die minimale vom Hersteller angebotene Dicke. Bei dieser Dicke betrug die maximale vom Hersteller angebotene Absorberfläche  $3 \times 3\text{ mm}^2$ . Um eine größere aktive Detektorfläche zu erhalten und trotzdem die Wärmekapazität nicht zu vergrößern, ist es daher notwendig, ein Array aus mehreren Detektoren aufzubauen. Aufgrund ihres großen dynamischen Bereichs sind Germanium-Thermistoren für den Aufbau von Arrays besser geeignet als Phasenübergangs-Thermometer, die nur im relativ schmalen Temperaturbereich des Phasenübergangs betrieben werden können und daher eine individuelle Temperatur-Regelung für jedes einzelne Detektorpixel erfordern. Für eine Minimierung der Wärmekapazität war es notwendig, auch den Germanium-Thermistor so klein wie möglich zu wählen. Die Abmessungen betragen  $0.5 \times 0.5 \times 0.5\text{ mm}^3$ .

Aus den Abmessungen ergeben sich folgende Wärmekapazitäten ( $T_A = 1.67\text{ K}$ ):

- Thermistor:

$$C = [(3.8 \pm 0.1) \times 10^{-10} T^3 + (2.3 \pm 0.3) \times 10^{-10} T] \frac{\text{J}}{\text{K}} = (2.1 \pm 0.3) \frac{\text{nJ}}{\text{K}}$$

- Absorber:

$$C = [(1.59 \pm 0.02) \times 10^{-10} T^3] \frac{\text{J}}{\text{K}} = (0.74 \pm 0.09) \frac{\text{nJ}}{\text{K}}$$

Man sieht, daß die Wärmekapazität des Detektors von der Größe des Germanium-Kristalles dominiert wird. Ein kleinerer Kristall hätte zwar eine geringere Wärmekapazität, jedoch wäre die Kontaktierung sehr schwierig. Außerdem wird der Widerstand bei kleineren Kristallen immer geringer, was die Anpassung an konventionelle Vorverstärker schlechter macht. Ein möglicher Beitrag des GE7031-Tieftemperaturlackes sowie des H20E-Klebers und der Kupferdrähte zur Wärmekapazität wird in Kapitel 4.4 diskutiert.

Die von v. Kienlin verwendeten Germanium-Thermistoren hatten eine Wärmekapazität von  $C = (29 \pm 5)\text{ nJ/K}$ , die Saphirabsorber von etwa  $2\text{ nJ/K}$ . Für die hochenergetischen Ionen, die mit diesen Detektoren untersucht wurden, bedeutete die hohe Wärmekapazität keine Limitierung der Auflösung [22].

Aus den in 3.2 und 3.3 diskutierten Wärmeleitfähigkeiten kann man für die einzelnen Komponenten die thermische Ankopplung  $k = \lambda \cdot A/l$  und – nach Berechnung der Schallgeschwindigkeit  $v_S$  – aus Gleichung (2.52) die Thermalisierungszeit  $\tau_{th}$  bei  $T = 1.67\text{ K}$  abschätzen:

- Thermistor:

$$k_{Ge} = [8.2 \times 10^{-5} T^4] \frac{\text{W}}{\text{K}} = 6.4 \times 10^{-4} \frac{\text{W}}{\text{K}}$$

Damit ergibt sich für den Germanium-Thermistor eine Thermalisierungszeit von  $\tau_{th} \approx 6\text{ }\mu\text{s}$ .

- Absorber:

$$\lambda_{Sa} = [(2.75 \pm 0.05) \times 10^{-4} T^3] \frac{W}{K} = (1.28 \pm 0.02) \times 10^{-3} \frac{W}{K}$$

Für den Saphir-Kristall ist A/l für die Richtung parallel bzw. senkrecht zur Oberfläche sehr unterschiedlich, daher ergeben sich sehr unterschiedliche Thermalisierungszeiten. Senkrecht zur Oberfläche ergibt sich eine Thermalisierungszeit von  $5 \times 10^{-9}$  s bis  $5 \times 10^{-8}$  s, parallel zur Oberfläche jedoch reicht  $\tau_{th}$  – aufgrund der geringen Kristalldicke – von  $3 \times 10^{-7}$  ( $\tau_{th} = D/v_s$ ) bis  $5 \times 10^{-5}$  s ( $\tau_{th} = 3 a b/D v_s$ ). Meier hat in [19] für Saphir-Kristalle der Abmessungen  $3 \times 3 \times 0.33$  mm<sup>3</sup> eine obere Grenze von  $2.5 \mu s$  für die Thermalisierungszeit ermittelt. Nimmt man an, daß sich im dünneren Absorber die Wärme aufgrund der geringeren Kristalldicke von nur  $50 \mu m$  um den Faktor  $50/330 = 0.15$  langsamer ausbreitet, erhält man daraus eine Abschätzung für die Thermalisierungszeit des Saphir-Kristalls von  $\tau_{th} \approx 17 \mu s$ .

- GE7031:

$$k_{GE7031} = [0.3 - 4.5 T^3] \frac{W}{K} = [1.4 - 20.9] \frac{W}{K}$$

Bei einer geschätzten Schichtdicke der Klebeschicht von maximal  $100 \mu m$  ergibt sich eine Thermalisierungszeit von maximal 4 ns. Dieser Beitrag ist im Vergleich mit den anderen vernachlässigbar.

Insgesamt ergibt sich aus diesen Beiträgen eine geschätzte Thermalisierungszeit von  $\tau_{th} \approx 23 \mu s$ .

Die Abklingzeit des Detektors wird bestimmt durch seine Wärmekapazität sowie die thermische Ankopplung über die Kupferdrähte:

- Mit einer Klebefläche zum Aufkleben der Kupferdrähte von  $0.5 \times 0.5$  mm<sup>2</sup> ergibt sich mit Gleichung (3.10) für die thermische Ankopplung des Klebers H20E:

$$k_{H20E} = [7.5 \times 10^{-5} T^4] \frac{W}{K}$$

- Die Kupferdrähte haben eine Länge von  $(10 \pm 2)$  mm. Mit dem Durchmesser von  $50 \mu m$  ergibt sich ihre thermische Ankopplung zu

$$k_{Cu} = [3.7 \times 10^{-5} T] \frac{W}{K}$$

- Für den Lötzinn kann das Verhältnis A/l nur schwer angegeben werden. Nimmt man eine Dicke der Lötzinn-Schicht von  $0.1$  mm und eine Fläche von ca.  $0.2$  mm<sup>2</sup> an, was der Fläche der von Lötzinn ummantelten Kupferdrähte entspricht, erhält man einen Wert von

$$k_{löt} = 4 \times 10^{-3} T \frac{W}{K}$$

Die thermische Ankopplung wird nach dieser Abschätzung nicht vom Lötzinn limitiert.

In Abschnitt 4.2.1 werden diese theoretischen Werte mit den experimentell ermittelten verglichen und diskutiert. Aus der Wärmekapazität und der thermischen Ankopplung ergibt sich eine theoretische Abklingzeit des Detektors von  $\tau_{eff} = 4 \mu s$ .

### 3.4 Thermistor auf Basis eines supraleitenden Aluminiumfilms

Der zweite in dieser Arbeit untersuchte Thermistor bestand aus einem supraleitenden Aluminiumstreifen im Phasenübergang. Solche Thermistoren wurden in den Arbeiten von Meier [76, 19, 20, 21] und Weinbach [77] entwickelt und ausführlich untersucht. Die in diesem Kapitel vorgestellten Entwicklungsarbeiten hatten zum Ziel, Detektoren mit Aluminium-Thermistoren für den Einsatz in der Beschleuniger-Massenspektrometrie zu optimieren, d.h. die Energieauflösung für niederenergetische schwere Ionen zu verbessern und die aktive Detektorfläche zu vergrößern. Dazu wurden insbesondere auch Untersuchungen mit einem dünneren Absorber von  $100\text{ }\mu\text{m}$  Dicke angestellt, der eine geringere Wärmekapazität hat als die in den Vorgänger-Arbeiten untersuchten Absorber von  $330\text{ }\mu\text{m}$  Dicke.

Neben Standard-Saphir-Wafern (Durchmesser 2 Zoll =  $5.2\text{ cm}$ , Dicke  $330\text{ }\mu\text{m}$ ) wurden für die Photolithographie Wafer der Dicke  $100\text{ }\mu\text{m}$  mit 2 Zoll Durchmesser sowie  $100\text{ }\mu\text{m}$  dicke Plättchen der Abmessungen  $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$  benutzt (s.u.). Es wurden Detektoren aus verschiedenen Produktions-Chargen untersucht:

- Charge 1: wurde von Meier in den Jahren 1990-1994 hergestellt. Der von ihm charakterisierte und in dieser Arbeit ebenfalls verwendete Detektor Al12 stammt aus dieser Charge [19]. Die Dicke des Absorbers beträgt  $330\text{ }\mu\text{m}$ .
- Charge 2: wurde produziert 2001 mit neuen, in Abschnitt 3.4.1 beschriebenen Masken auf Standard-2 Zoll-Wafern, Absorber-Dicke ebenfalls  $330\text{ }\mu\text{m}$ .
- Charge 3: wurde produziert mit neuen Masken auf  $1\text{ cm}^2$ -Plättchen der Dicke  $100\text{ }\mu\text{m}$ .
- Charge 4: wurde produziert mit neuen Masken auf 2-Zoll-Wafern der Dicke  $100\text{ }\mu\text{m}$ .

In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Eigenschaften von Aluminium zusammengefaßt.

|                              |                 |                                                         |
|------------------------------|-----------------|---------------------------------------------------------|
| spezifischer Widerstand      | $\rho_\infty =$ | $0.027\text{ }\Omega/\text{mm}^2\text{ m}$              |
| elektronische Wärmekapazität | $c_{el} =$      | $1.35 \times 10^{-4}\text{ T J/cm}^3\text{ K}$          |
| Debye-Wärmekapazität         | $c_l =$         | $2.48 \times 10^{-6}\text{ T}^3\text{ J/cm}^3\text{ K}$ |
| Sprungtemperatur             | $T_C =$         | $1.140\text{ K}$                                        |
| kritisches Magnetfeld        | $H_C =$         | $0.0105\text{ T}$                                       |
| Kohärenzlänge                | $\xi_0 =$       | $1600\text{ nm}$                                        |
| Eindringtiefe                | $\lambda_L =$   | $16\text{ nm}$                                          |
| Cooper-Bindungsenergie       | $\Delta =$      | $0.17\text{ meV}$                                       |

Tabelle 3.1: Die Eigenschaften von Aluminium

### 3.4.1 Herstellung der Aluminium-Strukturen mittels Photolithographie

Die Aluminiumstreifen sowie die elektrischen Kontakte wurden mittels Photolithographie auf den Saphir-Absorber aufgebracht. Die Photolithographie wurde am Institut für Halbleitertechnik der Technischen Universität Darmstadt von Dr.-Ing. Haberle und seinen Mitarbeitern durchgeführt. Mit den dort vorhandenen Anlagen ist es nicht möglich, Saphir-Wafer mit einem Durchmesser von weniger als 2 Zoll zu bearbeiten. Um auch auf den  $1\text{ cm}^2$  großen Saphir-Plättchen Strukturen zu erzeugen, wurden diese mit einem speziellen Wachs (OCON 195) auf 2-Zoll-Silizium-Wafer aufgeklebt. Das Wachs wurde nach Ende des Lithographie-Prozesses mit kochendem Trichloräthylen entfernt.

Die einzelnen Schritte der Photolithographie hat Meier in [76] ausführlich beschrieben. Daher soll hier nur eine kurze Zusammenfassung der wichtigsten Schritte gegeben werden. Zunächst wurde eine 30 nm dicke Chrom-Schicht auf die Wafer aufgedampft, direkt danach im selben Arbeitsschritt eine 100 nm dicke Goldschicht. Diese beiden Schichten bilden die Kontaktstreifen. Die Metall-Schicht wurde mit Photolack beschichtet und dann durch eine Maske belichtet. An den belichteten Stellen härtet der Photolack aus und fixiert die darunter liegende Metallschicht, während die nicht belichteten Bereiche der Metallschicht im nächsten Arbeitsschritt vom Wafer heruntergeätzt werden. Die Maske für die Chrom- und Gold-Belichtung ist in Abb. 3.3a.) zu sehen. Nach dem Photolithographie-Schritt zur Erzeugung der Kontaktstreifen wurde der Wafer mit einer 10 nm dicken Aluminium-Schicht bedampft. Die Photolithographie des Aluminium-Streifens erfolgt analog zu der für die Kontaktstreifen. Die Masken für die Herstellung der Aluminium-Strukturen zeigt Abb. 3.3b.).

Der Aluminiumfilm ist mäanderförmig strukturiert, um möglichst hohe Widerstände zu erreichen und so die Anpassung an konventionelle Vorverstärker zu optimieren. Alle Strukturen sind  $1 \times 1\text{ mm}^2$  groß. Die Geometrie der Strukturen beruht auf einem Vorschlag von Meier in [19]. Nach diesem Vorschlag wurden neue Masken gefertigt, mit denen drei verschiedene Typen von Strukturen erzeugt wurden (s. Abbildung 3.4):

- Typ I: 14 Streifen mit einer Breite von je  $35\text{ }\mu\text{m}$ ,  $L = 15\text{ mm}$ ,  $R_{300K} = 1.4\text{ k}\Omega$
- Typ II: 49 Streifen mit einer Breite von je  $10\text{ }\mu\text{m}$ ,  $L = 50\text{ mm}$ ,  $R_{300K} = 13\text{ k}\Omega$
- Typ III: 101 Streifen mit einer Breite von je  $5\text{ }\mu\text{m}$ ,  $L = 102\text{ mm}$ ,  $R_{300K} = 55\text{ k}\Omega$

$L$  ist die Gesamtlänge des Aluminiumstreifens. Die Widerstände wurden aus dem spezifischen Widerstand von Aluminium berechnet (s. Abschnitt 3.4.2).

- Die Kontaktstreifen an beiden Seiten bestehen aus 30 nm Chrom und 100 nm Gold und haben eine Breite von  $150\text{ }\mu\text{m}$  und ebenfalls eine Länge von 1 mm. Im Vergleich mit den bei Meier verwendeten Kontaktpunkten (Größe  $150\text{ }\mu\text{m} \times 150\text{ }\mu\text{m}$ ) bieten diese Streifen die Möglichkeit, Detektoren mehrfach zu bonden und auf diese Weise die thermische Ankopplung zu variieren. Auch kann ein abgerissener Bond-Draht ersetzt werden, was bei der alten Geometrie nicht möglich war.

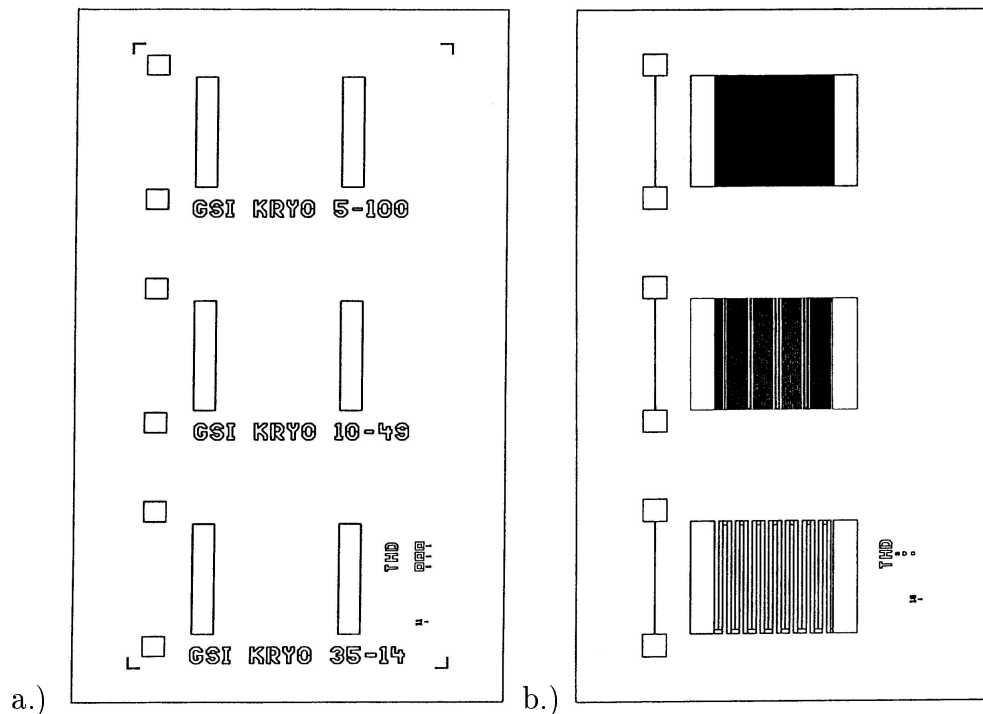


Abbildung 3.3: Die Masken für die photolithographische Herstellung der Thermistoren: a,) Chrom- und Gold-Maske, b.) Aluminium-Maske (Diskussion s. Text)

- Die dünnen Aluminium-Streifen an der Seite einer jeden Struktur waren zur Bestimmung der Detektortemperatur oder als Heizwiderstand vorgesehen. Sie wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht verwendet.

Auf einem Standard-Saphir-Wafer finden ca. 100 Strukturen Platz, auf einem Saphir-Plättchen von  $1 \text{ cm}^2$  zwischen 6 und 8. Daher muß der Saphirkristall nach der Photolithographie in einzelne Chips von ca.  $2.5 \times 3 \text{ mm}^2$  Größe zersägt werden. Meier hat dazu die Wafer nochmals mit Fotolack beschichten lassen, um die Strukturen vor dem Sägestaub zu schützen, und von der beschichteten Seite aus das Substrat ca.  $100 \mu\text{m}$  tief angesägt. Bei der Herstellung der neuen Strukturen für diese Arbeit mußte ein anderer Fotolack ("Hoechst AZ 6618 DG") verwendet werden, da der von Meier verwendete Lack mit der Bezeichnung "Hoechst AZ 4170" nicht mehr produziert wird. Dieser Fotolack haftete auf dem Saphirsubstrat nicht so gut wie der von Meier verwendete. Die schützende Lackschicht platzte beim Sägen ab. Deshalb wurden die beschichteten Wafer mit einer adhäsiv klebenden Folie geschützt. Die Wafer mit  $330 \mu\text{m}$  Dicke konnten dann von der Rückseite her  $100 \mu\text{m}$  tief angesägt werden; danach ließen sie sich leicht in einzelne Chips brechen. Die Substrate mit  $100 \mu\text{m}$  Dicke brachen aber bereits während des Sägevorgangs durch, obwohl sie nur  $30 \mu\text{m}$  tief angesägt wurden. Daher wurden diese Substrate mit dem oben erwähnten Wachs OCON 195 auf einen Silizium-Wafer aufgeklebt und dann von der beschichteten Fläche her angesägt. Trotzdem zerbrachen aufgrund der hohen Brüchigkeit dieser Substrate viele der Detektoren während des Lithographie-Prozesses und des Sägevorgangs.

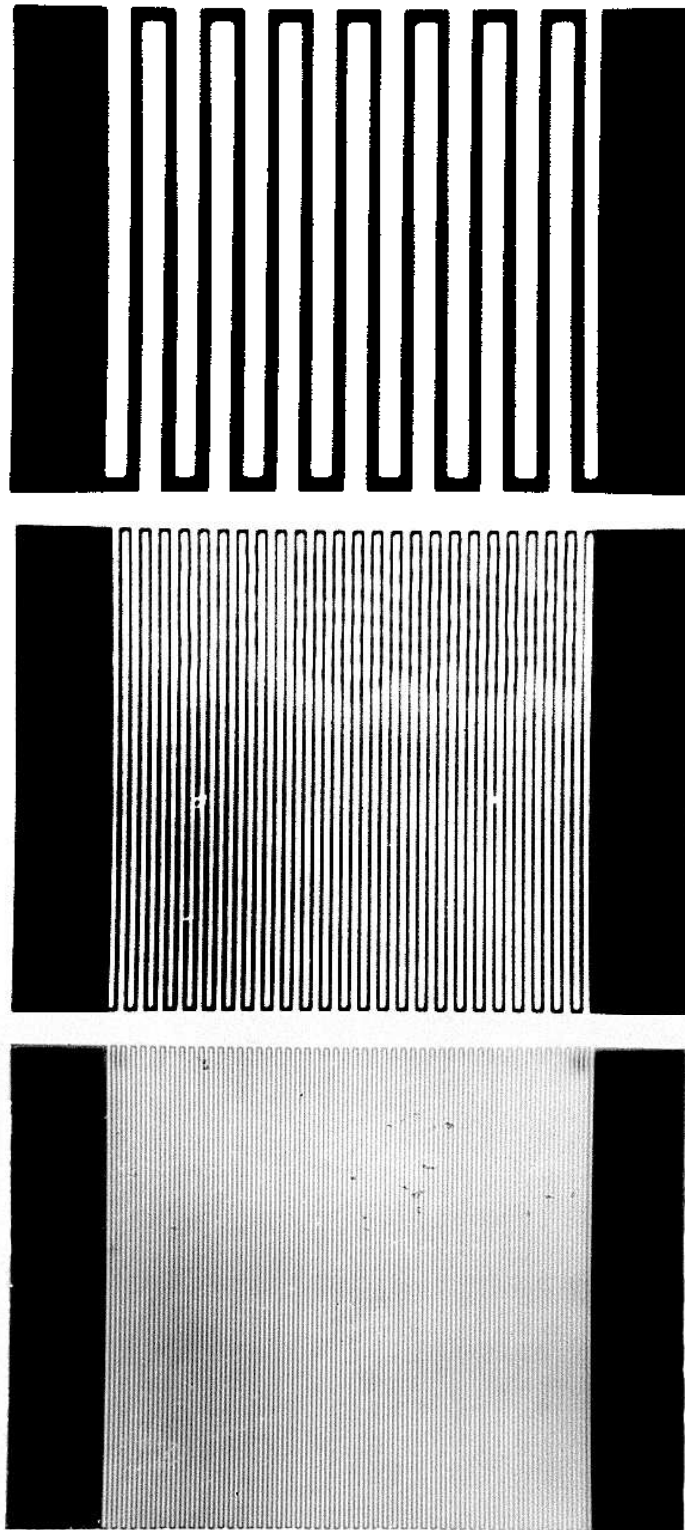


Abbildung 3.4: Geometrie der Aluminium-Thermistoren, die photolithographisch auf die Saphir-Wafer aufgebracht wurden, mit drei alternativen Geometrien:  $14 \times 35 \mu\text{m}$ ,  $49 \times 10 \mu\text{m}$ ,  $101 \times 5 \mu\text{m}$  (siehe Text).

### 3.4.2 Qualität der erzeugten Aluminium-Strukturen

Aus den Voruntersuchungen, die Meier in [76] durchgeführt hat, sowie aus den in Abschnitt 2.4.3 dargelegten Überlegungen zur Supraleitung in dünnen Schichten geht hervor, daß sowohl die Schichtdicke als auch die Homogenität der Schicht entscheidenden Einfluß auf die Sprungtemperatur haben. Zusammenfassend kann gesagt werden: Je dünner und homogener die Schicht, desto höher ist die Sprungtemperatur  $T_C$ . Ist die Schicht zu dünn oder sehr inhomogen, kann sich keine Supraleitung ausbilden. Auch die Breite des Übergangs und damit das erreichbare  $\delta R/\delta T$  werden von der Homogenität und der Schichtdicke beeinflusst: Dickere bzw. homogenere Schichten haben schmalere Übergänge. Bei einer vorgegebenen Schichtdicke ist daher eine hohe Übergangstemperatur ein Hinweis auf eine gute Homogenität der aufgewachsenen Schicht. Um eine hohe Ausbeute an Detektoren mit hoher Übergangstemperatur und großem  $\delta R/\delta T$  zu erhalten, ist es notwendig, bei vorgegebener Schichtdicke eine möglichst gute Homogenität der Aluminium-Schicht zu erreichen.

Ein Merkmal, das Aufschluß über die Schichtdicke bzw. die Homogenität einer dünnen Metall-Schicht liefern kann, ist der spezifische Widerstand. Nach [40] gilt für den Widerstand dünner Schichten unter der Annahme, daß die Schicht homogen zusammenhängt, d.h. daß es keine Inselbildung gibt:

$$\begin{aligned} \frac{\rho_\infty}{\rho} = & 1 - \frac{3}{8\beta} \left(1 - \exp(-\beta)\right) + \frac{3\beta}{4} \left(1 - \frac{\beta^2}{12}\right) \int_\beta^\infty \frac{\exp(-x)}{x} dx \\ & - \left(\frac{5}{8} + \frac{\beta - \beta^2}{16}\right) \cdot \exp(-\beta), \quad \beta = \frac{d}{l_0} \end{aligned} \quad (3.13)$$

$\beta$  ist dabei das Verhältnis der Schichtdicke  $d$  zur freien Weglänge der Elektronen im Metall  $l_0$ .

Aus den Widerständen und Geometrien der Aluminium-Streifen kann man den spezifischen Widerstand  $\rho$  der Schicht berechnen gemäß

$$\rho = R \cdot \frac{A}{L} \quad (3.14)$$

Hierbei muß berücksichtigt werden, daß Aluminium an Luft umgehend eine Oxidschicht bildet, die eine Dicke von ca. 2 nm hat [39]. In Aluminium ist  $l_0 = 14$  nm [30]; bei einer Schichtdicke von 8 nm ist daher  $\beta = 0.57$ . Das Integral kann numerisch berechnet werden. Man erhält für den spezifischen Widerstand:

$$\frac{\rho_\infty}{\rho} = 0.570 \quad (3.15)$$

bzw. mit dem Literaturwert für den spezifischen Widerstand von Aluminium (s. Tabelle 3.1):

$$\rho(8 \text{ nm}) = 0.051 \frac{\Omega \text{ mm}^2}{m} \quad (3.16)$$

Um den spezifischen Widerstand der Strukturen experimentell zu bestimmen, wurde durch Aufsetzen von zwei feinen Kupfer-Nadeln auf die Kontaktstreifen der Widerstand  $R$  mit einem Multimeter gemessen und aus Gleichung (3.14) unter Berücksichtigung der Geometrie des Aluminium-Streifens der spezifische Widerstand bestimmt. Es wurde bereits diskutiert, daß die Absorber mit 330  $\mu\text{m}$  Dicke eine andere Kristall-Orientierung hatten als die mit 100  $\mu\text{m}$  Dicke (s. Abschnitt 3.2.1). Es



zeigte sich, daß der spezifische Widerstand der aufgedampften Aluminium-Schicht bei den beiden Kristallorientierungen unterschiedlich war:

#### Strukturen auf Absorbern mit 330 $\mu\text{m}$ Dicke:

Die Untersuchungen wurden an den Detektoren der Charge 2 durchgeführt. Für jeden Typ wurde an etwa 25 Strukturen auf zwei verschiedenen Wafern der Widerstand  $R$  gemessen. Es ergaben sich folgende gemittelte Werte:

- Typ I:  $R = (4.1 \pm 0.6) \text{ k}\Omega$
- Typ II:  $R = (46.7 \pm 0.9) \text{ k}\Omega$
- Typ III:  $R = (206 \pm 5) \text{ k}\Omega$

Mit einer effektiven Dicke der Aluminiumschicht von 8 nm ergibt sich daraus für den spezifischen Widerstand:

$$\rho = (0.076 \pm 0.001) \frac{\Omega \text{ mm}^2}{m}$$

Für die Detektoren aus Charge 1 ergibt sich unter Berücksichtigung der von Meier in [19] angegebenen Werte für  $R$  ein Wert von

$$\rho = (0.08 \pm 0.01) \frac{\Omega \text{ mm}^2}{m}$$

Einige der von Meier untersuchten Strukturen, u.a. der Detektor Al12, stammten von einem Wafer, der bei der Photolithographie überbelichtet worden war; die Breite der Streifen war somit geringer als 10  $\mu\text{m}$  bzw. 5  $\mu\text{m}$ . Daher ist der Fehler in der Bestimmung des spezifischen Widerstands größer. Im Rahmen des Fehlers stimmt der Wert jedoch gut mit dem für Charge 2 bestimmten Wert überein.

Mittelt man beide Werte, erhält man einen Wert von

$$\rho = (0.076 \pm 0.001) \frac{\Omega \text{ mm}^2}{m}$$

Dieser Wert ist höher als der nach der Theorie berechnete. Setzt man den experimentell ermittelten Wert von  $\rho$  in Gleichung (3.13) ein, ergibt sich eine Schichtdicke des Aluminiumfilms von  $d = 3.02(7) \text{ nm}$ . Meier hat in [76] Aluminiumfilme unterschiedlicher Schichtdicken untersucht und festgestellt, daß bei einer Schichtdicke von 3 nm die Übergänge bereits sehr breit und stufenförmig sind. Da mit dieser Produktionscharge jedoch Detektoren mit linearen Übergängen produziert werden konnten (s. Kap. 4.2), ist die Annahme, daß die Schichtdicke falsch bestimmt wurde, nicht haltbar. Eine andere Erklärung für die Differenz kann darin begründet liegen, daß die Annahme einer homogenen Schicht nicht gerechtfertigt ist und Gleichung (3.13) daher ein falsches Ergebnis für den theoretischen spezifischen Widerstand liefert. In Abschnitt 2.4.3 wurde diskutiert, daß bei dünnen Schichten die Bildung von Inseln auftreten kann. Je geringer die Verbindung zwischen den Inseln ausgeprägt ist, desto höher wird auch der spezifische Widerstand. Der höhere experimentell ermittelte Wert kann daher auch als eine geringere Inseldichte, d.h. geringere Homogenität der Schicht, interpretiert werden.

**Strukturen auf Absorbern mit 100  $\mu\text{m}$  Dicke:**

Da insgesamt weniger Strukturen zur Verfügung standen (s.o.), wurde für jeden Typ an 10 Strukturen auf nur einem Wafer der Charge 4 der Widerstand gemessen. Folgende Werte ergaben sich:

- Typ I:  $R = (5.4 \pm 0.6) \text{ k}\Omega$
- Typ II:  $R = (65 \pm 5) \text{ k}\Omega$
- Typ III:  $R = (296 \pm 16) \text{ k}\Omega$

Daraus ergibt sich für den spezifischen Widerstand:

$$\rho = (0.108 \pm 0.008) \frac{\Omega \text{ mm}^2}{m}$$

Im Vergleich mit den 300  $\mu\text{m}$ -Substraten ist der spezifische Widerstand somit um 27% erhöht. Unter dem Elektronenmikroskop konnte beobachtet werden, daß die Aluminium-Inseln auf den 100  $\mu\text{m}$ -Substraten kleiner waren und weiter auseinander lagen als auf den 300  $\mu\text{m}$ -Substraten. Obwohl die Oberfläche der 100  $\mu\text{m}$ -Substrate selbst sehr viel glatter war als die der 300  $\mu\text{m}$ -Substrate, war die Aluminium-Schicht demnach weniger zusammenhängend. Dies bestätigt die Hypothese, daß die Erhöhung des spezifischen Widerstands gegenüber dem theoretisch erwarteten Wert auf Inselbildung und damit schlechte Homogenität der Aluminium-Schicht zurückzuführen ist.

Insgesamt war die Qualität der auf die 100  $\mu\text{m}$  dicken Saphir-Wafer aufgedampften Aluminium-Schicht schlechter als die Qualität der auf die 330  $\mu\text{m}$  dicken Wafer aufgedampften Aluminium-Schicht. Daher wurde für Charge 4 kein Übergang in den supraleitenden Zustand beobachtet. Möglicherweise liegt dies in einem unterschiedlichen Aufwachsen der Schicht begründet, bedingt durch die unterschiedliche Kristallorientierung der Oberfläche (c-plane für 100  $\mu\text{m}$  Dicke, r-plane für 330  $\mu\text{m}$  Dicke, s. Abschnitt 3.2.1). Auch die Oberflächenrauigkeit kann Einfluß auf die Qualität der Aluminium-Schicht haben, denn eine glattere Oberfläche ist gleichbedeutend mit einer geringeren Anzahl an Kondensationskeimen zur Anlagerung von Aluminium-Atomen. Der Einfluß der Qualität der Aluminium-Schicht auf Übergangstemperatur und Breite  $\delta T$  des Übergangs sowie auf die Energieauflösung wird in den Kapiteln 4.2.2 und 4.3.4 diskutiert.

### 3.4.3 Elektrische Kontaktierung und Ankopplung an das Kältebad

Sowohl die elektrische Kontaktierung als auch die Ankopplung an das Kältebad erfolgte über Golddrähte mit einem Durchmesser von 25  $\mu\text{m}$  und einer Länge von 1 – 2 mm, die auf die Kontaktstreifen der Detektoren mit einem Ultraschallbonder gebondet wurden (s. Abbildung 3.5). Meier hat ihre Wärmeleitfähigkeit aus dem Wiedemann-Franz-Gesetz bestimmt [19]:

$$\lambda_{Au} = [(0.54 \pm 0.01) \cdot T] \frac{\text{W}}{\text{cm K}} \quad (3.17)$$

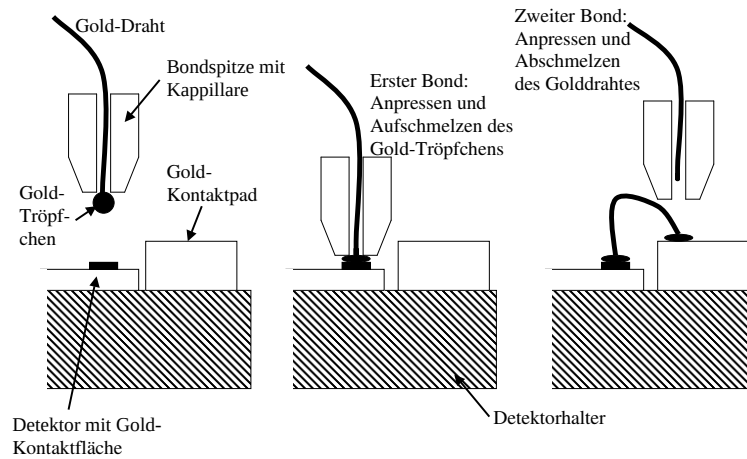


Abbildung 3.5: Prinzip des Ultraschall-Bondens: An der Spitze der Kapillare wird aus dem Golddraht ein kleines Goldtröpfchen geschmolzen. Dieses wird auf die Kontaktfläche auf dem Detektor aufgebracht, unter Ultraschall angepresst und fest mit der Goldoberfläche verbunden. Danach wird die Spitze zum Gold-Kontaktpad auf dem Detektorhalter geführt. Dort wird der Draht mit dem zweiten Bond angepresst, festgeschmolzen und dann abgetrennt.

Für die spezifische Wärmekapazität  $c$  gibt er einen Wert an von

$$c = 42.7 \cdot T^3 + 72.8 \cdot T \frac{\mu\text{J}}{\text{cm}^3 \text{K}} \quad (3.18)$$

Die Golddrähte wurden entweder auf Goldkontaktpads auf dem Detektorhalter gebondet (s. Abb. 3.5) oder mit Silberleitlack aufgeklebt.

Beim Bonden geht man davon aus, daß Draht und Oberfläche des Kontaktpads miteinander verschmelzen und dann thermisch eine Einheit bilden. Für Silberleitlack wird vom Hersteller eine elektrische Leitfähigkeit bei Raumtemperatur von  $\sigma = (33 \pm 11 \Omega^{-1})$  angegeben. Wendet man das Wiedemann-Franz-Gesetz an, so erhält man für die spezifische Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{LS} = [(8 \pm 3) \times 10^{-7} T] \text{ W/K}$ . Dies kann allerdings nur als Abschätzung verstanden werden, da das Verhalten bei tiefen Temperaturen vom Wiedemann-Franz-Gesetz abweichen kann (vergleiche das Verhalten des Klebers H20E).

Abbildung 3.6 zeigt den schematischen Aufbau eines Aluminium-Thermistors auf dem Saphir-Absorber und darunter ein Bild der gebondeten Struktur und eines Detektors. Der Kupferhalter wurde bereits in Abschnitt 3.3.3 bei Diskussion des Detektors SGe2 beschrieben; er ist identisch für Germanium- und Aluminium-Thermistoren. Der Aluminium-Thermistor hängt frei an den beiden Gold-Drähten; auch hier gibt es keine weitere Ankopplung an das Kältebad. Der Aluminium-Thermistor befindet sich auf der Oberseite des Detektors, d.h. in Strahlrichtung vorn. Er ist jedoch genügend dünn, sodaß selbst die langsamsten Ionen ihn durchdringen und erst im Saphir gestoppt werden (s. Kap. 5).

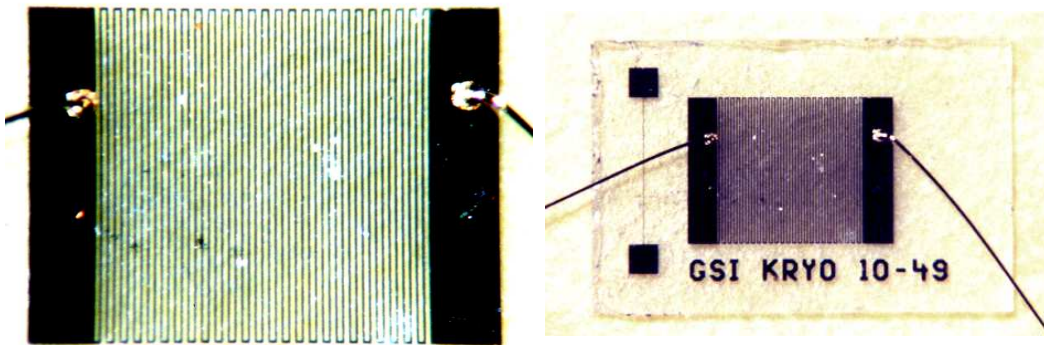
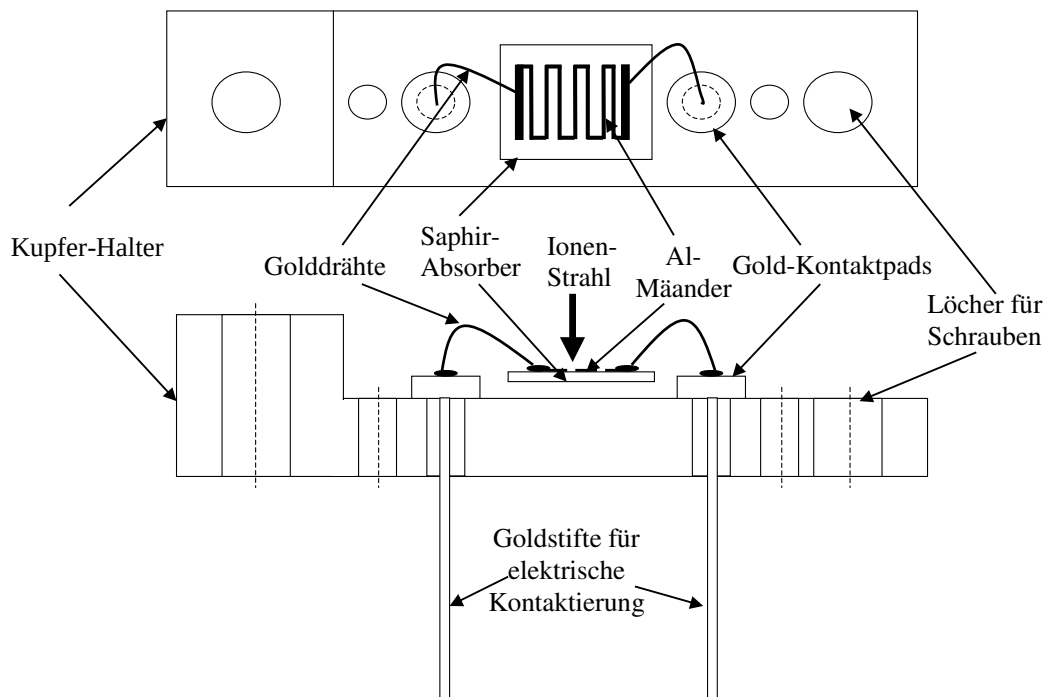


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau eines Aluminium-Thermistors mit Saphir-Absorber auf dem Kupferhalter, darunter eine Fotografie der Aluminium-Struktur (links) und des gesamten Detektors (rechts)

#### 3.4.4 Übersicht über die Detektoren mit Aluminium-thermistoren

In Tabelle 3.2 sind alle Detektoren mit einem Aluminiumthermistor zusammengestellt, die in dieser Arbeit untersucht wurden.

Zur Unterscheidung der Detektoren, die Meier hergestellt hat, sind die im Rahmen dieser Arbeit neu hergestellten Detektoren mit dem Namen SA1 und einer laufenden Nummer versehen. Zur Berechnung der thermischen Ankopplung  $k$  wurden nur die Golddrähte herangezogen; der Einfluß des Leitsilbers wird in Kap. 4.2.2 beim Vergleich mit den experimentell bestimmten Werten für  $k$  diskutiert. Aus Gleichung (3.18) ergibt sich für den maximalen Beitrag der Wärmekapazität der Gold-

drähte  $C = 0.2 \text{ nJ/K}$ . Der Beitrag der Aluminiumschicht zur Wärmekapazität ist mit  $1 \times 10^{-4} \text{ nJ/K}$  vernachlässigbar.

| Name  | Charge/<br>Typ | Absorberfläche                  | C<br>[nJ/K] | Thermistor            | $R_{300K}$<br>[k $\Omega$ ] | k<br>[ $\mu\text{W/K}$ ] |
|-------|----------------|---------------------------------|-------------|-----------------------|-----------------------------|--------------------------|
| Al12  | 1/II           | 2.4(1) x 2.2(1) mm <sup>2</sup> | 1.9(6)      | 51 x 10 $\mu\text{m}$ | 87(1)                       | 33(4)                    |
| SA11  | 1/III          | 2.9(2) x 3.0(3) mm <sup>2</sup> | 3.1(9)      | 101 x 5 $\mu\text{m}$ | 202(2)                      | 58(13)                   |
| SA13  | 1/III          | 2.5(2) x 2.7(2) mm <sup>2</sup> | 2.5(7)      | 101 x 5 $\mu\text{m}$ | 206(2)                      | 58(13)                   |
| SA15  | 1/II           | 2.2(2) x 2.7(2) mm <sup>2</sup> | 2.2(7)      | 51 x 10 $\mu\text{m}$ | 50(1)                       | 58(13)                   |
| SA16  | 2/I            | 2.4(2) x 3.0(2) mm <sup>2</sup> | 2.7(8)      | 14 x 35 $\mu\text{m}$ | 4.2(1)                      | 27(6)                    |
| SA17  | 2/II           | 2.2(2) x 3.4(2) mm <sup>2</sup> | 2.8(8)      | 49 x 10 $\mu\text{m}$ | 48(1)                       | 27(6)                    |
| SA18  | 2/III          | 2.2(2) x 3.2(2) mm <sup>2</sup> | 2.3(7)      | 101 x 5 $\mu\text{m}$ | 206(2)                      | 21(5)                    |
| SA19  | 2/II           | 2.1(2) x 3.1(2) mm <sup>2</sup> | 2.4(7)      | 49 x 10 $\mu\text{m}$ | 46(1)                       | 33(7)                    |
| SA120 | 3/I            | 2.8(2) x 2.2(2) mm <sup>2</sup> | 0.7(2)      | 14 x 35 $\mu\text{m}$ | 3.2(1)                      | 25(6)                    |
| SA121 | 3/III          | 2.2(2) x 3.2(2) mm <sup>2</sup> | 0.8(2)      | 101 x 5 $\mu\text{m}$ | 135(1)                      | 25(6)                    |

Tabelle 3.2: Zusammenstellung der in dieser Arbeit untersuchten Detektoren mit Aluminium-Thermistor. Die Abmessungen der Absorberfläche wurden mit einer Schieblehre gemessen. Aus diesen Daten und der Herstellerangabe der Dicke wurde dann mit dem Wert für  $c$  aus Kap. 3.2.2 die Wärmekapazität  $C$  berechnet; im Fehler von  $C$  wurde die Unsicherheit für die Dicke mit berücksichtigt, die nach Angaben des Herstellers  $\pm 30 \text{ }\mu\text{m}$  beträgt.  $R_{300K}$  bezeichnet den Widerstand bei Raumtemperatur. Die Länge  $l$  der Golddrähte zur Bestimmung der thermischen Ankopplung wurde ebenfalls mit einer Schieblehre gemessen und damit die thermische Ankopplung  $k$  aus  $k = \lambda \cdot A/l$  bestimmt.

Aus Charge 4 konnten aus den in Kap. 3.4.2 diskutierten Gründen keine Detektoren hergestellt werden, deren Übergangstemperatur in dem mit dem Kryostaten erreichbaren Bereich lag; daher wurden keine Detektoren dieser Charge charakterisiert. Die Detektoren SA120 und SA121 wurden bei der Photolithographie etwas weniger lang belichtet, daher sind die Streifen geringfügig breiter als  $35 \text{ }\mu\text{m}$  bzw.  $5 \text{ }\mu\text{m}$  und die Widerstände geringer. Diese beiden Detektoren waren die einzigen Detektoren mit einem Absorber von  $100 \text{ }\mu\text{m}$  Dicke, die Übergänge im zugänglichen Temperatur-Bereich des Kryostaten hatten.

Meier hat in [19] für Al12 einen Wert von  $R_{300K} = 84 \text{ k}\Omega$  angegeben. Die Erhöhung um  $3 \text{ k}\Omega$  ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß die Oxidation der Schicht im Lauf der Zeit langsam voranschreitet [39].

In Kap. 3.3.3 wurde bei der Diskussion des Germanium-Detektors bereits erklärt, daß eine Abschätzung der Thermalisierungszeit für die Saphirkristalle schwierig ist, da die Wärmeleitfähigkeit aufgrund der Geometrie sehr anisotrop ist. In Kap. 4.3.2 wird die Thermalisierungszeit anhand experimenteller Daten für die Anstiegszeit diskutiert. Nimmt man für die  $330 \text{ }\mu\text{m}$  dicken Absorber den Wert von Meier aus [19] von  $\tau_{th} = 2.5 \text{ }\mu\text{s}$  als obere Grenze an, kann man für die  $100 \text{ }\mu\text{m}$  dicken Absorber einen Wert von  $\tau_{th} = 8 \text{ }\mu\text{s}$  abschätzen.

# Kapitel 4

## Charakterisierung der Detektoren

### 4.1 Experimenteller Aufbau

#### 4.1.1 Der $^4\text{He}$ -Fensterkryostat

Für alle in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Messungen wurde ein gepumpter  $^4\text{He}$ -Badkryostat benutzt, der eine minimale Basistemperatur von  $T_{KF} = 1.2\text{ K}$  erreichen kann. Der Kryostat ist in [19] ausführlich beschrieben worden; daher sollen hier lediglich die wesentlichen Daten kurz zusammengefaßt werden. Abbildung 4.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau.

Der Heliumtank wird von mehreren Schichten Superisolationsfolie und dem Stick-

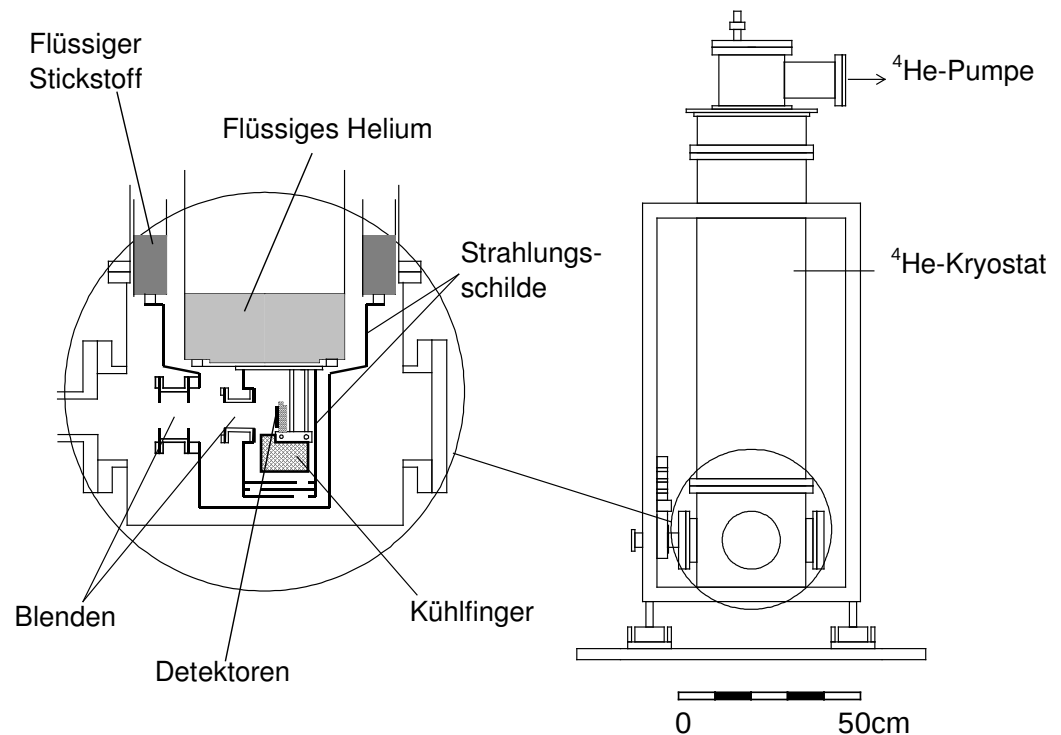


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des  $^4\text{He}$ -Fensterkryostaten. Der Innenaufbau mit den Detektoren ist links vergrößert gezeichnet [19].

stofftank gegen Wärmestrahlung abgeschirmt. An seinem Boden befindet sich ein Indium-gedichteter Kupferflansch, auf den der Kühlfinger mit den Detektoren montiert ist. Umgeben wird der Kühlfinger von zwei Strahlungsschilden jeweils auf Helium- und auf Stickstofftemperatur. Die Detektoren sind im Isoliervakuum des Kryostaten montiert; im warmen Zustand wird ein Vakuum von  $p \leq 2 \times 10^{-5}$  mbar erreicht, im Helium-kalten Zustand ist der Druck  $p \approx 1 \times 10^{-6}$  mbar. Der Kryostat kann direkt an das Vakuum-System der Strahlführung des Beschleunigers angeschlossen werden; es sind keine Eintrittsfolien notwendig, die insbesondere bei niedrigen Energien einen merklichen Energieverlust und Energiestraggling der Ionen bewirken würden. Schlitz-Blenden verschiedener Größe dienen der Verringerung der Wärmestrahlung, die vom Strahlführungssystem und möglicherweise "heißen" Targets abgestrahlt wird. Es befinden sich jeweils zwei Blenden auf Stickstoff-Temperatur im Abstand 125 mm und 80 mm und zwei Blenden auf Helium-Temperatur im Abstand von 60 mm und 30 mm vor den Detektoren; sie sind auf der den Detektoren abgewandten Seite vergoldet, auf der zugewandten Seite hingegen geschwärzt, um möglichst wenig Wärmestrahlung zu reflektieren. Die Dimensionierung der Blenden variierte je nach Anforderung an das Experiment (s. Kap. 5–7). Jeder Detektor wird über ein Paar Phosphor-Bronze-Drähte in "Twisted Pair"-Anordnung mit Strom versorgt bzw. ausgelesen. Diese Drähte zeichnen sich durch geringe thermische Leitfähigkeit von  $k \approx 30 \mu\text{W/K}$  pro Drahtpaar aus; sie werden einmal am Kühlfinger selbst und ein zweites Mal am Kupferboden des Helium-Bades thermisch abgefangen.

Eine Alpha-Quelle kann direkt vor den Detektoren oder seitlich daneben am Kühlfinger montiert werden. Sie ist möglichst gut an das Heliumbad angekoppelt und stellt daher keine zusätzliche Wärmequelle im Innenaufbau dar.

Der Kühlfinger ist mit vier dünnwandigen VA-Stahl-Röhrchen auf den Kupferflansch montiert, deren thermischer Leitwert nur ca.  $6 \mu\text{W/K}$  beträgt. Die thermische Ankopplung wird über drei miteinander verflochtene Kupferdrähte (Durchmesser 0.4 mm, Länge ca. 10 cm,  $k \approx 760 \mu\text{W/K}$ ) realisiert, der am Kühlfinger an einen massiven Kupferblock mit 1.3 kg Masse angekoppelt ist. Damit reagiert der Kühlfinger als thermischer Tiefpaß mit einer Zeitkonstanten von 40(2) s. Schnelle Temperaturfluktuationen des Heliumbades haben daher keinen Einfluß auf die Kühlfingertemperatur.

Die Stabilisierung der Kühlfingertemperatur wurde bei Meier mit einem elektrischen Regelkreis, bestehend aus einer Vierpol-Messbrücke Linear Research LR400 und einem Temperaturregler Linear Research LR130, realisiert. Die Temperatursensoren sind im Kupferblock und auf der Rückseite der Detektorhalterung mit Apiezon Grease eingeklebt [19]. Die beiden Heizwiderstände haben jeweils 100  $\Omega$ . Sie sind beide in den Kupferblock eingeklebt. Es stellte sich jedoch heraus [19], daß diese Regelung langfristige Temperaturdriften nicht ausgleichen kann, die von Änderungen der Wärmestrahlung aus der Umgebung hervorgerufen werden. In den früheren Arbeiten wurde dieses Problem dadurch gelöst, daß nur in kurzen Perioden gemessen und dann eine neue Anpassung des Arbeitspunkts durchgeführt wurde; diese Methode ist aber für Messungen in der Beschleuniger-Massenspektrometrie nicht praktikabel (s. Kapitel 7). Es wurde daher ein alternatives Konzept zur Temperatur-Regelung entwickelt: Nicht der Widerstand eines Temperatursensors wird als Referenz benutzt, sondern der Widerstand des Detektors selbst. Dazu

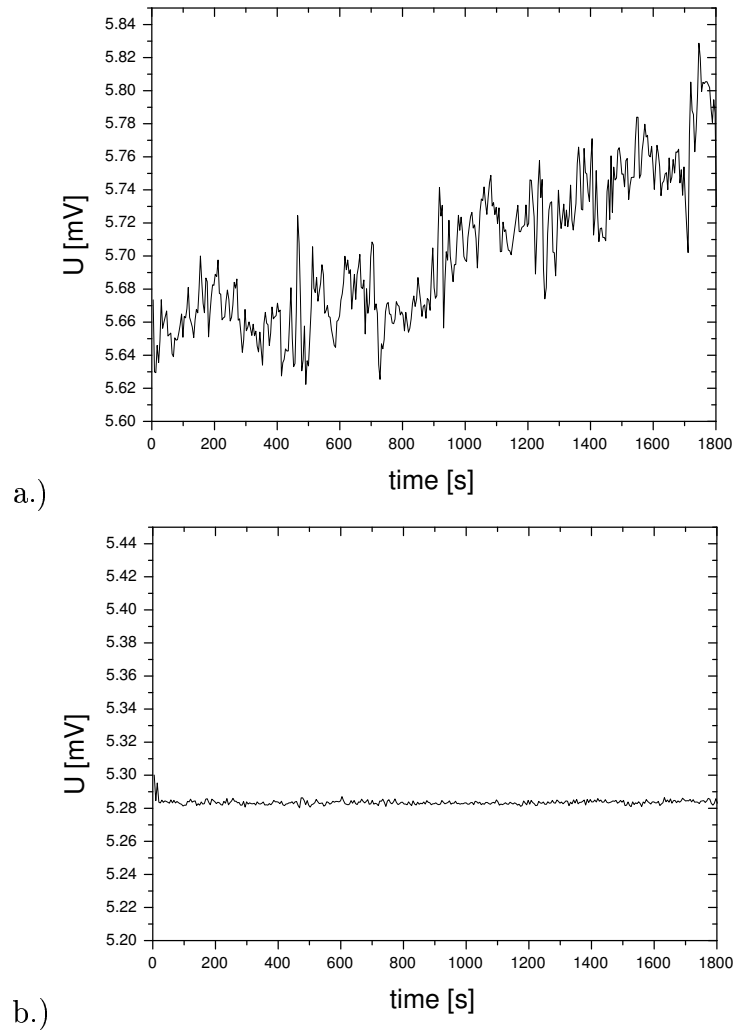


Abbildung 4.2: Die Stabilität der Detektorspannung  $U$  als Funktion der Zeit mit a.) der alten und b.) der neuen Temperatur-Regelung im Vergleich. Mit der neuen Temperatur-Regelung konnte die Temperatur über bis zu 50 Stunden auf  $\Delta T \leq 1 \mu\text{K}$  genau stabilisiert werden.

wird das vom Detektor ausgehende Spannungssignal noch vor dem Vorverstärker aufgeteilt und in zwei Vorverstärkern verstärkt. Der eine Vorverstärker wirkt dabei als Gleichrichter. Die am Ausgang abgegriffene Gleichspannung  $U_D$  liegt bei einigen Volt und kann als Referenzspannung in den Regler LR130 eingespeist werden. Abbildung 4.2 zeigt deutlich den Unterschied in der Qualität der Regelung mit dem alten und dem neuen Regelungssystem. Die erreichte Temperaturstabilität lag bei  $\Delta T \leq 1 \mu\text{K}$  über die maximale Standzeit von ca. 50 Stunden; hingegen konnte mit dem alten System eine Temperaturstabilität von  $\Delta T \leq 5 \mu\text{K}$  über maximal 30 Minuten erreicht werden [19]. Bei erneutem Abkühlen von 4.2 K, z.B. nach einer Unterbrechung der Messung, um Helium nachzufüllen, konnte der Arbeitspunkt des Detektors auf 0.1 mV genau reproduziert werden.



### 4.1.2 Die Meßelektronik und Datenaufnahme

Die elektronische Verschaltung der Detektoren wurde bereits in Kapitel 2.2.3 diskutiert. Zur Aufnahme von  $R(T)$ - und  $U(I)$ -Kennlinien wurden Strom und Spannung des Detektors mit einem  $6\frac{1}{2}$ -stelligen Meßgerät der Marke Keithley DMM196 ausgelesen. Im Datenblatt sind folgende Meßgenauigkeiten angegeben:

- Spannungsmessung: Meßbereich  $U \leq 300 \text{ mV}$ :  $\Delta U < (0.01\% U + 2 \mu\text{V})$ ,  
Meßbereich  $U \leq 3 \text{ V}$ :  $\Delta U < (0.01\% U + 20 \mu\text{V})$
- Strommessung: Meßbereich  $I \leq 300 \mu\text{A}$ :  $\Delta I < (0.1\% I + 20 \text{ nA})$

Zur Aufnahme von Pulshöhenspektren von Alpha-Teilchen oder schweren Ionen wurde das Detektorsignal in einen spannungsempfindlichen Vorverstärker der Marke HMS ITHACO 1201 eingespeist. Dieser Vorverstärker hat einen Verstärkungsbereich von 1–10000fach und zwei Frequenzfilter. Die untere Grenzfrequenz kann von 0.03 Hz bis 3000 Hz, die obere Grenzfrequenz von 3 Hz bis 400 kHz variiert werden. Bei der Frequenz von 1 kHz (entspricht  $\tau \approx 200 \mu\text{s}$ ) beträgt die effektive Rauschspannung  $U_{r,eff} = 7 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  und der effektive Rauschstrom  $I_{r,eff} = 7 \times 10^{-15} \text{ A}/\sqrt{\text{Hz}}$  [54]. Außerdem kann die untere Grenzfrequenz "DC" gewählt werden, dann verstärkt der Vorverstärker nur den Gleichstrom-Anteil des Signals. Diese Funktion wurde für die Temperaturregelung verwendet (s.o.). Die Verschaltung der gesamten Datenaufnahme ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

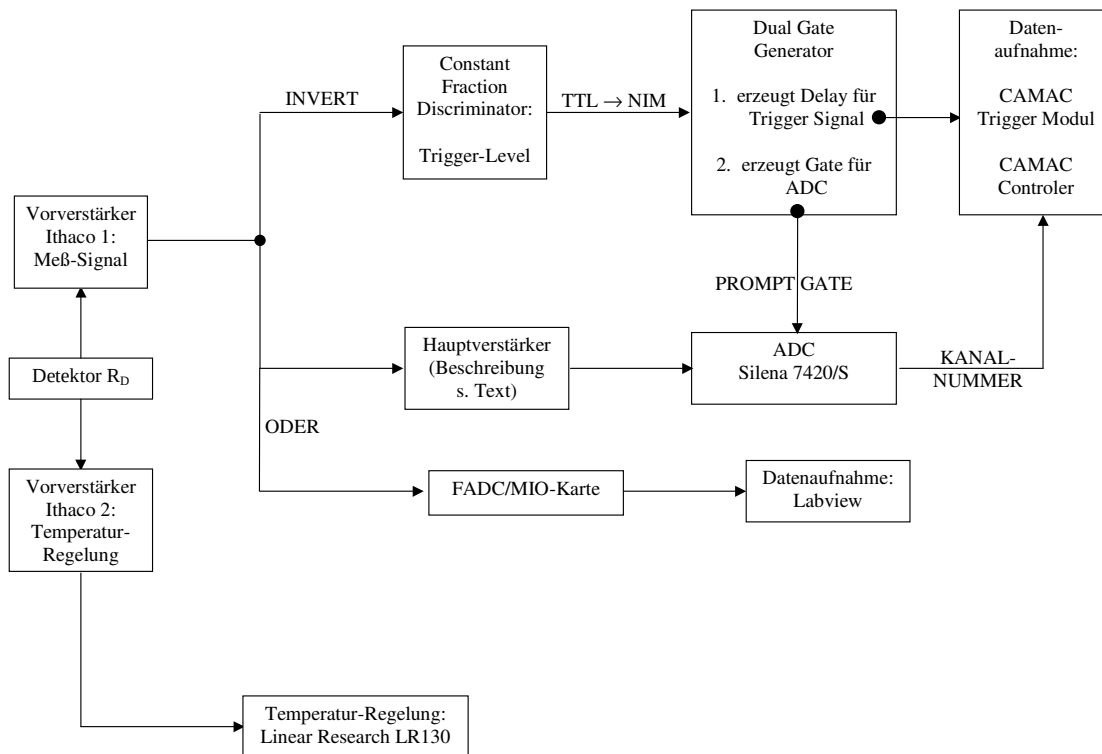


Abbildung 4.3: Die Verschaltung der Datenaufnahme zur Aufnahme von Alpha- und Schwerionenspektren (Diskussion s. Text)

Das Signal des Vorverstärkers wird entweder an einen pulsformenden Hauptverstärker (Shaping Amplifier) und von dort an den ADC weitergegeben, oder an einen Flash ADC. Dieser digitalisiert das gesamte Signal; es kann dann offline analysiert und gefiltert werden (s. Kapitel 4.1.3).

Ein Shaping Amplifier integriert das Vorverstärkersignal bis zu einer Grenzfrequenz  $\nu_{sh} = [2\pi \tau_{sh}]^{-1}$ , die von der Shaping Zeit  $\tau_{sh}$  bestimmt wird. Shaping Zeiten für handelsübliche Verstärker liegen im Bereich zwischen 2 und 12  $\mu\text{s}$ ; es war daher notwendig, die Shaping Zeiten an die langen Zeitkonstanten unserer Detektoren von 200  $\mu\text{s}$  bis 900  $\mu\text{s}$  anzupassen. Es wurden zwei Hauptverstärker benutzt:

#### **Emetron 1002:**

Dieser Hauptverstärker wurde von Meier bei GSI umgebaut und charakterisiert. Die Zeitkonstante betrug  $\tau_{sh} = 200 \mu\text{s}$ , die Verstärkung kann von 3fach bis 100fach gewählt werden. Die Bandbreite gibt Meier [19] mit ca. 200 Hz – 3.6 kHz an. Das Eingangsrauschen wird mit  $\Delta U < 5 \mu\text{V}$  angegeben.

#### **Silena Spectroscopy Amplifier 7614:**

Die Firma Silena<sup>1</sup> hat zwei ihrer Standard-Hauptverstärker für unsere Zwecke umgebaut; die Shaping Zeit kann mit einem zusätzlichen Drehschalter ausgewählt werden. Folgende Zeiten stehen zur Verfügung: 25, 50, 75, 100, 125 und 150  $\mu\text{s}$ . Die Verstärkung kann von 5- bis 2000-fach gewählt werden; der Verstärker verfügt außerdem über einen regelbaren Widerstand, mit dem Unter- oder Überschwinger des Signals korrigiert werden können ("pole zero cancellation"). Das Eingangsrauschen bei einer Verstärkung größer 100 wird mit  $\Delta U < 3.5 \mu\text{V}$  angegeben [78].

Die Signale des Hauptverstärkers wurden mit einem ADC Silena 7420S ausgelesen. Dieser ADC wurde dafür im "peak detection mode" betrieben: Innerhalb eines vom "Prompt Gate" vorgegebenen Fensters sucht er das Maximum des eingespeisten Spannungssignals und ordnet diesem Maximum eine Kanalnummer zu. Das Prompt Gate wird von einem Dual Gate Generator erzeugt, der seinen Trigger vom Constant Fraction Discriminator (CFD) aus dem gesplitteten Vorverstärkersignal erhält. Der ADC wird von einem GSI CAMAC Controller mit Hilfe der Software "LynxOS" ausgelesen. Zusätzlich wurden mit dem CERN-Programm "PAW++ (Physics Analysing Workstation [79])" oder mit dem bei GSI entwickelten Programm "Go4" die Daten während der laufenden Messung überwacht und ausgewertet.

### **4.1.3 Digitalisierung des Vorverstärkersignals durch einen Flash ADC und digitales Filtern**

Alternativ zur Verwendung eines Hauptverstärkers wurde das Vorverstärkersignal auch mit einem sogenannten Flash ADC digitalisiert (s. Abb. 4.3). In der vorliegenden Arbeit wurde zum ersten Mal die Methode des "digitalen Filterns" in der Schwerionen-Detektion mit Tieftemperatur-Detektoren eingesetzt: Die digitalisierten Signale werden gefiltert, um die Rauschbeiträge zu verringern und so die Auflösung weiter zu verbessern. Man kann vereinfacht davon ausgehen, daß sich die Energieauflösung des Detektors zusammensetzt aus einem Anteil des Baseline Noise

---

<sup>1</sup>Silena International S.p.A., Via Firenze no. 3, 20063 Cernusco s/Naviglio (MI), Italy

$\Delta E_{\text{BLN}}$  (s. Kap. 2.6) und einem Anteil, der die intrinsische Auflösung des Detektors beinhaltet. Wenn man annimmt, daß der Beitrag des Baseline Noise durch den Prozess des Filterns wesentlich reduziert oder vollständig entfernt wird, erhält man nach dem Prozeß des Filterns die intrinsische Auflösung des Detektors. Im Prinzip kann auf diese Weise die intrinsische Auflösung eines Detektors bestimmt werden. Allerdings entfernen reale Filter-Algorithmen das Rauschen niemals vollständig, da eine Integration über den gesamten Frequenzbereich aufgrund der endlichen Anzahl von Datenpunkten technisch nicht realisierbar ist. Wird durch den Einsatz des digitalen Filterns allerdings keine Verbesserung der Energieauflösung erreicht, kann man davon ausgehen, daß intrinsische Vorgänge und nicht das Baseline Noise die Auflösung limitieren.

Zur Digitalisierung der Signale wurde die PC-Karte "PCI-MIO-16E-1" der Firma National Instruments<sup>2</sup> benutzt. Die Karte hat acht Kanäle, die unabhängig und parallel ausgelesen werden können. Für die hier diskutierten Experimente wurde allerdings nur ein Kanal benutzt. Die maximale Digitalisierungsfrequenz von 1.25 MHz ermöglicht bei den für die Detektoren typischen Signallängen von maximal 1000  $\mu\text{s}$ , ein Signal mit 40960 Punkten zu digitalisieren. Um das SNR schon während der Signalaufzeichnung zu verbessern, wurden jeweils 10 nebeneinanderliegende Punkte eines jeden Signals gemittelt. Das aufgezeichnete Detektorsignal bestand somit aus 4096 Punkten. Die maximale Eingangsspannung der Karte beträgt 10 V. Das Eingangsruschen wird mit  $\Delta U < 5 \mu\text{V}$  pro Kanal angegeben, der Cross talk zwischen Kanälen mit -80 dB.

Der von uns verwendete Filter-Algorithmus basiert auf einem Algorithmus, der von Szymkowiak et al. entwickelt [80] und von McCammon et al. weiterentwickelt [11] wurde. Er ist unter dem Begriff "Optimum Filtering" in die Literatur eingegangen. Basierend auf diesem Algorithmus entwickelte A. Kiseleva [81] einen Filteralgorithmus, der optimal an unsere Detektorsignale und Datenaufnahme angepaßt ist, und implementierte ihn in die Programmiersprache "IDL".

Beim Optimum Filtering geht man davon aus, daß alle Signale denselben zeitlichen Verlauf  $S_0(t)$  haben und sich nur in ihrer Amplitude  $A$  unterscheiden. Da bei den hier diskutierten Detektoren Anstiegs- und Abklingzeiten von thermischen und elektrischen Größen bestimmt werden, ist diese Voraussetzung erfüllt. Dann kann ein Signal  $S(t)$  dargestellt werden als

$$S(t) = H \times S_0(t) \quad (4.1)$$

Das reell gemessene Signal  $D(t)$  wird jedoch von Rauschen überlagert, das hier mit  $N(t)$  bezeichnet werden soll:

$$D(t) = S(t) + N(t) = A \times S_0(t) \quad (4.2)$$

Ziel des Filterns ist es, die rauschfreie Amplitude  $H$  aus der gemessenen Amplitude  $A$  zu rekonstruieren. Dies ist leichter im Frequenzbild, daher werden zunächst alle Terme fouriertransformiert und dann die Differenz zwischen idealer und realer Amplitude minimiert:

$$\chi^2 = \sum \frac{[D(f) - H \times S_0(f)]^2}{N^2(f)} \stackrel{!}{=} \min \quad (4.3)$$

---

<sup>2</sup>National Instruments Germany GmbH, Konrad-Celtis-Str. 79, 81369 München

Dies liefert nach Rücktransformation die optimale Amplitude  $H$ :

$$H = \sum D(t) \times F(t), \quad F(t) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{S_0(f)}{N^2(f)} \right\} \quad (4.4)$$

Der optimale Filter  $F(t)$  wird dabei erzeugt aus der Signalform  $S_0(t)$  und dem Rauschspektrum  $N(t)$ .

Zur Erzeugung des optimalen Filters muß daher neben der Signalform auch ein Rauschspektrum aufgenommen werden. Die Datenaufnahme mit der MIO-Karte ist so programmiert, daß sie nach jeweils 4 Signalen ein Rauschsignal aufnimmt. Aus diesen Rauschsignalen wird dann ein gemitteltes Rauschspektrum erstellt. Das Filtern der Signale erfolgt in mehreren Schritten (s. Abb. 4.4):

1. Bestimmung der Signalanstiegszeit durch einen linearen Fit und Darstellung der Amplitude in Abhängigkeit von der Signalanstiegszeit.  
Pile up-Signale sowie Signale mit zu hohem Rauschniveau haben eine stark abweichende Anstiegszeit.
2. Auswahl einer Gruppe von Signalen aus dem "Amplituden-Signalanstiegszeit-Plot" zur Berechnung der mittleren Signalform  $S_0(t)$ .  
Diese Signale sollten näherungsweise dieselbe Amplitude haben. Aus der Mittelung wird die Signalform  $S_0(t)$  berechnet.
3. Ein Plot der mittleren Rauschamplitude pro aufgenommenem Rauschsignal ermöglicht es, die Rauschsignale zur Bestimmung des gemittelten Rauschspektrums  $N(t)$  auszuwählen. Zu großes Rauschen, etwa durch temporäre externe Störungen oder Temperaturschwankungen, wird damit aussortiert. Die mittlere Rauschamplitude in Volt kann auch als Maß für das "Baseline Noise" in der Energieauflösung herangezogen werden. Bei der Umrechnung muß allerdings berücksichtigt werden, daß die Energieauflösung FWHM sich aus der Gauß-Funktion als die Hälfte der mittleren Rauschamplitude ergibt.
4. Berechnung des optimalen Filters  $F(t)$  aus der gemittelten Signalform  $S_0(t)$  und dem gemittelten Rauschspektrum  $N(t)$ .
5. Berechnung der optimalen Amplitude  $H$  für jedes Signal.  
Am Ende erstellt das Programm ein ASCII-File, in dem für jedes digitalisierte Signal die optimal gefilterte Amplitude  $H$  angegeben ist. Jedes Signal wird zudem mit einer Nummer versehen, die angibt, ob es sich um ein "gutes" Signal handelt oder ob es aufgrund zu großen Rauschens oder als Pile up aussortiert wurde.

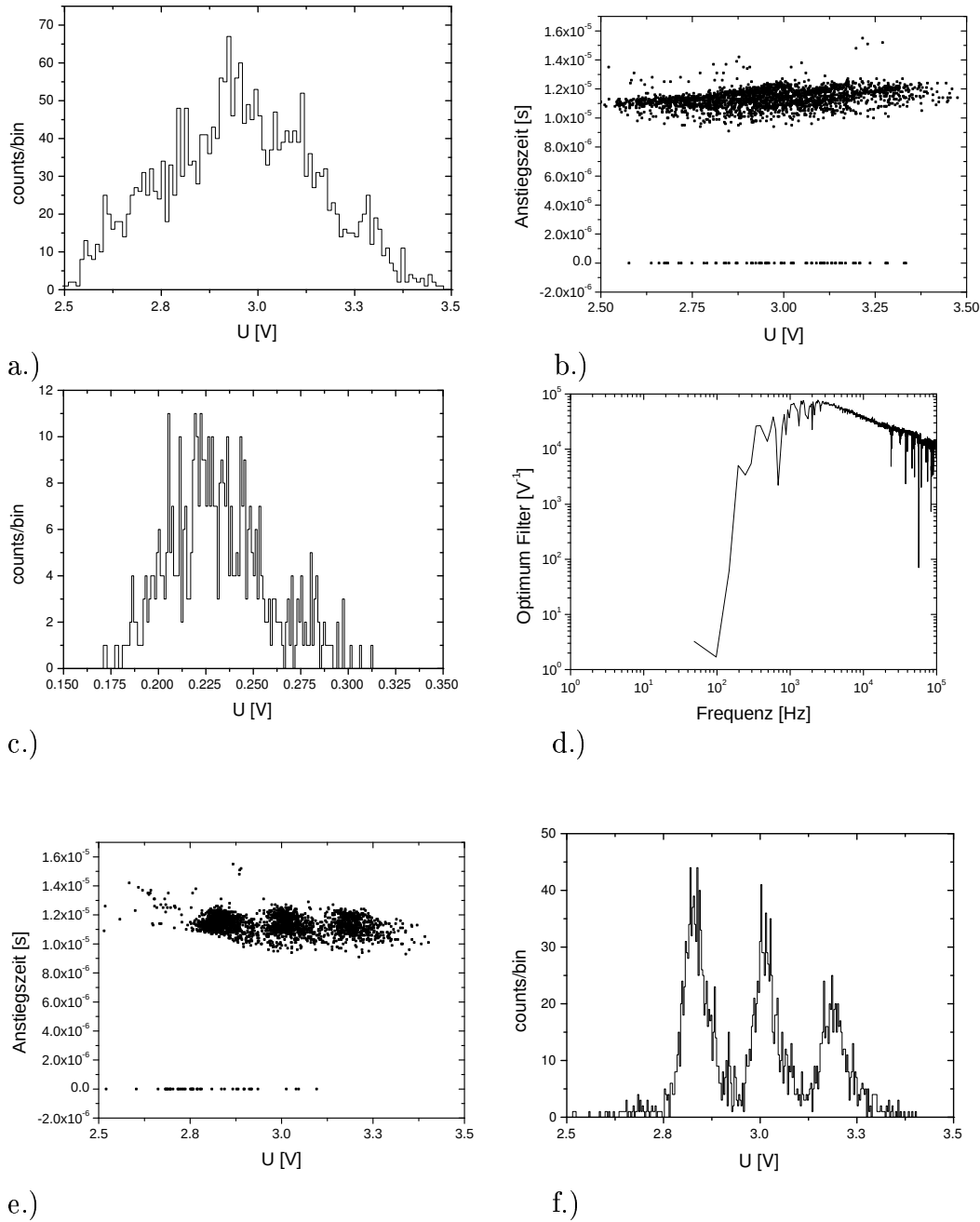


Abbildung 4.4: Gezeigt sind hier Beispiele für die verschiedenen Schritte beim digitalen Filtern für das Energiespektrum der Drei-Linien-Alpha-Quelle aus Tab. 4.2: a.) das ungefilterte Spektrum, b.) Amplitude gegen Signal-Anstiegszeit, c.) Spektrum der mittleren Rauschamplitude, d.) generierter Filter im Frequenz-Spektrum, e.) Amplitude gegen Signal-Anstiegszeit nach dem Filtervorgang, f.) das gefilterte Spektrum. Das Baseline Noise für dieses Beispiel hat eine Amplitude von 0.227 V, das entspricht einer Energieauflösung von 208 keV. Im gefilterten Spektrum beträgt die erreichte Auflösung 140 keV.

## 4.2 Widerstands-Temperatur-Charakteristiken und Bestimmung der thermischen Ankopplung

### 4.2.1 Der Detektor mit Germanium-Thermistor SGe2

#### Widerstands-Temperatur-Charakteristik

Für den kompensiert dotierten Germanium-Thermistor erwartet man nach (2.5) eine Temperaturabhängigkeit von

$$R(T) = R_0 \exp \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \quad (4.5)$$

Für die Messung wurde die in Abbildung 2.5 dargestellte Verschaltung des Detektors benutzt. Der Meßstrom betrug 500 nA, um eine Aufheizung des Detektors und damit eine Verfälschung der  $R(T)$ -Kennlinie zu vermeiden. Die Temperatur wurde mit einem Germanium-Widerstand GR-200-A-500 der Firma Lakeshore gemessen, der sich im Kupferblock befindet. Meier hat für diesen Widerstand eine Eichmessung durchgeführt [19]; die Genauigkeit der Temperaturmessung beträgt danach  $\Delta T = (0.01 T + 3 \text{ mK})$ . Die Messung wurde mehrmals an aufeinander folgenden Tagen und in zwei verschiedenen Meßreihen wiederholt. Abbildung 4.5 zeigt ein Beispiel einer Meßkurve und einen Fit gemäß Gleichung (4.5). Die Meßwerte folgen exakt dem vorhergesagten Verlauf. Aus der Mittelung der Fitergebnisse aller Meßkurven ergibt sich für die Parameter:

$$R_0 = (69 \pm 1) \, \Omega, \quad T_0 = (106 \pm 2) \, K$$

V. Kienlin hat für einen Detektor aus demselben Material, aber mit anderer Geometrie  $R_0 = (85 \pm 14) \, \Omega$ ,  $T_0 = (138 \pm 3) \, K$  gemessen [22]. Djotni hat weitere Detektoren dieses Materials mit implantierten und nicht implantierten Kontakten untersucht und gefunden, daß  $T_0$  nicht von der Art der Kontaktierung abhängt, sondern im wesentlichen von der Dotierung bestimmt wird [82]. Er findet für sieben verschiedene Detektoren einen mittleren Wert von  $T_0 = (119 \pm 16) \, K$ . Im Rahmen des Fehlers stimmen sowohl der Wert von v. Kienlin als auch der in der vorliegenden Arbeit ermittelte Wert mit diesem Mittelwert überein. Der in der vorliegenden Arbeit ermittelte Wert von  $R_0$  stimmt im Rahmen des Fehlers mit dem von v. Kienlin ermittelten Wert überein, während die Werte bei Djotni abhängig von der Kontaktierung von 2000 k $\Omega$  bis 2  $\Omega$  streuen und daher zum Vergleich nicht herangezogen werden können.

#### Bestimmung der thermischen Ankopplung:

In Kapitel 2.2.1 wurde ausgeführt, daß sich die thermische Ankopplung  $k$  aus der abgeführten Leistung  $P_{out}$  ergibt:

$$P_{out} = \int_{T_{Bad}}^{T_A} k(T') dT' \quad (4.6)$$

In Kapitel 3.3.2 wurden die wesentlichen Beiträge zur thermischen Ankopplung für den Detektor SGe2 diskutiert:

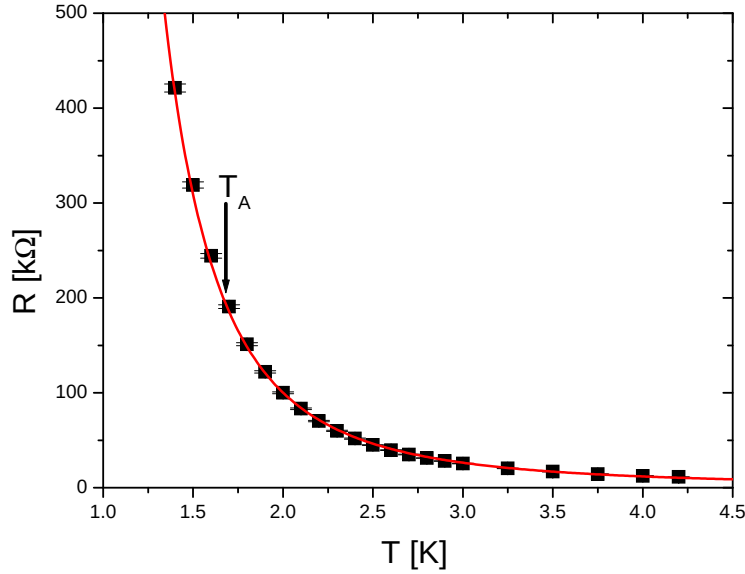


Abbildung 4.5: Die Widerstands-Temperatur-Kennlinie des Detektors SGe2 aufgenommen zwischen 4.2 und 1.3 K. Der Fehler in der Temperaturmessung ist kleiner als die Symbolgröße, der Fehler in  $R$  ergibt sich aus der Unsicherheit in der Spannungsmessung mit dem Keithley DMM196. Die eingezeichnete Kurve stellt einen Fit an die Daten dar (s. Text).  $T_A$  bezeichnet den Arbeitspunkt für den Nachweis von Alpha-Teilchen (s. Abschnitt 4.3.4)

- die thermische Leitfähigkeit des Klebers H20E:  $k \sim T^4$
- die thermische Leitfähigkeit des Kupfers:  $k \sim T$

Macht man für die thermische Ankopplung den Ansatz  $k = \beta_{H20E} T^4 + \beta_{Cu} T$ , ergibt sich die abgeführte Leistung:

$$P_{out} = \frac{\beta_{H20E}}{5} T^5 + \frac{\beta_{Cu}}{2} T^2 + P_0 \quad (4.7)$$

$P_0$  ist eine Integrationskonstante.

Mißt man die Leistung  $P_{out}$  in Abhängigkeit von der Detektortemperatur  $T$ , können die Parameter  $\beta_{H20E}$  und  $\beta_{Cu}$  bestimmt werden. Die Kühlfingertemperatur " $T_{Bad}$ " wird dabei mit einem Aluminium-Übergangsthermistor geregelt und konstant gehalten. Im Fall der vorliegenden Messung betrug  $T_{Bad} = 1.48$  K. Gemessen wurde die  $U(I)$ -Kennlinie des Detektors. Durch die Leistung  $P_{Heiz} = U \cdot I$  wird der Detektor aufgeheizt. Aus dem Detektorwiderstand  $R$  kann mit den Werten  $R_0$  und  $T_0$  die Detektortemperatur  $T$  bestimmt werden. Hat sich der Detektor bei der Temperatur  $T$  stabilisiert, ist  $P_{Heiz}$  gerade die abgeführte Leistung  $P_{out}$ . Aus der  $U(I)$ -Kennlinie kann daher eine  $P_{Heiz}(T)$ -Kennlinie und aus dieser die thermische Ankopplung bestimmt werden.

Abbildung 4.6 zeigt die  $U(I)$ -Kennlinie und darunter die Heizspannung als Funktion der Temperatur. Aus dem Fit für  $P_{Heiz}(T)$  ergeben sich die beiden Konstanten

$$\beta_{H20E} = (1.96 \pm 0.03) \times 10^{-6}, \beta_{Cu} = (2.7 \pm 0.2) \times 10^{-6}$$

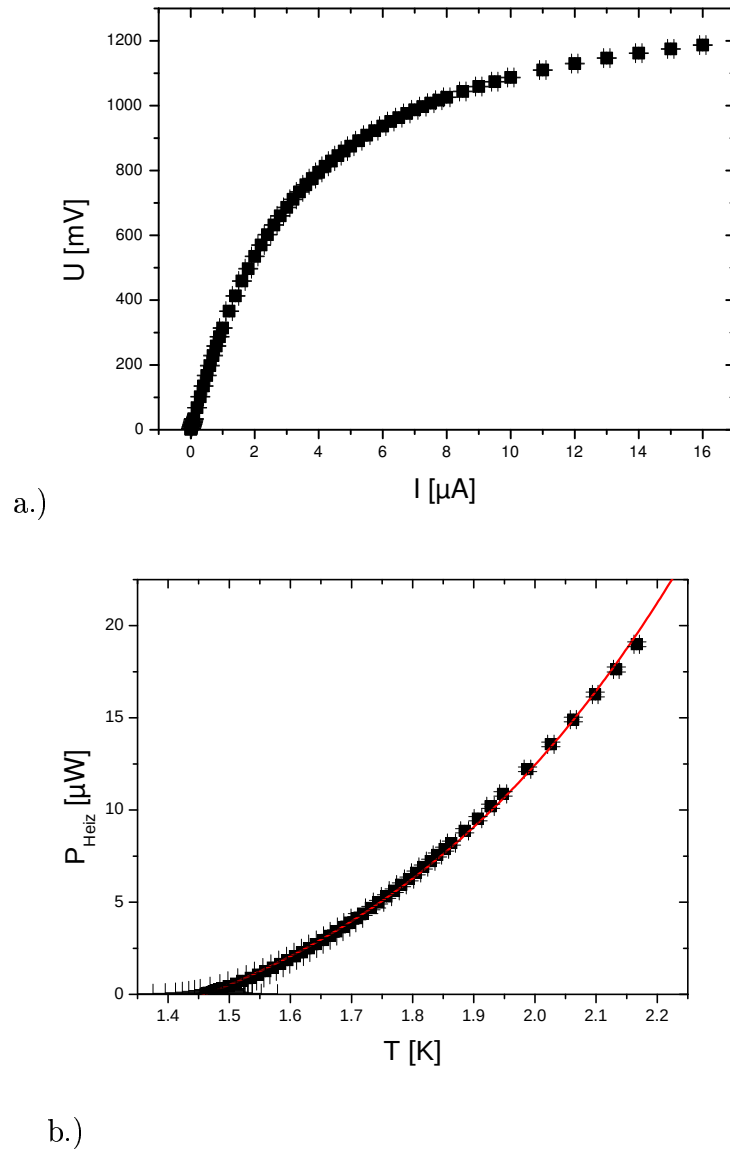


Abbildung 4.6: a.) Die  $U(I)$ -Kennlinie und b.) die Heizleistung in Abhängigkeit von der Temperatur für den Detektor SGe2. Die rote Kurve beschreibt einen Fit an die Daten nach Gleichung (4.7).

In Kapitel 3.3.3 wurden für die Konstanten folgende Werte berechnet:

$$\beta_{H20E} = 7.5 \times 10^{-5}, \beta_{Cu} = 3.7 \times 10^{-5}$$

Daß die gemessenen Werte um mehr als eine Größenordnung geringer sind als die berechneten, kann folgendermaßen interpretiert werden:

- thermische Leitfähigkeit der Kupferdrähte:  
Die thermische Ankopplung der Kupferdrähte und somit des Detektors an die Gold-Kontaktpads und damit an das Kältebad (s. Abb. 3.2) nur über den Lötzinn hergestellt. Es wurde in Kap. 3.3.3 ein Beitrag des Lötzinns zur thermischen Ankopplung von  $k = 4 \times 10^{-3} \text{ T W/K}$  abgeschätzt. Daher sollte der Beitrag des Lötzinns die thermische Ankopplung nicht begrenzen. Da es sich aber bei Lötzinn um eine Legierung handelt, kann die thermische Leitfähigkeit



bei tiefen Temperaturen deutlich überschätzt werden [73]. Wenn die elektronische Wärmeleitfähigkeit im Vergleich mit der Leitfähigkeit des Gitters zu gering wird, ist sogar ein Verhalten proportional zu  $T^2$  möglich.

- thermische Leitfähigkeit des Klebers H20E:  
Für die thermische Leitfähigkeit des Klebers H20E ist entscheidend, ob er blasenfrei ist und wie lange er ausgehärtet wurde. Außerdem spielt die Dicke der Klebeschicht ebenfalls eine Rolle. Der von Piat et al. [75] bestimmte Wert für die Wärmeleitfähigkeit ist daher möglicherweise für unseren Kleber nicht zutreffend, denn er wurde - im Gegensatz zu dem Kleber in der zitierten Messung - nicht als dünne Schicht aufgetragen, sondern als Tropfen.

Der von v. Kienlin charakterisierte Detektor Ge7 war mit dem Tieftemperatur-Lack GE7031 auf den Kupferhalter aufgeklebt, da der Germanium-Kristall zu groß war, um nur an den Bond-Drähten aufgehängt zu werden. Aus diesem Aufbau ergibt sich bei  $T = 1.67$  K eine thermische Ankopplung von  $99(5) \mu\text{W/K}$ . Das ist etwa fünfmal so hoch wie der Wert von  $20.6(6) \mu\text{W/K}$ . Da die Messungen mit diesem Detektor jedoch bei höherer Temperatur durchgeführt wurden, ergibt sich im Arbeitspunkt eine thermische Ankopplung von  $40 - 50 \mu\text{W/K}$ . Da der Detektor jedoch eine deutlich größere Wärmekapazität hatte (vgl. Kap. 3.3.3), ist die Abklingzeit mit  $301(11) \mu\text{s}$  dennoch doppelt so lang wie für SGe2 (siehe Tabelle 4.3).

## 4.2.2 Detektoren mit Aluminium-Thermistoren

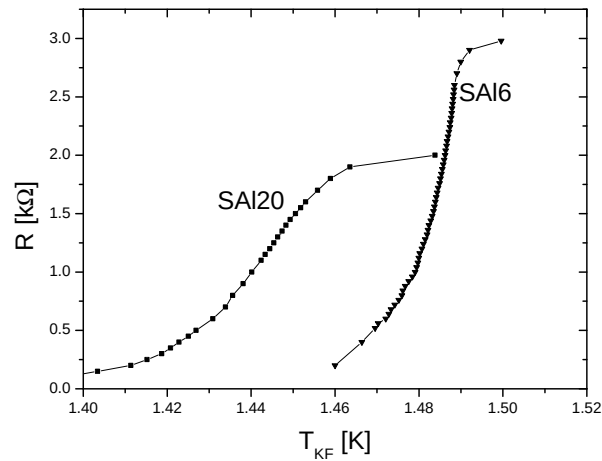
### Widerstands-Temperatur-Charakteristik

Meier hat in [19] die Übergangskurven einer Reihe von Detektoren aufgenommen und ihre Abhängigkeit von Meßstrom und Kühlfingertemperatur untersucht. Als optimalen Meßstrom gibt er  $500 \text{ nA}$  an; dieser Wert ist in der vorliegenden Arbeit für alle Messungen benutzt worden. Die Übergangskurven wurden aufgenommen, als die Detektoren auf dem Kühlfinger montiert waren. Wie bei den Messungen für SGe2 wurde die Kühlfinger-Temperatur mit dem Germanium-Widerstand GR-200-A-500 gemessen, die Genauigkeit der Temperaturmessung beträgt  $\Delta T = (0.01 T + 3 \text{ mK})$  [19]. Für drei Detektoren (Al12, SA120, SA121) wurden zusätzlich Übergangskurven direkt im flüssigen Helium aufgenommen. Dazu wurden die Detektoren auf den Kühlfinger eines Glaskryostaten montiert, der direkt in das Helium-Bad getaucht wurde. Auch dabei wurde die Temperatur des Helium-Bades mit einem Germanium-Sensor bestimmt. Der Vergleich zwischen den Messungen im Helium-Bad und auf dem Kühlfinger ergab, daß die Kühlfingertemperatur  $T_{C,KF}$  ( $35 \pm 15$ ) mK unterhalb der Übergangstemperatur  $T_C$  liegt. Die Detektoren werden durch Wärmestrahlung aus der Umgebung zusätzlich aufgeheizt, daher ist eine geringere Kühlfinger-Temperatur erforderlich, um die Übergangstemperatur zu erreichen.

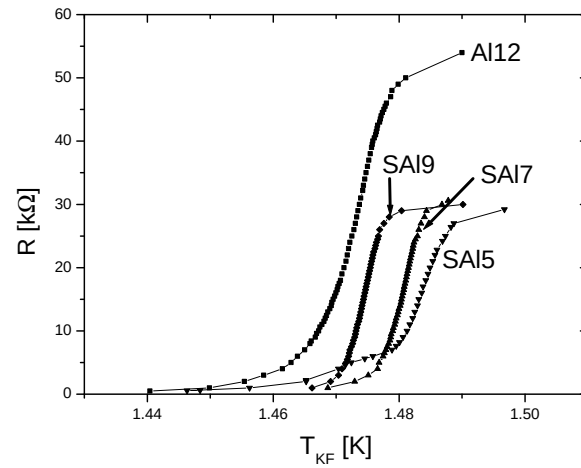
Abbildung 4.7 zeigt die Übergangskurven aller untersuchten Detektoren. Detektoren derselben Geometrie sind in einem Bild zusammengefaßt. In Tabelle 4.1 sind die Daten für den normalleitenden Widerstand  $R_N$ , die Übergangstemperaturen  $T_C$ , die Übergangsbreiten  $\delta T$  und die Werte für  $\delta R/\delta T$  zusammengestellt.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Abhängigkeit der Übergangstemperatur von der Geometrie der Strukturen und damit vom Detektorwiderstand untersucht. In den Arbeiten von Meier waren solche Untersuchungen nicht möglich. Die von

a.)



b.)



c.)

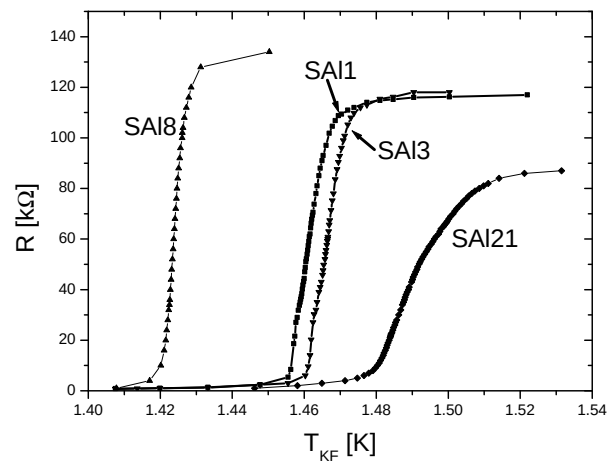


Abbildung 4.7: Die  $R(T)$ -Kennlinien aller in der vorliegenden Arbeit verwendeten Detektoren mit Aluminium-Thermistor. Detektoren mit derselben Geometrie der Al-Struktur sind zusammengefaßt. a.) Typ I:  $14 \times 35 \mu\text{m}$ , b.) Typ II:  $49 \times 10 \mu\text{m}$ , c.) Typ III:  $101 \times 5 \mu\text{m}$ . Um die Zuordnung einzelner Symbole zu einer Übergangskurve zu erleichtern, wurden zwischen den Meßpunkten Verbindungslinien eingezeichnet.

| Detektor | Charge/Typ | $R_N$ [k $\Omega$ ] | $T_{C,KF}$ [K] | $\delta T$ [mK] | $\frac{\delta R}{\delta T}$ | $\frac{M\Omega}{K}$ |
|----------|------------|---------------------|----------------|-----------------|-----------------------------|---------------------|
| Al12*)   | 1/II       | 54                  | 1.479(15)      | 9.8(5)          | 3.0(2)                      |                     |
| Al12     | 1/II       | 54(1)               | 1.473(5)       | 7.1(4)          | 3.8(2)                      |                     |
| SA11     | 1/III      | 117(2)              | 1.461(5)       | 6.3(3)          | 9.3(5)                      |                     |
| SA13     | 1/III      | 118(2)              | 1.466(5)       | 6.6(3)          | 8.9(5)                      |                     |
| SA15     | 1/II       | 30(1)               | 1.483(5)       | 6.5(3)          | 2.3(1)                      |                     |
| SA16     | 2/I        | 3.1(1)              | 1.481(5)       | 12.2(6)         | 0.12(6)                     |                     |
| SA17     | 2/II       | 31(1)               | 1.480(5)       | 4.0(2)          | 3.9(2)                      |                     |
| SA18     | 2/III      | 134(2)              | 1.424(5)       | 3.5(2)          | 19.1(9)                     |                     |
| SA19     | 2/II       | 30(1)               | 1.474(5)       | 3.6(2)          | 4.2(2)                      |                     |
| SA120    | 3/I        | 2.2(1)              | 1.439(5)       | 24(1)           | 0.04(2)                     |                     |
| SA121    | 3/III      | 88(2)               | 1.492(5)       | 14.8(7)         | 3.0(2)                      |                     |

\*) Werte von Meier aus [19]. Der Wert für  $T_{C,KF}$  wurde aus dem dort angegebenen Wert für  $T_C$  berechnet.

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der aus der  $R(T)$ -Charakteristik extrahierten Daten für die Detektoren mit Aluminium-Thermistor. Der Fehler im normalleitenden Widerstand  $R_N$  ergibt sich aus der Unsicherheit in der Spannungsmessung. Der Fehler in der Übergangstemperatur  $T_{C,KF}$  ergibt sich aus der Unsicherheit der Sensoreichung [19]. Der Fehler in der Übergangsbreite  $\delta T$  wurde zu 5% abgeschätzt, da insbesondere am Anfang und am Ende des Übergangs die Temperatur-Stabilisierung schlechter und damit die Messung von  $R$  weniger genau war als im linearen Bereich. Aus dem Fehler für  $R_N$  und  $\delta T$  ergibt sich der Fehler in der Steigung  $\delta R/\delta T$ . Zur Definition der verschiedenen Größen siehe auch Kap. 2.1.2.

ihm verwendeten Strukturen waren alle vom Typ II, bis auf eine vom Typ III. Im folgenden soll der Einfluß verschiedener Parameter wie Typ, Charge, Widerstand etc. auf die Übergangskurven diskutiert werden.

- Homogenität der Übergänge:  
Alle Übergänge sind homogen, ohne Stufen oder Unstetigkeiten. Dies ist wichtig für ein lineares Verhalten bezüglich der Detektion der Teilchenenergie.

- Abhängigkeit der Übergangstemperatur vom Detektortyp, d.h. vom Widerstand des Detektors:

Der Detektor wird durch den Meß-Strom von 0.5  $\mu A$  aufgeheizt, die Heizleistung beträgt nach  $P = R \cdot I^2$ :

für Typ I :  $P = 0.3$  nW

für Typ II :  $P = 4$  nW

für Typ III:  $P = 15$  nW

Abhängig von der thermischen Ankopplung (s.u.) bedeutet dies eine Verschiebung der Sprungtemperatur um 0.05 – 0.1 mK für Typ I, um 0.2 – 0.5 mK für Typ II und um 1 – 2 mK für Typ III. Die Messung für  $T_{C,KF}$  ist nur auf 5 mK genau, sodaß eine Verschiebung der Sprungtemperatur aufgrund der Joule'schen Erwärmung nicht direkt nachgewiesen werden kann. Man kann aber sagen, daß bis auf den Detektor SA121 die Detektoren vom Typ III eher niedrige Sprungtemperaturen haben.

- Abhängigkeit der Übergangsbreite  $\delta T$  vom Detektortyp:  
 Um die Abhängigkeit der Übergangsbreite  $\delta T$  vom Detektortyp zu diskutieren, wurden aus den Werten für  $\delta T$  mittlere Übergangsbreiten für jeden Typ ermittelt:  
 für Typ I :  $\delta T = (18 \pm 6)$  mK  
 für Typ II :  $\delta T = (5 \pm 2)$  mK  
 für Typ III:  $\delta T = (8 \pm 5)$  mK  
 Für die Detektoren vom Typ II und vom Typ III stimmen die Übergangsbreiten im Rahmen des Fehlers überein, die Übergänge der Detektoren vom Typ I haben dagegen eine deutlich größere Breite. Der Grund dafür wird in zukünftigen Untersuchungen zu klären sein, bei denen die Übergangskurven von Aluminiumstreifen gleicher Länge und Schichtdicke, aber unterschiedlicher Breiten aufgenommen und die Übergangsbreiten verglichen werden. Für die Strukturen mit dünneren Streifen, d.h. höherem Widerstand, ist die relative Unabhängigkeit der Übergangsbreite vom Widerstand ein großer Vorteil, denn mit schmalen Übergängen können für Detektoren mit hohem Widerstand sehr hohe Werte für  $\delta R/\delta T$  und damit hohe Sensitivitäten erreicht werden, wie z.B. für den Detektor SA18.
- Abhängigkeit der Übergangsbreite von der Detektor-Charge:  
 Um eine Aussage über die Abhängigkeit der Übergangsbreite von der Detektor-Charge zu machen, wurden die Übergangsbreiten innerhalb einer Charge gemittelt. Da die Detektoren vom Typ I deutlich größere Breiten haben, wurden sie bei der Mittelung nicht berücksichtigt. Folgende gemittelte Übergangsbreiten ergeben sich:  
 Charge 1:  $\delta T = (6.6 \pm 0.3)$  mK  
 Charge 2:  $\delta T = (3.7 \pm 0.2)$  mK  
 Charge 3:  $\delta T = (14.8 \pm 0.7)$  mK  
 Die Breite der Übergänge zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der Chargennummer: Charge 2 hat die schmalsten Übergänge, die Übergänge von Charge 1 sind schon deutlich breiter, der Übergang von Charge 3 ist fast viermal so breit wie die von Charge 2. In Kap. 3.4.2 wurde der spezifische Widerstand der Chargen diskutiert und im Hinblick auf die Qualität der Schicht interpretiert. Danach ist Charge 2, die Schicht mit dem geringsten spezifischen Widerstand, die Schicht mit der besten Homogenität. Die Aluminium-Schicht von Charge 3 hingegen ist weniger homogen, was auf das unterschiedliche Aufwachsen der Schicht auf Wafern unterschiedlicher Kristallorientierung zurückgeführt wurde. Die Abhängigkeit der Übergangsbreite  $\delta T$  von der Charge bestätigt diese Interpretation: Meier hat in [76] die Abhängigkeit der Übergangsbreite von der Schichtdicke untersucht und gefunden, daß dickere Schichten schmälere Übergänge aufweisen als dünnere Schichten. Da die Schichtdicke bei allen Detektoren der drei Produktionschargen identisch ist, muß die unterschiedliche Breite der Übergänge als Anzeichen einer unterschiedlichen Homogenität bzw. Dichte der Inseln interpretiert werden.  
  
 Im Vergleich mit der Messung von Meier für Al12 in [19] fällt auf, daß der Übergang für diesen Detektor schmaler geworden ist. Die anderen drei Detektoren dieser Charge liegen aber im selben Bereich. Möglicherweise ist dies, wie der leicht erhöhte Widerstand bei Raumtemperatur, auf Oxidation

zurückzuführen. Oxidation kann die Vernetzung der Aluminium-Inseln verbessern, sodaß sie sich wie eine "dickere" Schicht verhalten.

- Zusätzlich sollte angemerkt werden, daß bei den meisten Detektoren der Charge 3 und allen Detektoren der Charge 4 die Übergangstemperaturen unterhalb der mit dem verwendeten Kryostaten minimal erreichbaren Temperatur lagen. Nur bei den Detektoren SA120 und SA121 lagen die Übergangstemperaturen im erwarteten Bereich von 1.4 – 1.5 K. In Kap. 2.4.3 wurde diskutiert, daß die Homogenität einer supraleitenden Schicht die Sprungtemperatur beeinflusst: Wird die Dichte der einzelnen Aluminium-Inseln zu gering, wird die Sprungtemperatur erniedrigt. Unter Umständen kann die Supraleitung durch den geringen Zusammenhalt der Aluminium-Schicht sogar völlig zerstört werden. Letztlich sind die Gründe für das abweichende Verhalten der Strukturen auf den 100  $\mu\text{m}$  dicken Substraten aber noch nicht geklärt. Es bedarf weiterer Untersuchungen mit Substraten gleicher Dicke, aber unterschiedlicher Kristallorientierung, um einen Einfluß der Kristallorientierung auf die Sprungtemperatur und Übergangsbreite eindeutig nachzuweisen.

### Bestimmung der thermischen Ankopplung:

Die thermische Ankopplung wird wie bei dem Detektor SGe2 aus der Heizleistung  $P_{\text{Heiz}}$  bestimmt. Das Verhalten des Supraleiters unterscheidet sich allerdings von dem des Germanium-Thermistors. Wird ein Supraleiter von einem Strom  $I$  durchflossen, wird er im normalleitenden Zustand aufgeheizt gemäß  $P_{\text{Heiz}} = RI^2$ . Dementsprechend verschiebt sich die Temperatur des Kühlfingers  $T_{C,KF}$  nach unten. Heizt man den Supraleiter vom supraleitenden Zustand aus auf, so liegt die Kühlfingertemperatur für den Übergang deutlich höher, weil keine Joule'sche Wärme dissipiert wird. Dieses Verhalten ist in Abbildung 4.8 schematisch dargestellt. Der Punkt U bezeichnet dabei den Übergang beim Aufheizen aus dem supraleitenden in den normalleitenden Zustand, der Punkt O den Übergang beim Abkühlen vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand. Meier hat das Verhalten der Übergangsthermometer bei unterschiedlichen Strömen untersucht und bei hohen Strömen dieses Hysterese-Verhalten ebenfalls beobachtet [19].

Gemäß Gleichung (2.20) gilt für den Detektor im Arbeitspunkt:

$$R_A \cdot I^2 + P_H - k \cdot (T_A - T_{KF}) = 0 \quad (4.8)$$

Die äußere Wärmeeinstrahlung  $P_H$  ist schwer zu messen. Wenn man jedoch davon ausgeht, daß innerhalb der kurzen Zeit, in der der Detektor die Hysterese-Kurve durchläuft,  $P_H$  sich nicht ändert, kann man  $R_A$  und  $T_{KF}$  an den Punkten U und O messen und aus der Differenz von Gleichung (4.8) an den Punkten O und U die thermische Ankopplung  $k$  bestimmen. Die Detektortemperatur  $T_A$  erhält man aus der  $R(T)$ -Kurve bei kleinen Strömen, wo keine Hysterese zu beobachten ist. Die thermische Ankopplung  $k$  berechnet sich dann zu

$$k = \frac{(R_A^O - R_A^U) \cdot I^2}{(T_A^O - T_{KF}^O) - (T_A^U - T_{KF}^U)} \quad (4.9)$$

Die Ergebnisse der Messungen sind zusammen mit den Wärmekapazitäten in Tabelle 4.3 in Kapitel 4.3.1 aufgelistet. Sie werden nachfolgend diskutiert:

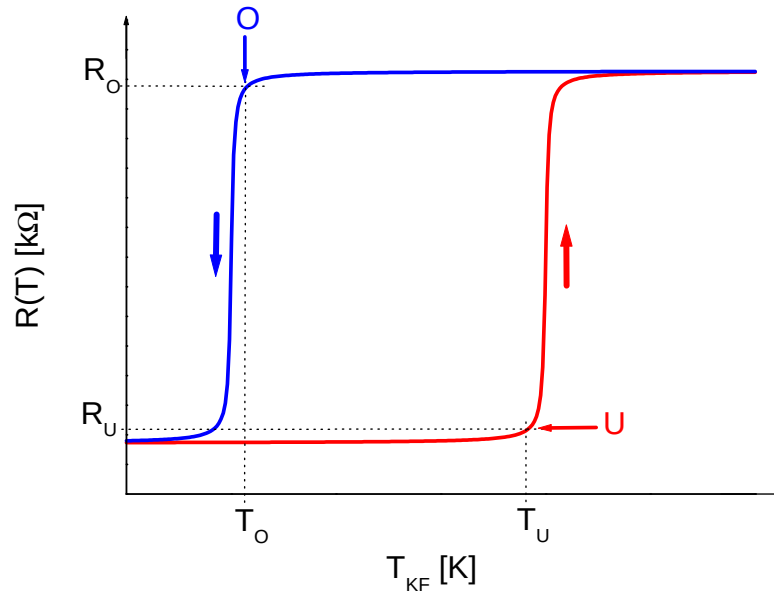


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung des Hysterese-Verhaltens eines Supraleiters

- Die Detektoren Al12, SA11, SA13 und SA15 wurden sowohl auf der Detektorseite als auch auf die Gold-Kontaktpads gebondet. Man geht daher davon aus, daß die thermische Ankopplung nur von der Länge und dem Durchmesser der Golddrähte bestimmt wird. Die gemessenen Werte sind jedoch kleiner als der für die Golddrähte berechnete von  $k_{Au} = (30 - 60) \mu\text{W/K}$  (s. Tabelle 3.2). Dies hat auch Meier schon beobachtet [19]. Offensichtlich ist der thermische Kontakt durch die Bond-Verbindung nicht so gut, daß Golddraht und Kontaktpad eine thermische Einheit bilden.
- Für den Detektor Al12 wurde ein Wert von  $k = 26(6) \mu\text{W/K}$  bestimmt, das ist fast doppelt so hoch wie der von Meier in [19] bestimmte Wert von  $k = 14(3) \mu\text{W/K}$ . Der Wert von  $k = 26(6) \mu\text{W/K}$  wurde in zwei unabhängigen Messungen bestätigt, jedoch konnte keine Erklärung für die Abweichung von Meiers Wert gefunden werden. Aus den in Kap. 4.3.1 bestimmten Wärmekapazitäten geht hervor, daß der von Meier bestimmte Wert von  $k = 14(3) \mu\text{W/K}$  korrekt ist.
- Die Detektoren SA16, SA17, SA18, SA19 sowie SA120 und SA121 waren nicht auf die Kontaktpads gebondet, sondern die Golddrähte wurden mit Leitsilber auf den Kontaktpads festgeklebt. Der Detektor SA19 war zusätzlich mit GE7031-Tieftemperaturlack auf dem Kupferhalter festgeklebt worden; daher ist seine thermische Ankopplung sehr hoch. Für die anderen Detektoren kann man sagen, daß die thermische Leitfähigkeit mit ca.  $7 \mu\text{W/K}$  in der Nähe des in Kap. 3.4.3 für Leitsilber grob abgeschätzten Wertes von  $1 \mu\text{W/K}$  liegt.
- Für den Detektor SA11 konnte die thermische Ankopplung nicht bestimmt werden, weil  $T_O$  und  $T_U$  zu nahe beieinander lagen und die Hysterese-Kurve nicht ausgewertet werden konnte.

## 4.3 Untersuchungen mit Alpha-Teilchen

Um das Verhalten der Detektoren unter Teilcheneinfall zu untersuchen, wurden sie zunächst mit einer Alphaquelle bestrahlt. Es handelt sich um ein Mischpräparat der drei Isotope  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  und  $^{244}\text{Cm}$ . In Tabelle 4.2 sind die  $\alpha$ -Energien und relativen Häufigkeiten der Isotope aufgelistet:

| Isotop            | Halbwertszeit [y] | Energie [MeV] | rel. Häufigkeit [%] |
|-------------------|-------------------|---------------|---------------------|
| $^{239}\text{Pu}$ | 24 110            | 5.11          | 11.5(8)             |
|                   |                   | 5.14          | 15.1(8)             |
|                   |                   | 5.16          | 73.3(8)             |
| $^{241}\text{Am}$ | 432               | 5.39          | 1.6(2)              |
|                   |                   | 5.44          | 13.0(6)             |
|                   |                   | 5.49          | 85(1)               |
| $^{244}\text{Cm}$ | 18                | 5.76          | 23.6(2)             |
|                   |                   | 5.80          | 76.4(2)             |

Tabelle 4.2: Zusammensetzung und Eigenschaften der Drei-Linien-Alpha-Quelle, die für die Charakterisierungsmessungen benutzt wurde. Die drei Hauptlinien bei 5.16 MeV, 5.49 MeV und 5.80 MeV resultieren aus Zerfällen in den Grundzustand des Tochternuklids, die Nebenlinien aus Zerfällen in angeregte Zustände. Da vom Hersteller nur die Gesamtaktivität der Quelle angegeben wurde, sind die Anteile der drei Nuklide nicht genau bekannt. Daher ist für jedes Nuklid die relative Häufigkeit der Haupt- und Nebenlinien angegeben.

Die Alphateilchen haben bei Energien von 5 – 6 MeV in Saphir eine Reichweite von 15  $\mu\text{m}$ . Es wurden von SGe2 sowie den Detektoren mit Aluminium-Thermistoren sowohl die Signalformen als auch Pulshöhenspektren aufgenommen.

### 4.3.1 Signalform und Bestimmung der Wärmekapazität

Zur Aufnahme der Signalform wurden die Signale aus dem ITHACO-Vorverstärker mit der Karte PCI-MIO-16E-1 (s. Kap. 4.1.3) digitalisiert. Der Bandpaß des Verstärkers war dabei maximal offen, um eine Verfälschung der Abklingzeit zu vermeiden. Je nach Länge der Signale und Größe des gewählten Fensters wurde eine Zeitauflösung von  $\Delta t \approx 1 - 2 \mu\text{s}$  erreicht. Die zu erwartende Signalform  $U(t)$  ist in Gleichung (2.31) beschrieben worden. Aus einem Fit konnten die Parameter  $U_0$ ,  $\tau_{el}$  und  $\tau_{eff}$  und daraus die Wärmekapazitäten bestimmt werden. Es wurden jeweils 50 oder 100 Signale aufgenommen und dann gemittelt; die mit der relativen Häufigkeit gewichtete, gemittelte  $\alpha$ -Energie beträgt 5.40 MeV. Die Abbildungen 4.9 und 4.10 zeigen jeweils ein solches gemitteltes Alpha-Signal für den Detektor SGe2 (Abbildung 4.9) und die Detektoren SA16, SA17 und SA18 (Abbildung 4.10). Die rote Kurve stellt jeweils einen Fit nach Gleichung (2.31) dar. Der theoretische Verlauf des Spannungssignals beschreibt die experimentell ermittelte Signalform sehr gut.

Die Wärmekapazität läßt sich aus zwei Größen bestimmen (s. Kap. 2.2.3):

- aus  $\tau_{eff}$  gemäß  $\tau_{eff} = \frac{C}{k - \frac{dR}{dT} \cdot I^2}$

- aus  $U_0$  gemäß  $U_0 = \frac{\epsilon \cdot E}{C} \cdot \frac{dR}{dT} \cdot I$

Der Faktor  $\epsilon$  wird zunächst als 1 angenommen und später diskutiert. Die Arbeitstemperatur des Detektors SGe2 lag bei  $T_A = 1.67$  K, die der anderen Detektoren jeweils in der Mitte des Übergangs bei  $T_C$ .

In Tabelle 4.3 sind die aus  $U_0$  und  $\tau_{eff}$  ermittelten sowie die mittels Gleichung (3.3) aus dem Absorbervolumen  $V$  berechneten Werte für die Wärmekapazitäten und die in Kapitel 4.2 diskutierten thermischen Ankopplungen  $k$  für alle untersuchten Detektoren aufgelistet. Beim Vergleich der Werte für die Wärmekapazitäten fällt folgendes auf:

- Für den Detektor SGe2 ist der experimentell aus  $\tau_{eff}$  bestimmte Wert von  $C$  deutlich größer als der theoretisch aus  $V$  ermittelte Wert. Die Differenz von  $2.3(6)$  nJ/K muß dem Tieftemperaturlack GE7031 zugerechnet werden. Mit dem Wert für die spezifische Wärmekapazität aus Kap. 3.3.1 ergibt sich für den Kleber ein Volumen von  $V = 1.4(8) \times 10^{-5}$  cm<sup>3</sup> und daraus eine Schichtdicke der Klebeschicht von  $(56 \pm 33)$   $\mu$ m.

Der Wert aus  $U_0$  ist nochmals größer als der aus  $\tau_{eff}$  ermittelte Wert. Das Verhältnis der Wärmekapazitäten  $C$  aus  $\tau_{eff}$  zu  $C$  aus  $U_0$  beträgt  $60(2)$  %. Auch v. Kienlin hat in [22] diese Diskrepanz zwischen der Wärmekapazität aus  $\tau_{eff}$  und der aus  $U_0$  beobachtet. Dafür gibt es zwei Erklärungsmöglichkeiten:

1. Der Faktor  $\epsilon$ , der den Anteil der Energie beschreibt, die als Wärme nachgewiesen wird, ist nicht eins, sondern nur 0.6. Das würde bedeuten, daß  $\frac{1}{3}$  der eingetragenen Teilchenenergie nicht als Temperatursprung nachgewiesen werden, sondern in Verlust-Prozesse gehen. Andererseits wurde in Kap. 3.2.4 diskutiert, daß Saphir erst bei relativ hohen spezifischen Energieverlusten Frenkel-Paare bildet bzw. Strahlenschäden zeigt. Außerdem wurde für Detektoren mit Aluminium-Thermistoren, für die ebenfalls Saphir als Absorber verwendet wurde, ein solcher Effekt niemals beobachtet.
2. In Kapitel 3.3.3 wurde gezeigt, daß die Thermalisierungszeit des Germanium-Thermistors  $6 \mu$ s beträgt, die Thermalisierungszeit des Saphirkristalls wurde mit  $17 \mu$ s abgeschätzt. Das bedeutet, daß je nach Auftreff-Ort der Alpha-Teilchen nicht der gesamte Saphirkristall thermalisiert ist. Andererseits wird, da die Kontaktfläche der Kupferdrähte über die ganze Kristallfläche des Germanium-Kristalls reicht, bereits Wärme abgeführt, während das Temperatur-Signal sich noch aufbaut. Man kann abschätzen, wieviel Energie  $\Delta E_{therm}$  während der Thermalisierungszeit von  $\tau_{th} \approx 23 \mu$ s (s. Kap. 3.3.3) maximal über die thermische Ankopplung an das Kältebad abgeführt werden kann, wenn die Eintrittsenergie  $E$  und die Wärmekapazität  $C$  des Detektors bekannt sind:

$$\Delta E_{therm} = k \cdot \tau_{th} \cdot \frac{E}{C} \quad (4.10)$$

$$\Delta E_{therm}/E = \frac{k \cdot \tau_{th}}{C} \quad (4.11)$$

Mit den Werten für den Detektor SGe2 aus Tabelle 4.3 ergibt sich daraus:

$$\Delta E_{therm}/E \approx 9\%$$



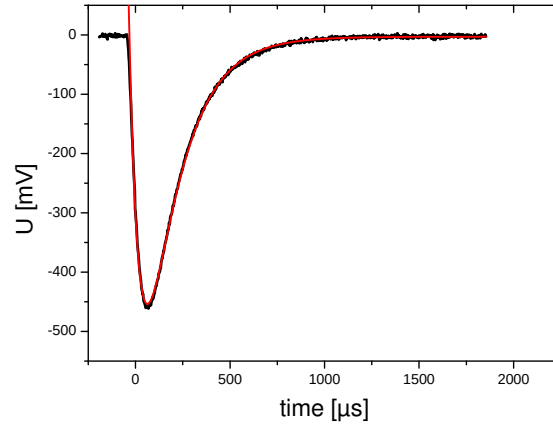


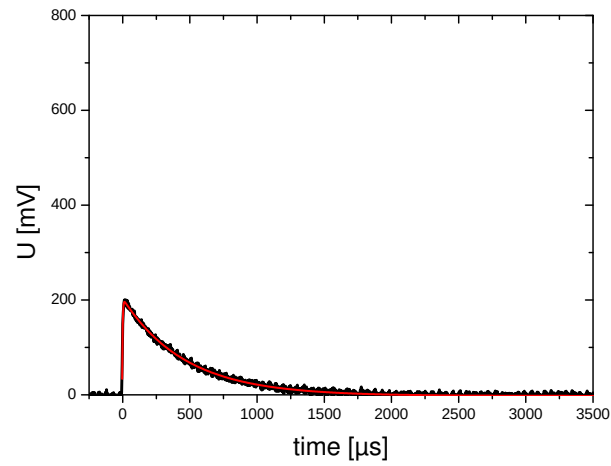
Abbildung 4.9: Ein aus 100 Einzelsignalen gemittelt Vorverstärkersignal des Detektors SGe2. Die Verstärkung ist 5000fach, der Meßstrom  $I = 4 \mu\text{A}$ . Die rote Kurve beschreibt einen Fit an die Daten nach Gleichung (2.31).

| Detektor           | V<br>[mm <sup>3</sup> ] | U <sub>0</sub><br>[µV] | $\tau_{eff}$<br>[µs] | k<br>[µW/K] | C [nJ/K]           |                  |        | $\bar{C}$ |
|--------------------|-------------------------|------------------------|----------------------|-------------|--------------------|------------------|--------|-----------|
|                    |                         |                        |                      |             | aus U <sub>0</sub> | aus $\tau_{eff}$ | aus V  |           |
| SGe2               | —                       | 213(11)                | 185(7)               | 20.6(6)     | 8.4(5)             | 5.1(1)           | 2.8(3) | —         |
| Al12 <sup>*)</sup> | 1.7(3)                  | 560(11)                | 180(4)               | 14(3)       | 2.4(2)             | 2.2(2)           | 1.9(6) | 2.3(1)    |
| Al12               | 1.7(3)                  | 799(1)                 | 181(3)               | 26(6)       | 2.2(1)             | 5(1)             | 1.9(6) | 2.2(2)    |
| SA11               | 2.9(4)                  | 1820(13)               | 529(7)               | —           | 2.4(1)             | —                | 3.1(9) | 2.4(1)    |
| SA13               | 2.2(3)                  | 1540(5)                | 314(5)               | 18(5)       | 2.2(1)             | 5(1)             | 2.5(7) | 2.2(1)    |
| SA15               | 2.0(3)                  | 522(1)                 | 167(1)               | 17(4)       | 2.0(1)             | 2.8(7)           | 2.2(7) | 2.0(1)    |
| SA16               | 2.4(4)                  | 21(1)                  | 464(4)               | 6(2)        | 2.6(1)             | 2.9(7)           | 2.7(8) | 2.6(1)    |
| SA17               | 2.5(4)                  | 639(1)                 | 574(2)               | 6(2)        | 2.8(1)             | 3.0(7)           | 2.8(8) | 2.8(1)    |
| SA18               | 2.3(4)                  | 4510(1)                | 936(2)               | 7(2)        | 2.0(1)             | 2.1(5)           | 2.3(7) | 2.0(1)    |
| SA19               | 2.2(3)                  | 800(3)                 | 62(1)                | 57(14)      | 2.4(1)             | 3.5(9)           | 2.4(7) | 2.4(1)    |
| SA120              | 0.6(1)                  | 35(1)                  | 225(2)               | 7(3)        | 0.54(3)            | 1.6(7)           | 0.7(2) | 0.54(3)   |
| SA121              | 0.7(1)                  | 1100(17)               | 168(4)               | 8(2)        | 1.3(1)             | 0.8(2)           | 0.8(2) | 1.1(1)    |

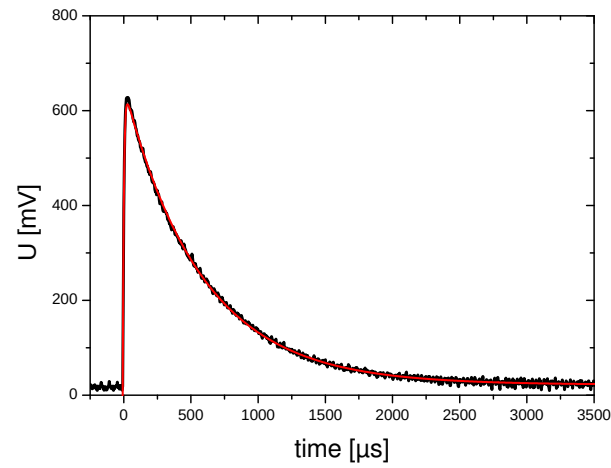
<sup>\*)</sup> Werte von Meier aus [19]

Tabelle 4.3: Zusammenstellung der Wärmekapazitäten C und der thermischen Ankopplungen k für die untersuchten Detektoren. Die Wärmekapazität C wurde hierbei aus U<sub>0</sub>, aus  $\tau_{eff}$  und zusätzlich mit der spezifischen Wärmekapazität von Saphir aus Kap. 3.2.2 aus dem Detektorvolumen V bestimmt. Die Fehler für das Detektorvolumen V ergeben sich aus der Unsicherheit in der gemessenen Absorberfläche und der vom Hersteller angegebenen Unsicherheit für die Dicke ( $\pm 30 \mu\text{m}$ ). Die Fehler für C ergeben sich bei der Bestimmung von C aus U<sub>0</sub> aus den Fehlern für dR/dT und bei der Bestimmung aus  $\tau_{eff}$  aus dem Fehler in k. Die anderen Fehlerquellen sind vernachlässigbar. Für die Diskussion der Zahlenwerte siehe Text. Die Berechnung der theoretischen Wärmekapazität des Detektors SGe2 ist in Kap. 3.3.3 ausführlich diskutiert.  $\bar{C}$  bezeichnet das gewichtete Mittel aus allen drei Werten; für die Detektoren Al12 und SA13 wurden die Werte aus  $\tau_{eff}$  nicht in die Mittelung einbezogen. Für SGe2 wurde keine Mittelung durchgeführt (s. Text), der Wert aus  $\tau_{eff}$  wird als der "wahre Wert" für C angenommen.

a.)



b.)



c.)

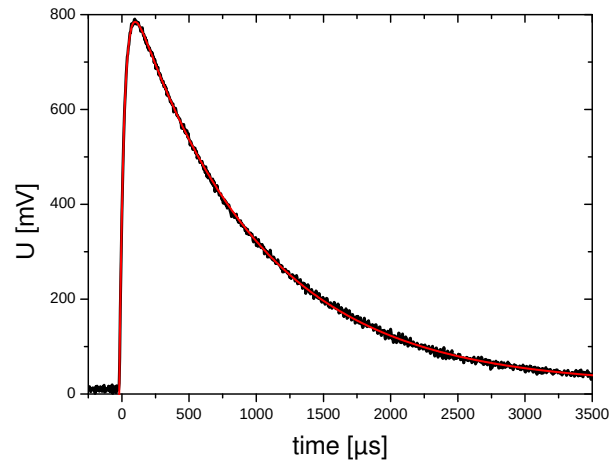


Abbildung 4.10: Die gemittelten Vorverstärkersignale von drei Detektoren mit Aluminium-Thermistoren: a.) Detektor SA16, Verstärkung 10 000fach, b.) Detektor SA17, Verstärkung 1000fach, c.) Detektor SA18, Verstärkung 200fach. Der Meßstrom lag bei  $I = 500 \text{ nA}$ . Die roten Kurven sind Fitkurven nach Gleichung (2.31).

Ein einfaches, lineares Modell ist offenbar nicht ausreichend, um die Effekt bei der Thermalisierung des zusammengesetzten Detektors zu beschreiben. Weitere, detaillierte Untersuchungen werden notwendig sein, um das Verhalten des Detektors zu verstehen und die fehlenden 30% des Temperatursignals zu erklären.

- Für die Detektoren mit Aluminium-Thermistor ist insgesamt die Übereinstimmung zwischen den drei auf verschiedene Weise bestimmten Wärmekapazitäten sehr gut, bis auf drei Ausnahmen:
  1. Die Abweichung der thermischen Ankopplung von Al12 zwischen dem von Meier angegebenen und dem in der vorliegenden Arbeit gemessenen Wert wurde bereits diskutiert. Aus der hohen thermischen Ankopplung ergibt sich eine hohe Wärmekapazität, denn die Abklingzeit stimmt für beide Messungen sehr gut überein. Da außerdem die aus  $U_0$  ermittelte Wärmekapazität ebenfalls sehr gut mit dem von Meier in [19] ermittelten Wert übereinstimmt, ist anzunehmen, daß bei der Bestimmung der thermischen Ankopplung ein Fehler aufgetreten ist, obwohl die Messung ein zweites Mal wiederholt wurde.
  2. Beim Detektor SA13 ist die aus  $\tau_{eff}$  bestimmte Wärmekapazität doppelt so groß wie die aus  $U_0$  und  $V$  bestimmten Wärmekapazitäten. Offenbar wurde die thermische Ankopplung wie auch bei dem Detektor Al12 um einen Faktor 2 zu groß bestimmt.
  3. Beim Detektor SA120 war eine Messung der thermischen Ankopplung schwierig, da die Hysterese erst bei sehr hohen Strömen auftrat und die beiden Temperaturen  $T_o$  und  $T_U$  sehr nahe beieinander lagen. Daher ist der systematische Fehler für  $k$  und damit für  $C$  aus  $\tau_{eff}$  eventuell größer als angenommen.

Insgesamt kann man sagen, daß wie auch in den Untersuchungen von Meier [19] für die Detektoren mit Aluminium-Thermistoren die Ergebnisse im Rahmen der Fehler mit einer vollständigen Thermalisierung verträglich sind.

### 4.3.2 Anstiegszeiten und Bestimmung der Streukapazität $C_S$

In Kapitel 2.2.3 wurde gezeigt, daß für die Anstiegszeit gilt

$$\tau_{el} \approx C_S \cdot R_A, \text{ wenn } R_A \ll R_S \text{ und } \tau_{th} \ll \tau_{el} \quad (4.12)$$

Die Lastwiderstände betragen  $R_S = 6 \text{ M}\Omega$  für den Germanium-Thermistor und  $R_S = 11 \text{ M}\Omega$  für die Aluminium-Thermistoren,  $R_A$  lag für die Detektoren in der Größenordnung von  $10 - 200 \text{ k}\Omega$ . Die Bedingung  $R_N \ll R_S$  ist also für beide Fälle erfüllt.

In Tabelle 4.4 sind für die einzelnen Detektoren die Anstiegszeiten, die Widerstände im Arbeitspunkt  $R_A$  und die daraus ermittelte Streukapazität  $C_S$  aufgelistet.

Für die Detektoren SA16 und SA120 liegen die Anstiegszeiten aufgrund des geringen Widerstands bereits in der Größenordnung der Thermalisierungszeit, die von

| Detektor | $R_A$ [k $\Omega$ ] | $\tau_{el}$ [ $\mu$ s] | $C_S$ [pF]     |
|----------|---------------------|------------------------|----------------|
| SGe2     | 200(4)              | 66(6)                  | 330 $\pm$ 30   |
| Al12     | 23(1)               | 14(1)                  | 610 $\pm$ 50   |
| SA11     | 60(1)               | 48(1)                  | 800 $\pm$ 20   |
| SA13     | 60(1)               | 45(2)                  | 750 $\pm$ 30   |
| SA15     | 15(1)               | 9(4)                   | 600 $\pm$ 250  |
| SA16     | 3.1(1)              | 4(1)                   | 1333 $\pm$ 333 |
| SA17     | 16(1)               | 8(1)                   | 500 $\pm$ 60   |
| SA18     | 72(2)               | 34(1)                  | 470 $\pm$ 20   |
| SA19     | 15(1)               | 7(1)                   | 470 $\pm$ 60   |
| SA120    | 2.2(1)              | 2(1)                   | 1000 $\pm$ 500 |
| SA121    | 52(1)               | 12(1)                  | 230 $\pm$ 20   |

Tabelle 4.4: Übersicht über die Anstiegszeiten  $\tau_{el}$  und die aus ihnen berechneten Streukapazitäten  $C_S$  für alle untersuchten Detektoren. Der Fehler in der Anstiegszeit ergibt sich aus dem Fitfehler, der Fehler in  $C_S$  aus Fehlerfortpflanzung.

Meier in [19] mit  $\tau_{th} \leq 2.5 \mu\text{s}$  abgeschätzt wurde. Daher sind die aus der Anstiegszeit bestimmten Streukapazitäten vergleichsweise hoch, aufgrund der erreichten Zeitauflösung jedoch auch mit einem großen Fehler behaftet.

Die Streukapazitäten für die übrigen Detektoren sind im Vergleich mit üblichen Kabelkapazitäten von ca. 100 pF/m recht hoch, denn die Länge der Twisted Pair – Kabel im Innern des Kryostaten beträgt ca. 50 cm. Allerdings müssen die Kapazitäten der Stecker sowie der BNC-Kabel zum Vorverstärker ebenfalls berücksichtigt werden.

Ein Einfluß der Thermalisierungszeit auf die Anstiegszeit läßt sich aus den gemessenen Daten nicht ablesen: Wäre die Thermalisierung im Detektor SA121 dreimal so hoch wie in den Detektoren mit dickerem Substrat, d.h.  $\tau_{th} \approx 8 \mu\text{s}$ , würde man eine deutlich höhere Anstiegszeit und damit eine deutlich größere Kapazität erwarten als für die Detektoren mit einem 300  $\mu\text{m}$  dicken Absorber.

### 4.3.3 Bestimmung des optimalen Meßstroms

Sowohl für den Germanium- als auch für den Aluminium-Thermistor existiert ein optimaler Meßstrom. Ist der Strom niedrig, ist das Spannungssignal klein und das Signal-zu-Rauschverhältnis ("signal to noise ratio SNR") ist gering. Unter diesen Umständen wird man nicht die optimale Energieauflösung erreichen können. Erhöht man den Strom, wird das Signal größer und das SNR verbessert sich. Aber die Aufheizung des Detektors durch den Meßstrom setzt zu hohen Strömen ebenfalls eine Grenze:

- Der Germanium-Thermistor hat einen negativen Temperatur-Koeffizienten. Wird er durch den Meßstrom aufgeheizt, sinkt die Sensitivität  $\alpha$ . Irgendwann ist die Abnahme von  $\alpha$  größer als die Erhöhung des Spannungssignals durch den Strom. Dann wird das Signal auch bei höheren Strömen wieder kleiner. Der optimale Meßstrom kann daher durch Messung der Signalhöhe in Abhängigkeit

vom Meßstrom bestimmt werden. Abbildung 4.11 zeigt die Signalthöhe  $U_0$  in Abhängigkeit vom Meßstrom. Der optimale Meßstrom liegt bei ca.  $4 \mu\text{A}$ .

- Bei dem supraleitenden Phasenübergangsthermometer ist die Situation anders, da im Prinzip das positive  $\alpha$  eine Erhöhung des Meßstromes erlaubt, bis die Supraleitung zusammenbricht. Es wurde in Abschnitt 4.2.2 ("Bestimmung der thermischen Ankopplung") bereits diskutiert, daß der Meßstrom schon viel früher Einfluß auf die Form der Übergangskurve nimmt; im Bereich der Hysterese kann das Verhalten des Detektors bereits nicht mehr als linear angesehen werden; die Signalform folgt dann nicht mehr dem erwarteten Verlauf.

Für den Detektor SA17 wurde der Einfluß des Meßstroms auf die Energieauflösung untersucht. Diese Untersuchungen haben gezeigt, daß auch bei Strömen, bei denen noch keine Hysterese zu beobachten ist, ein Einfluß des Meßstroms auf die Energieauflösung existiert. In Abbildung 4.12 ist für den Detektor SA17 die Energieauflösung in Abhängigkeit vom Meßstrom aufgetragen. Deutlich erkennt man, daß für Ströme oberhalb von  $0.8 \mu\text{A}$  die Auflösung schlechter wird. Der Grenzstrom für eine beobachtbare Hysterese lag bei ca.  $2 \mu\text{A}$ . Meier hat in [76] ebenfalls die Abhängigkeit der Energieauflösung vom Meßstrom untersucht und ein ähnliches Verhalten beobachtet. Allerdings war die Abhängigkeit der Energieauflösung vom Meßstrom nicht so deutlich ausgeprägt. Die Verschlechterung der Auflösung für höhere Ströme ist insofern nicht leicht zu verstehen, als  $\delta R/\delta T$  für höhere Ströme größer und nicht kleiner wird [19]. Zwei Effekte können eine mögliche Erklärung liefern:

- die elektrothermische Rückkopplung:

In Kap. 2.2.2 wurde anhand der Abklingzeit  $\tau_{eff}$  die elektrothermische Rückkopplung diskutiert: Ist  $dR/dT$  positiv, bedeutet eine Erhöhung der Temperatur eine Erhöhung des Widerstands und damit eine Erhöhung der Joule'schen Heizleistung  $P_J = R \cdot I^2$ . Für höhere Ströme ist die Aufheizung bei einer gegebenen Widerstands-Änderung  $\Delta R$  größer. Das kann dazu führen, daß die Detektor-Temperatur weniger stabil ist. Die Stabilität der Detektor-Temperatur hat aber als Anteil des Baseline Noise Einfluß auf die Energieauflösung (s. Kap. 4.3.4).

- der Mechanismus der Supraleitung:

In Abschnitt 2.4.1 wurde diskutiert, daß die Anzahl der Cooper-Paare  $n_0$  abhängt von der Bindungsenergie  $\Delta$ , die wiederum eine Funktion der Übergangstemperatur  $T_C$  ist. Bei höheren Strömen ist  $T_C$  geringer [38], die Zahl der Cooper-Paare  $n_0$  nimmt ab. Nimmt man an, daß neben anderen Rauschbeiträgen die Fluktuation in der Anzahl der Cooper-Paare die Energieauflösung ebenfalls beeinflusst, so erhält man bei einer geringeren Anzahl  $n_0$  relativ gesehen einen größeren Anteil an Flukuationen und damit eine schlechtere Auflösung.

Weitere Untersuchungen mit verschiedenen Detektoren müssen zeigen, ob einer dieser Effekte das beobachteten Verhalten erklären kann oder ob andere Einflüsse für die Verschlechterung der Auflösung bei hohen Strömen verantwortlich sind. Da die Untersuchungen von Meier in [76] in einem Bereich für Ströme zwischen  $400 \text{ nA}$  und  $600 \text{ nA}$  ein relativ breites Plateau in der Energieauflösung ergaben, wurde für die meisten Messungen in der vorliegenden

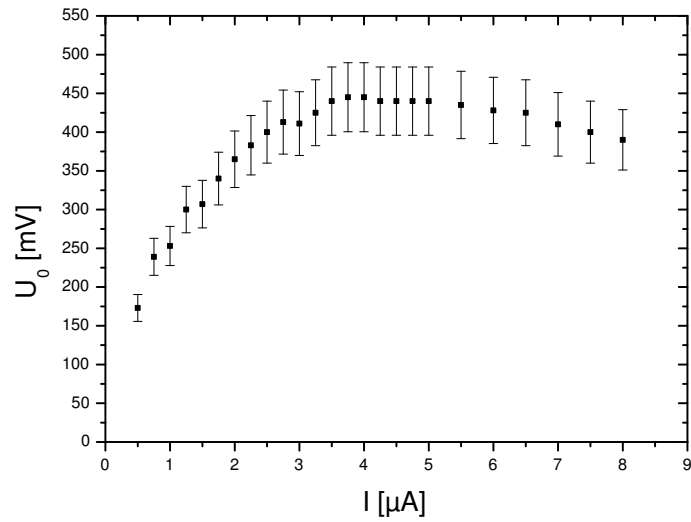


Abbildung 4.11: Abhängigkeit der Signalhöhe  $U_0$  vom Meßstrom für den Detektor SGe2 (Verstärkung 10 000fach). Der optimale Meßstrom liegt bei ca.  $4 \mu\text{A}$ .

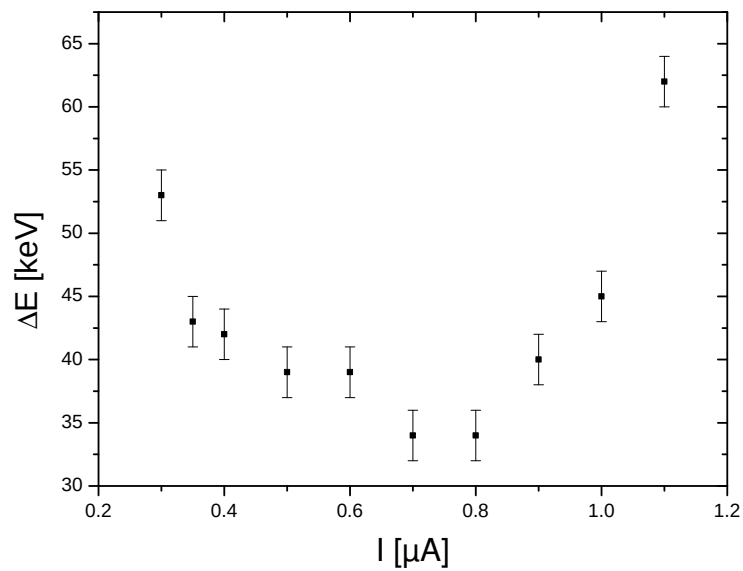


Abbildung 4.12: Abhängigkeit der Energieauflösung  $\Delta E$  für  $\alpha$ -Teilchen der Energie 5.16 MeV vom Meßstrom für den Detektor SA17. Der optimale Meßstrom liegt zwischen  $0.7$  und  $0.8 \mu\text{A}$ .

Arbeit der von ihm als optimal angegebene Wert für den Meßstrom von 500 nA verwendet. Die Untersuchungen an SA17 wurden erst relativ zum Ende der Arbeit durchgeführt (siehe auch Kap. 4.3.4), sodaß nur für diesen Detektor ein höherer Meßstrom für die Charakterisierungsmessungen verwendet wurde.

#### 4.3.4 Alpha-Pulshöhenspektren

Zur Aufnahme der Alpha-Pulshöhenspektren wurde die Alpha-Quelle im Kryostaten vor die Detektoren montiert (s. Kap. 4.1). Die Detektoren sehen damit eine Helium-kalte Fläche, sodaß das Photonenrauschen minimiert wird. Die Datenaufnahme für Pulshöhenspektren wurde bereits in Abschnitt 4.1 diskutiert. Die Verstärkung des Vorverstärkers wurde so gewählt, daß  $U_0$  etwa 1 V betrug. Alle Messungen wurden im optimalen Arbeitspunkt durchgeführt:

- Für den Detektor SGe2 definiert der optimale Meßstrom  $I = 4 \mu\text{A}$  eine Detektortemperatur  $T_A = 1.67 \text{ K}$ . Bei dieser Temperatur hat der Detektor einen Widerstand  $R_A = 200(4) \text{ k}\Omega$  und eine Sensitivität  $dR/dT = -0.48(2) \text{ M}\Omega/\text{K}$ .
- Für die Aluminium-Thermistoren wurde – bis auf den Detektor SA17 (s.o.) – ein Strom von  $I = 500 \text{ nA}$  benutzt. Nur für SA16 wurde der Strom aufgrund des geringen Widerstandes auf  $I = 1.5 \mu\text{A}$  erhöht. Die Arbeitstemperatur lag in der Mitte des Übergangs bei  $T_C$ .

##### 4.3.4.1 Vorbereitende Untersuchungen

Um die apparativen Parameter für eine optimale Energieauflösung zu ermitteln, wurde zunächst der Einfluß von Vor- und Hauptverstärker auf die Auflösung untersucht:

- Einfluß der Einstellung von Hoch- und Tiefpaß des Vorverstärkers:  
Für jede Messung mit dem Hauptverstärker gab es eine optimale Einstellung des Hoch- und Tiefpasses am Vorverstärker. Die Einstellung wurde am Oszilloskop optimiert; dabei wurde das Frequenzband aus Hoch- und Tiefpaß verengt, bis eine signifikante Verringerung der Signalamplitude beobachtet wurde. Um den Einfluß der Parameter explizit zu untersuchen, wurden für die Detektoren Al12 und SGe2 zusätzlich für verschiedene Frequenzintervalle die Auflösung gemessen (Tabelle 4.5). Im Rahmen des Fehlers ist der Einfluß der Filter auf die Auflösung nicht sehr groß, und die am Oszilloskop optimierten Einstellungen werden gut reproduziert.
- Abhängigkeit der Auflösung von der Shaping Zeit:  
Zum ersten Mal war es mit dem umgebauten SILENA-Hauptverstärker möglich, die Shaping Zeit gezielt zu variieren und den Einfluß auf die Energieauflösung zu untersuchen. Tabelle 4.6 zeigt die Energieauflösung der daraufhin untersuchten Detektoren in Abhängigkeit von der ausgewählten Shaping Zeit. Man sieht, daß es für jeden Detektor eine optimale Shaping Zeit gibt. Für die Detektoren mit längeren Abklingzeiten werden mit längeren Shaping Zeiten bessere Auflösungen erreicht. Für den Detektor SGe2 ist keine ausgeprägte Abhängigkeit von der Shaping Zeit erkennbar; hier begrenzen wahrscheinlich andere Effekte die Auflösung und ein Effekt der Shaping Zeit wird dadurch überdeckt.

|                                                               |          |          |          |                  |
|---------------------------------------------------------------|----------|----------|----------|------------------|
| Al12: am Oszilloskop optimiert $\nu_{HP}/\nu_{TP} = 10/10000$ |          |          |          |                  |
| $\nu_{HP}/\nu_{TP}$ :                                         | 30/10000 | 3/10000  | 10/10000 | 10/3000 10/30000 |
| $\Delta E$ [keV]:                                             | 73(5)    | 70(5)    | 70(5)    | 75(7) 74(6)      |
| SGe2: am Oszilloskop optimiert $\nu_{HP}/\nu_{TP} = 100/1000$ |          |          |          |                  |
| $\nu_{HP}/\nu_{TP}$ :                                         | 100/3000 | 100/1000 | 100/300  | 100/100          |
| $\Delta E$ [keV]:                                             | 170(5)   | 175(5)   | 163(5)   | 180(5)           |

Tabelle 4.5: Die Tabelle zeigt den Einfluß der Hoch- und Tiefpaßfilterung auf die Energieauflösung. Die Zahlen geben jeweils die untere ( $\nu_{HP}$ ) bzw. obere ( $\nu_{TP}$ ) Grenzfrequenz des ausgewählten Frequenzbandes an.

| Detektor | $\tau_{eff}$ | $\Delta E$ [keV] für Shaping Zeit $\tau_{sh}$ |            |            |             |             |             |
|----------|--------------|-----------------------------------------------|------------|------------|-------------|-------------|-------------|
|          | [ $\mu s$ ]  | 25 $\mu s$                                    | 50 $\mu s$ | 75 $\mu s$ | 100 $\mu s$ | 125 $\mu s$ | 150 $\mu s$ |
| SA11     | 529(7)       | 77(6)                                         | 70(5)      | 60(5)      | 60(5)       | —           | —           |
| SA121    | 168(4)       | 110(11)                                       | 110(11)    | 98(10)     | 121(12)     | —           | —           |
| SA17     | 574(2)       | —                                             | 78(3)      | 50(2)      | 45(2)       | 56(3)       | —           |
| SA18     | 936(2)       | —                                             | —          | 41(1)      | 35(1)       | 34(1)       | 33(1)       |
| SGe2     | 185(7)       | —                                             | 190(6)     | 197(6)     | —           | —           | 182(6)      |

Tabelle 4.6: Abhängigkeit der Energieauflösung von der Shaping Zeit  $\tau_{sh}$  für einige Detektoren (Diskussion s. Text).

#### 4.3.4.2 Ergebnisse für Alpha-Pulshöhenspektren

Abbildung 4.13 zeigt ein Spektrum für SGe2, Abbildung 4.14 zwei Spektren für den Detektor Al12 und den Detektor SA18, der von allen untersuchten Detektoren die beste Energieauflösung hatte. Alle  $\alpha$ -Linien sind gaußförmig. Im Spektrum des SA18 sind die Seitenlinien der Alpha-Quelle (s. Tabelle 4.2) ebenfalls gut zu erkennen, nur die Linie bei 5.14 MeV kann von der dominanten Linie bei 5.16 MeV nicht abgetrennt werden. Für dieses Spektrum ergeben sich folgende Amplituden A der Gauss-Kurven:

| E [MeV]     | A [counts] | rel. Häufigkeit [%] |
|-------------|------------|---------------------|
| 5.11        | 170        | 12(2)               |
| 5.14 + 5.16 | 1204       | 88(8)               |
| 5.44        | 100        | 10(2)               |
| 5.49        | 892        | 90(8)               |
| 5.76        | 102        | 16(3)               |
| 5.80        | 530        | 84(9)               |

Tabelle 4.7: Zusammenstellung der aus dem Spektrum in Abb. 4.14b.) ermittelten relativen Häufigkeiten der verschiedenen Alpha-Linien. Der Fehler für die relativen Häufigkeiten ergibt sich aus dem statistischen Fehler für die Amplitude A.

Die theoretischen relativen Häufigkeiten aus Tabelle 4.2 werden im Rahmen des Fehlers recht gut reproduziert. Lediglich die Linie bei  $E = 5.76$  MeV wird gegenüber der Hauptlinie bei  $E = 5.80$  MeV um 8 % unterschätzt.



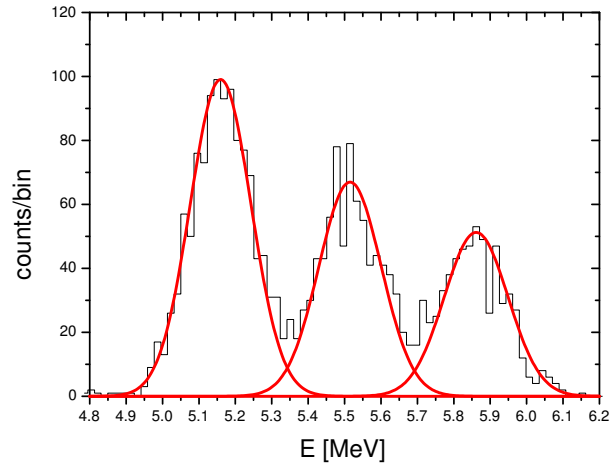


Abbildung 4.13: Das Spektrum der Drei-Linien-Alphaquelle für den Detektor SGe2. Die Auflösung betrug  $\Delta E = 163(5)$  keV.

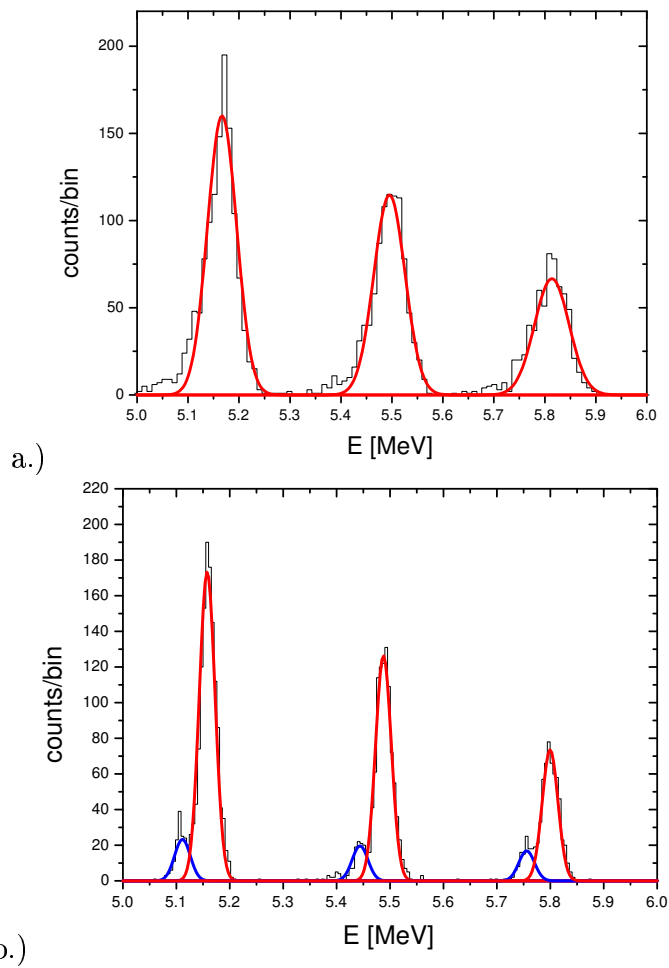


Abbildung 4.14: Das Spektrum der Drei-Linien-Alphaquelle für die Detektoren a.) Al12 und b.) SA18. Die Auflösung betrug a.)  $\Delta E = 66(4)$  keV, b.)  $\Delta E = 30(2)$  keV.

| Detektor | Johnson-<br>rauschen<br>[keV] | Vorverstärker-<br>rauschen<br>[keV] | Phononen-<br>rauschen<br>[keV] | Photonen-<br>rauschen<br>[keV] | Summe<br>incl. $\Delta E_{KV}$<br>[keV] |
|----------|-------------------------------|-------------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|-----------------------------------------|
| Al12     | 5(1)                          | 5(1)                                | 7(4)                           | 2(1)                           | 11(4)                                   |
| SA11     | 2(1)                          | 4(1)                                | 8(4)                           | 4(1)                           | 11(4)                                   |
| SA13     | 2(1)                          | 4(1)                                | 7(3)                           | 3(1)                           | 11(4)                                   |
| SA15     | 7(1)                          | 9(1)                                | 7(3)                           | 2(1)                           | 15(4)                                   |
| SA16     | 50(5)                         | 66(7)                               | 7(3)                           | 3(1)                           | 83(7)                                   |
| SA17     | 5(1)                          | 6(1)                                | 7(4)                           | 4(1)                           | 12(4)                                   |
| SA18     | 1.1(5)                        | 1.0(2)                              | 6(3)                           | 4(1)                           | 9(3)                                    |
| SA19     | 6(1)                          | 7(1)                                | 7(3)                           | 1.1(0.3)                       | 13(3)                                   |
| SA120    | 85(8)                         | 112(10)                             | 4(1)                           | 2(1)                           | 141(13)                                 |
| SA121    | 5(1)                          | 5(1)                                | 4(2)                           | 2(1)                           | 10(3)                                   |
| SGe2     | 40(4)                         | 19(2)                               | 8(4)                           | 2(1)                           | 45(6)                                   |

Tabelle 4.8: Abschätzungen für die Rauschbeiträge der einzelnen Detektoren. Die einzelnen Beiträge wurden quadratisch addiert, um die Summe zu erhalten. In ihr ist der Beitrag des Konversionsrauschens  $\Delta E_{KV}$  miteingerechnet. Er wurde in Kap. 2.6.3 mit  $\Delta E_{KV} = 5.5$  keV abgeschätzt.

| Detektor | Charge/<br>Typ | $\delta R/\delta T$<br>[M $\Omega$ /K] | C<br>[nJ/K] | k<br>[ $\mu$ W/K] | $\Delta E_{HV}$<br>[keV] | $\Delta E_{FI}$<br>[keV] | Baseline<br>Noise [keV] |
|----------|----------------|----------------------------------------|-------------|-------------------|--------------------------|--------------------------|-------------------------|
| Al12 *)  | 1/II           | 3.0(2)                                 | 2.3(1)      | 14(3)             | 60(5)                    | —                        | —                       |
| Al12     | 1/II           | 3.8(2)                                 | 2.2(2)      | 26(6)             | 66(4)                    | 61(4)                    | 25                      |
| SA11     | 1/III          | 9.3(5)                                 | 2.4(1)      | —                 | 52(4)                    | 60(4)                    | 41                      |
| SA13     | 1/III          | 8.9(5)                                 | 2.2(1)      | 18(5)             | 64(4)                    | —                        | 50                      |
| SA15     | 1/II           | 2.3(1)                                 | 2.0(1)      | 17(4)             | 80(4)                    | 85(3)                    | 28                      |
| SA16     | 2/I            | 0.12(6)                                | 2.6(1)      | 6(2)              | 123(5)                   | —                        | 107                     |
| SA17     | 2/II           | 3.9(2)                                 | 2.8(1)      | 6(2)              | 34(2)                    | 30(2)                    | 43                      |
| SA18     | 2/III          | 19.1(9)                                | 2.0(1)      | 7(2)              | 30(2)                    | 30(2)                    | 42                      |
| SA19     | 2/II           | 4.2(2)                                 | 2.4(1)      | 57(14)            | 250(25)                  | 209(5)                   | 110                     |
| SA120    | 3/I            | 0.04(2)                                | 0.54(3)     | 7(3)              | >300**)                  | —                        | 400                     |
| SA121    | 3/III          | 3.0(2)                                 | 1.1(1)      | 8(2)              | 98(10)                   | 90(9)                    | 108                     |
| SGe2     | —              | — 0.48                                 | 5.1(1)      | 20.6(6)           | 163(5)                   | —                        | 90                      |

\*) Werte von Meier aus [19]

\*\*) Die drei Alpha-Linien konnten nicht aufgelöst werden.

Tabelle 4.9: Zusammenstellung der gemessenen Auflösung aller untersuchten Detektoren in Abhängigkeit ihrer Parameter. Die Wärmekapazitäten sind die gemittelten Werte aus Tabelle 4.3; lediglich für SGe2 wurde der Wert aus  $\tau_{eff}$  angenommen. Die Fehler in der Auflösung ergibt sich aus dem Vergleich mehrerer Pulshöhenspektren, die nacheinander unter vergleichbaren Bedingungen aufgenommen wurden. Zur Ermittlung des Baseline Noise sowie zur Diskussion der Ergebnisse siehe Text.

In Tabelle 4.8 sind die nach Kapitel 2.6 berechneten elektronischen und thermischen Rauschbeiträge für alle Detektoren aufgelistet. Die eingestrahlte Wärmeleistung für das Photonenrauschen wurde nur für den Detektor Al12 direkt bestimmt: Die Differenz zwischen der im Helium-Bad gemessenen und der in dieser Arbeit gemessenen Kühlfingertemperatur beträgt 41 mK; mit  $k = 14(3) \mu\text{W/K}$  ergibt dies eine vom Al12 absorbierte Wärmeleistung von 570(110) nW. Dieser Wert wurde auch benutzt, um den Beitrag des Photonenrauschens für die anderen Detektoren abzuschätzen; der Wert für Al12 wurde dazu mit der Fläche des jeweiligen Detektors skaliert. Da bei den Messungen mit den Detektoren SA11 und SA13 die Alphaquelle seitlich und nicht vor den Detektoren montiert war, wurde für diese Detektoren der Wert von  $P = 820(90) \text{ nW}$  eingesetzt, den Meier in [19] für diese Geometrie angibt.

Die Werte für die erreichten Energieauflösungen sind in Tabelle 4.8 zusammengestellt:  $\Delta E_{\text{HV}}$  beschreibt die mit dem Hauptverstärker erreichte Energieauflösung,  $\Delta E_{\text{FI}}$  die Auflösung, die durch Einsatz des digitalen Filterns erreicht wurde. Die letzte Spalte enthält eine Angabe über das "Baseline Noise". Es bestand während der Untersuchungen keine Möglichkeit, das Baseline Noise für den Aufbau mit dem Hauptverstärker direkt zu messen. Das Filterprogramm gibt dagegen einen Wert für die gemittelte Rauschspannung an (s. Kap. 4.1.3). Das daraus ermittelte Baseline Noise berücksichtigt aber nicht, daß der Hauptverstärker durch die Integration des Signals das Baseline Noise teilweise glättet, sodaß der mit dem Filterprogramm ermittelte Wert größer ist als der tatsächliche Wert. Für die Detektoren, für die keine Messung mit anschließendem digitalem Filtern durchgeführt wurde, wurde das Baseline Noise aus dem am Oszilloskop abgelesenen Rauschen des Hauptverstärkersignals abgeschätzt.

Alle Rauschbeiträge  $\Delta U$  wurden in eine Energiebreite  $\Delta E$  umgerechnet gemäß Gleichung (2.56) aus Kap. 2.6.1:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2.35 \cdot \frac{\Delta U}{U}$$

#### 4.3.4.3 Diskussion der erreichten Energieauflösung

- Diskussion des Baseline Noise:

Das mit Hilfe des Filterprogramms ermittelte Baseline Noise ist deutlich größer als die berechnete Summe der Rauschbeiträge aus Tabelle 4.8. Dies deutet darauf hin, daß weitere Rauschquellen existieren:

- Die Temperaturstabilität des Aufbaus wurde in Kap. 4.1.1 zu  $\Delta T \leq 1 \mu\text{K}$  abgeschätzt. Der Temperatursprung, der durch den Eintrag eines Alpha-Teilchens induziert wird, liegt bei einer Wärmekapazität von  $2.5 \text{ nJ/K}$  bei ca.  $35 \mu\text{K}$ . Daraus ergibt sich ein Beitrag der Temperaturstabilität zur Energieauflösung von  $\Delta E \leq 360 \text{ keV}$ . Da die Detektoren jedoch nur schwach an das Heliumbad angekoppelt sind, wird ein Großteil dieser Temperaturschwankungen geglättet, sodaß der tatsächliche Beitrag zur Energieauflösung mit Sicherheit deutlich geringer, aber nicht vernachlässigbar ist.
- Es können zusätzliche elektronische Rauschkomponenten bzw. Störungen existieren, die z.B. durch andere Experimente im Institut oder durch

eine Sendeantenne auf dem Institutsdach hervorgerufen werden. Solche Beiträge können durch den Bau eines Faraday-Käfigs um den Kryostaten abgeschirmt werden. Zukünftige Untersuchungen werden zeigen, ob sich auf diese Weise eine Verbesserung der Auflösung erreichen läßt.

- Mikrophonie: Durch die Helium-Pumpleitungen werden die Erschütterungen der Helium-Pumpen auf den Helium-Tank des Kryostaten und damit auch auf die Detektoren übertragen. Der Einfluß dieser mechanischen Störungen konnte am Oszilloskop deutlich beobachtet werden. Es wurde versucht, ihn durch flexible Pumpleitungen, Fixierung der Pumpleitungen an der Laborwand und den Einbau von Schwingungsdämpfern zu minimieren. Dadurch konnte insbesondere bei den Schwerionenexperimenten (s. Kap. 5 und 7), in denen für die Pumpleitungen aufgrund der erforderlichen großen Kühlleistungen Schläuche mit großen Querschnitten (100 mm) verwendet wurden, eine deutliche Reduzierung des Baseline Noise erreicht werden. Da für die Charakterisierungs-Messungen im Labor Schläuche mit 40 mm Durchmesser ausreichend waren, war der Effekt für die Alpha-Spektren weniger ausgeprägt.

- Einfluß des Baseline Noise auf die Energieauflösung:

Bei den in Tabelle 4.9 angegebenen Werten für das Baseline Noise muß in der Diskussion berücksichtigt werden, daß die Messungen mit dem Hauptverstärker und der MIO-Karte für digitales Filtern nicht parallel, sondern nacheinander durchgeführt wurden. Rauschbeiträge oder Störungen, die durch externe Quellen (s.o.) verursacht wurden, können sich verändert haben, sodaß auch das Baseline Noise sich ändert. Da es jedoch keine andere Möglichkeit gab, das Baseline Noise zu bestimmen, wird das aus dem digitalen Filtern bestimmte Baseline Noise in der folgenden Diskussion auch als Abschätzung für die Messungen mit dem Hauptverstärker verwendet.

Das ermittelte Baseline Noise ist, bis auf die Detektoren SA17 und SA18 sowie SA120 und SA121, deutlich kleiner als die gemessene Auflösung. Dies wurde auch von Meier [19] beobachtet. Es deutet darauf hin, daß intrinsische Effekte und nicht das Baseline Noise die Auflösung limitieren. Dafür spricht auch, daß außer für die Detektoren SA19 und SA121 (s.u.) durch Einsatz des digitalen Filterns keine deutliche Verbesserung der Energieauflösung erzielt werden konnte.

- Der Detektor SGe2:

Für den Detektor SGe2 stellt die erreichte Auflösung das beste Ergebnis dar, das mit einem solchen zusammengesetzten Detektor mit Germanium-Thermistor für Alpha-Teilchen bisher erreicht wurde: Die beste erreichte Auflösung bei v. Kienlin lag bei 400 keV. Die Verbesserung hat zwei Gründe: Durch die Verringerung des Kontaktwiderstands durch verbesserte Kontaktierung wurde das Schrotrauschen minimiert. Außerdem wurde ein deutlich kleinerer Thermistor verwendet als bei v. Kienlin, und auch der Saphirabsorber war dünner und hatte eine geringere Wärmekapazität. Durch beide Effekte wurde das SNR verbessert und so die Auflösung gesteigert. In Kap. 4.3.1 wurde diskutiert, daß ein Teil der eingetragenen Energie aufgrund der lang-

samen Thermalisierung und guten thermischen Ankopplung abgeführt wird, bevor sich das Temperatursignal voll aufgebaut hat. Dadurch wird das SNR verschlechtert. Verringert man die thermische Ankopplung, indem die Kupferdrähtchen statt gelötet z. B. mit Silberleidlack aufgeklebt werden, verringert man die frühzeitig abgeführte Wärmemenge und erhöht damit  $U_0$ . Dadurch kann die Auflösung noch verbessert werden. Ein weiterer, die Auflösung begrenzender Faktor kann eine Ortsabhängigkeit der Detektor-Responsefunktion sein, die durch die langsame bzw. inhomogene Thermalisierung von Absorber und Thermistor hervorgerufen wird.

- Der Detektor SA19:  
Der Detektor SA19 war zusätzlich mit dem Tieftemperaturlack GE7031 auf den Kupferhalter aufgeklebt. Schon Meier hat in [19] diskutiert, daß das Aufkleben sich negativ auf die Auflösung auswirkt. Durch den sehr guten thermischen Kontakt werden Temperaturschwankungen zu schnell auf den Detektor übertragen; möglicherweise spielen auch Einflüsse von Vibrationen des Kryostaten durch die Pumpen eine größere Rolle als für die Detektoren, die nur an den Golddrähtchen hängen. Dafür spricht, daß für diesen Detektor das Baseline Noise deutlich höher lag als für die anderen, und die Auflösung durch digitales Filtern um fast 50 keV verbessert werden konnte.
- Der Detektor SA121:  
Der Detektor SA121 hat eine um einen Faktor 3 kleinere Wärmekapazität und außerdem eine thermische Ankopplung, die der von SA17 und SA18 vergleichbar ist (s.u.). Trotzdem konnte mit diesem Detektor nur eine relativ geringe Auflösung erreicht werden. Dafür können mehrere Ursachen verantwortlich gemacht werden:
  - Das Baseline Noise ist für diesen Detektor deutlich höher als für alle anderen Detektoren mit vergleichbarem Widerstand. Der Detektor ist aufgrund seiner geringen Masse anfälliger für die Störungen, die durch die Pumpen auf den Kryostaten übertragen werden (Mikrophonie, s.o.). Allerdings kann nicht allein das hohe Baseline Noise für die schlechte Auflösung verantwortlich sein, denn durch das digitale Filtern wurde nur eine geringe Verbesserung der Auflösung erreicht.
  - In Kap. 3.4.2 wurde die Qualität der aufgedampften Aluminium-Filme diskutiert und festgestellt, daß die Filme auf den 100  $\mu\text{m}$  dicken Substraten offenbar weniger homogen und zusammenhängend sind als auf den Substraten mit 330  $\mu\text{m}$  Dicke. Inhomogenitäten in der Aluminium-Schicht können eine Ortsabhängigkeit der Detektor-Responsefunktion verursachen, denn Phononen und Elektronen breiten sich in einer stark inhomogenen bzw. schlecht zusammenhängenden Schicht langsamer aus (s. Kap. 2.5.2). McCammon et al. diskutieren in [35], daß durch die endliche thermische Kopplung zwischen Elektronen- und Phononensystem, d.h. eine nicht vollständige Thermalisierung beider Systeme, sog. "Excess Noise" entsteht (s. Kap. 2.6.3). Durch eine mangelnde Homogenität der Aluminium-Schicht kann die Thermalisierung zwischen Phononen- und Elektronensystem beeinträchtigt werden, da Phononen gestreut oder in

langlebige Zustände eingefangen werden können. Ein Einfluß der Schicht-Homogenität auf die Energieauflösung ist somit nicht auszuschließen.

- Es wurde bereits mehrfach diskutiert, daß die relativ lange Thermalisierungszeit eine Ortsabhängigkeit der Detektor-Responsefunktion hervorrufen kann. Da in einem dünneren Absorber aufgrund der geringeren Wärmeleitfähigkeit eine längere Thermalisierungszeit erwartet wird, kann diese Ortsabhängigkeit eine weitere Limitierung der Energieauflösung darstellen.

- Abhängigkeit der Auflösung von  $\delta R/\delta T$ :

Die Detektoren SA16 und SA120 haben eine relativ schlechte Auflösung. Das geringe  $\delta R/\delta T$  begrenzt hier das SNR, wie aus den hohen Beiträgen des Widerstands- und des Vorverstärkerrauschens zu sehen ist. Leider wurden für diese Detektoren keine Messungen mit digitalem Filtern durchgeführt, um zu sehen, ob sich eine Verbesserung der Auflösung erreichen läßt.

Für die übrigen Detektoren mit Aluminium-Thermistor ist die erreichte Auflösung jedoch nur schwach von  $\delta R/\delta T$  abhängig. So haben die Detektoren Al12 und SA17 dasselbe  $\delta R/\delta T$ , die mit SA17 erreichte Auflösung ist jedoch um einen Faktor 2 besser. Auch diese Tatsache unterstreicht, daß nicht das SNR die Auflösung begrenzt, sondern daß andere Effekte eine Rolle spielen, die im folgenden diskutiert werden sollen.

- Abhängigkeit der Auflösung von der Detektor-Charge:

Die Detektoren SA17 und SA18 erreichen eine Auflösung von 30 keV, um einen Faktor zwei besser als die Detektoren der anderen Chargen. Dies kann zwei Gründe haben:

- Die Detektoren SA16, SA17 und SA18 entstammen derselben Charge 2. Sie zeichnen sich durch schmalere Übergänge  $\Delta T$  aus. Dies wurde in Kap. 3.4.2 als Zeichen dafür interpretiert, daß die Aluminium-Schicht bei diesen Detektoren homogener ist als für die anderen Detektoren. Für den Detektor SA121 wurde bereits diskutiert, daß die Homogenität der Aluminium-Schicht einen Einfluß auf die Energieauflösung haben kann.
- Die thermische Ankopplung dieser Detektoren ist nur etwa halb so groß wie die der Detektoren Al12 und SA11, SA13, SA15. In Kap. 3.1 wurde diskutiert, daß eine zu große thermische Ankopplung dazu führt, daß das Temperatursignal sich nicht vollständig aufbauen kann. Dieser Effekt ist wahrscheinlich der Grund dafür, daß für den Detektor SGe2 die aus  $U_0$  bestimmte Wärmekapazität ca. 1.7 mal so groß ist wie die aus  $\tau_{eff}$  bestimmte (s. Kap. 4.3.1). Für die Detektoren mit Aluminium-Thermistor läßt sich eine solche Diskrepanz der Wärmekapazitäten im Rahmen des Fehlers allerdings nicht beobachten.

Um den Einfluß der thermischen Ankopplung systematisch zu untersuchen, wurden weitere Messungen mit Detektoren der Charge 2 angestellt, die bewußt unterschiedlich angekoppelt waren. Die unterschiedliche Ankopplung wurde dadurch erreicht, daß zum einen bei den Detektoren JA101, JA102 und JA105 Golddrähte mit 17  $\mu\text{m}$  Durchmesser anstatt 25  $\mu\text{m}$  zur Ankopplung verwendet wurden. Zum anderen wurde bei den

Detektoren JA101, JA106 und JA107 der Bonddraht auf die Goldkontaktpads gebondet, bei den übrigen Detektoren mit Leitsilber aufgeklebt. Da diese Untersuchungen am Ende der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, sind diese Detektoren in die systematischen Untersuchungen der Kapitel 4.2 und 4.3.1 nicht integriert. Tabelle 4.10 stellt die Ergebnisse der Untersuchungen zusammen:

| Detektor | Charge/<br>Typ | $\delta R/\delta T$<br>[M $\Omega$ /K] | C<br>[nJ/K] | k<br>[ $\mu$ W/K] | $\Delta E_{HV}$<br>[keV] | $\Delta E_{FI}$<br>[keV] | Baseline<br>Noise [keV] |
|----------|----------------|----------------------------------------|-------------|-------------------|--------------------------|--------------------------|-------------------------|
| JA101    | 2/II           | 4.4(4)                                 | 1.7(7)      | 3(1)              | 53(2)                    | 30(1)                    | 27                      |
| JA102    | 2/II           | 5.2(3)                                 | 2.2(7)      | 3(1)              | 49(1)                    | 44(2)                    | 34                      |
| JA105    | 2/II           | 3.2(3)                                 | 2.2(6)      | 3(1)              | 46(1)                    | 41(1)                    | 57                      |
| JA106    | 2/II           | 7.0(4)                                 | 2.5(6)      | 5(1)              | 34(4)                    | 29(3)                    | 40                      |
| JA107    | 2/II           | 8.0(4)                                 | 3.1(6)      | 6(2)              | 58(1)                    | 44(1)                    | 34                      |
| JA108    | 2/II           | 3.3(2)                                 | 2.1(7)      | 7(2)              | 50(1)                    | 41(7)                    | 45                      |

Tabelle 4.10: Zusammenstellung der gemessenen Auflösung zur Klärung der Frage, ob die thermische Ankopplung einen Einfluß auf die Energieauflösung hat. Die Werte wurden analog zu denen in Tabelle 4.9 ermittelt. Diskussion siehe Text.

Die relativ gute Auflösung, die mit den anderen Detektoren dieser Charge erreicht wurde, wurde insgesamt reproduziert; alle Detektoren haben eine Auflösung von 45 keV oder besser. Die vorliegenden Daten lassen keine Abhängigkeit der erreichten Auflösung von der thermischen Ankopplung erkennen. Offenbar ist die Homogenität der Aluminium-Schicht das entscheidende Kriterium, das in diesem Fall die Verbesserung der Auflösung gegenüber den Chargen 1 und 3 bewirkt.

**Fazit:** Die erreichte Auflösung für Alpha-Teilchen konnte mit der neuen Detektorgeneration um einen Faktor zwei verbessert werden. Leider wurden diese Detektoren erst am Ende der vorliegenden Arbeit getestet, sodaß ihr Einsatz im Schwerionen-Experiment noch nicht untersucht wurde. Mit einer Auflösung von 30 keV liegen sie jedoch schon nahe bei den besten mit einem Silizium-Detektor erreichbaren Resultaten, die für vergleichbare Alpha-Energien eine Auflösung von 10 keV erreichen. Es muß an dieser Stelle nochmals angemerkt werden, daß die in der vorliegenden Arbeit untersuchten kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren für den Nachweis von energetischen Schwerionen entwickelt und optimiert wurden. Daher wurden ihre Eigenschaften wie z.B. Arbeitstemperatur und Wärmekapazität nicht an Alpha-Teilchen, sondern an Schwerionen angepaßt. Mit einem für den Nachweis von Alpha-Teilchen optimierten kalorimetrischen Tieftemperatur erreichen z.B. Marcillac et al. bei  $E = 3.1$  MeV eine Auflösung von  $\Delta E = 2$  keV [16]. In Kap. 5 wird ausgeführt, daß die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Detektoren für niederenergetische Schwerionen im Energiebereich  $E = 0.1 - 1$  MeV/amu eine sehr gute Energieauflösung erreichen. Unter Einbeziehung der relativ guten Auflösung für Alpha-Teilchen offenbaren sie daher ein großes Potential insbesondere auch für Anwendungen, in denen der simultane Nachweis von Schwerionen, z.B. Reaktionsprodukten, und ihren nachfolgenden Alpha-Zerfällen (s. Kap. 6.2) mit guter Energieauflösung notwendig ist.

# Kapitel 5

## Verhalten der Detektoren beim Schwerionen-Nachweis

### 5.1 Der Detektor SGe2

Mit dem Detektor SGe2 wurde lediglich ein Experiment mit Schwerionen durchgeführt, um die Eignung für den Einsatz im Beschleuniger-Massenspektrometrie-Experiment zu testen. Dazu wurde der Detektor mit Kohlenstoff-Ionen relativ niedriger Energie bestrahlt. Im Anschluß an diese Messung ergab sich die Gelegenheit zu einer kurzen Messung mit einem Molybdän-Strahl in einem Energie-Bereich, wie er für einige bei GSI angestrebte Anwendungen typisch ist.

#### 5.1.1 Experimenteller Aufbau

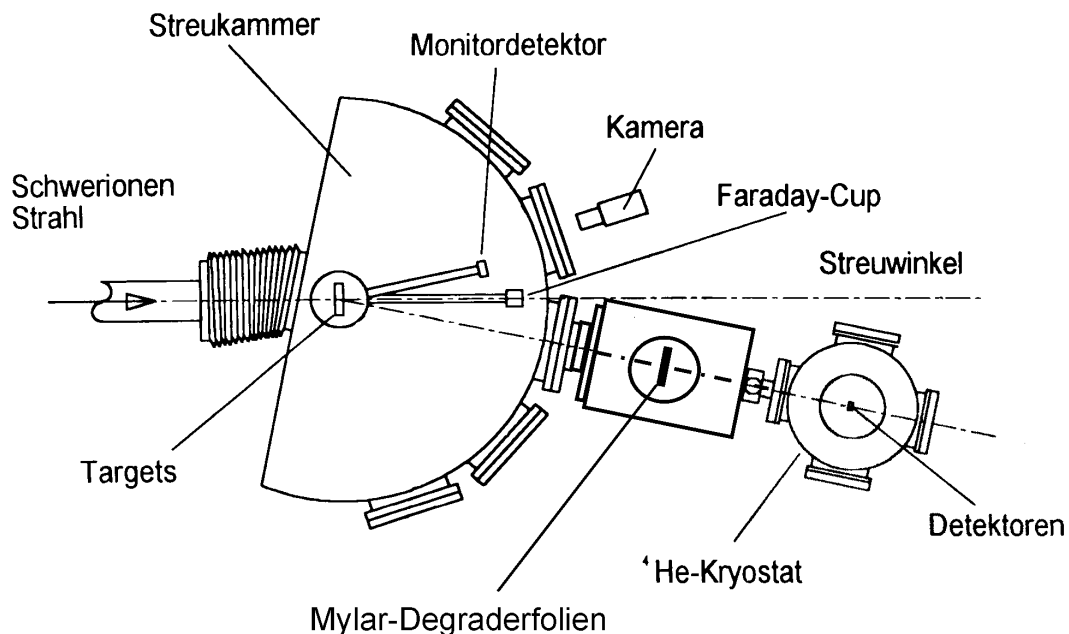


Abbildung 5.1: Prinzipieller Aufbau der Streukammer und des Kryostaten am Strahlrohr X8 der GSI



| Target/Dicke<br>[ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ] | Labor-<br>Winkel [ $^\circ$ ] | Energie<br>[MeV] | $\delta E_{el}$<br>[MeV] | $\delta E_n$<br>[MeV] | Reichweite<br>[ $\mu\text{m}$ ] | $\Delta E_{KV}$ [keV] |
|-----------------------------------------------|-------------------------------|------------------|--------------------------|-----------------------|---------------------------------|-----------------------|
| Strahl: $^{12}\text{C}$                       | 0                             | 43.76            | 43.76                    | 0.097                 | 30                              | 16                    |
| Au/200                                        | 20                            | 42.58            |                          |                       |                                 |                       |
| Au/200                                        | 10                            | 42.81            |                          |                       |                                 |                       |
| Ag/230                                        | 20                            | 42.27            |                          |                       |                                 |                       |
| Ni/200                                        | 20                            | 41.75            |                          |                       |                                 |                       |
| Ni/100                                        | 20                            | 41.84            |                          |                       |                                 |                       |
| Mylar/125                                     | 20                            | 0.41             |                          |                       |                                 |                       |
| Strahl: $^{95}\text{Mo}$                      | 0                             | 419              | 395                      | 4.16                  | 24                              | 130                   |
| Au/200                                        | 20                            | 393              |                          |                       |                                 |                       |
| Ni/100                                        | 20                            | 335              |                          |                       |                                 |                       |
| Mylar/125                                     | 20                            | 7.6              |                          |                       |                                 |                       |

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der Ionen, Targets, Streuwinkel und -energien sowie der entlang der Ionenbahn integrierten Energieverluste  $\delta E_{el}$  und  $\delta E_n$  (zur Definition s. Gleichung (2.81)) und der Reichweite der Ionen im Detektor. Für die Mylar-Degraderfolie ist der Energieverlust angegeben. Der Beitrag des Konversionsrauschens  $\Delta E_{KV}$  wurde aus den integrierten Energieverlusten nach Kap. 2.6.3 abgeschätzt.

Die Messungen wurden am Strahlrohr X8 in der Niederenergie-Experimentierhalle der GSI durchgeführt. Die benutzte Streukammer wurde in [22] beschrieben. Abbildung 5.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau: Der Schwerionenstrahl vom UNILAC-Beschleuniger trifft auf dünne Streutargets, in denen Rutherford-Streuung der Ionen an den Targetatomen stattfindet. Durch Variation des Streuwinkels und des Targetmaterials kann eine Variation der Energie und damit eine Energieeichung durchgeführt werden, da eine direkte Variation der Beschleuniger-Energie sehr umständlich und zeitaufwändig ist. Die Streukammer war für die Messungen von v. Kienlin und Meier an einem anderen Strahlplatz aufgebaut; sie wurde am Strahlrohr X8 neu aufgebaut mit der Option, dort auch Energie-Flugzeit-Messungen durchzuführen (s. Kap. 6). Der Abstand zwischen Streutarget und Detektoren betrug für die hier beschriebenen Messungen ohne Flugzeit-Strecke ca. 1.5 m. Zusätzlich waren zwischen Target und Detektor noch Mylar-Folien genau bekannter Dicke montiert, in denen der Energieverlust gemessen wurde. Diese Messung wurde ebenfalls zur Energieeichung herangezogen. Der Teilchenstrom wurde mit einem Faraday-Cup gemessen und lag zwischen 0.1 und 0.2 nA. In Tabelle 5.1 sind die verschiedenen Streutargets, die Streuwinkel und Energien der Kohlenstoff- und Molybdän-Ionen aufgelistet. Alle Ionen werden im Saphir-Absorber gestoppt.

Die Meßelektronik wurde bereits in Kap. 4.1.2 beschrieben. Die Temperatur des Kühlfingers wurde mit einem Aluminium-Thermistor stabilisiert und lag bei 1.48 K. Dies führte aufgrund der Wärmestrahlung von Umgebung und Target (Schwarzer Strahler, s. Kap. 2.6.2) zu einer Arbeitstemperatur des Detektors von  $T_A = 1.69$  K mit  $R_A = 186(4)$  k $\Omega$  und  $dR/dT = -0.44(2)$  M $\Omega$ /K.

Die Alphaquelle war seitlich neben dem Detektor montiert, sodaß gleichzeitig mit den Schwerionen auch Alphasignale aufgenommen werden konnten.

### 5.1.2 Signalform und Bestimmung der Wärmekapazität

Analog zu Kap. 4.3.1 wurde die Signalform für Schwerionen und auch Alpha-Teilchen aufgenommen, um daraus die Wärmekapazität zu bestimmen. Abbildung 5.2 zeigt je ein einzelnes Vorverstärkersignal für Kohlenstoff ( $E = 42.59$  MeV) und Molybdän ( $E = 393$  MeV). Wie auch für Alpha-Signale wird die Signalform durch Gleichung (2.31) sehr gut beschrieben. In Tabelle 5.2 sind die aus  $\tau_{eff}$  und  $U_0$  bestimmten Wärmekapazitäten zusammengestellt. Die thermische Ankopplung bei  $T_A = 1.69$  K beträgt  $k = (21.3 \pm 0.6) \mu\text{W/K}$ , etwas höher als der Wert aus Tabelle 4.3.

| Ion      | $U_0$<br>[ $\mu\text{V}$ ] | $\tau_{el}$<br>[ $\mu\text{s}$ ] | $\tau_{eff}$<br>[ $\mu\text{s}$ ] | C [nJ/K]<br>aus $U_0$ | C [nJ/K]<br>aus $\tau_{eff}$ | C [nJ/K]<br>aus $V^*$ ) |
|----------|----------------------------|----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------|------------------------------|-------------------------|
| $\alpha$ | 82(5)                      | 71(3)                            | 398(8)                            | 19(1)                 | 11.3(4)                      | 5.4(4)                  |
| C        | 624(3)                     | 64(1)                            | 402(2)                            | 19.2(1)               | 11.4(4)                      | 5.4(4)                  |
| Mo       | 5350(28)                   | 66(1)                            | 407(2)                            | 20.6(2)               | 11.5(4)                      | 5.4(4)                  |

\*) inklusive GE7031-Tieftemperaturlack

Tabelle 5.2: Zusammenstellung der aus den Ionensignalen bestimmten Parameter (Diskussion siehe Text).

Zusammenfassend läßt sich folgendes feststellen:

- Die Anstiegszeit  $\tau_{el}$  ist unabhängig von Ionensorte oder -energie und stimmt mit der aus Alpha-Signalen bestimmten Anstiegszeit aus Kap. 4.3.2 von  $66(6) \mu\text{s}$  überein. Das bestätigt die Annahme, daß sie von der elektrischen Zeitkonstante und nicht von der Thermalisierungszeit bestimmt wird.
- Aus den Angaben in Kap. 3.3.3 ergibt sich mit  $T_A = 1.69$  K eine Wärmekapazität von  $C = 3.0(3) \text{ nJ/K}$ , zu denen nach Kap. 4.3.1 noch ein Anteil des GE7031-Tieftemperaturlackes von  $2.4(3) \text{ nJ/K}$  addiert werden muß. Daraus ergibt sich eine Gesamtwärmekapazität von  $5.4(4) \text{ nJ/K}$ . Die aus  $\tau_{eff}$  bestimmten Wärmekapazitäten sind um einen Faktor 2 größer. Diese Diskrepanz wird darauf zurückgeführt, daß Restgas aus der Streukammer und der Beamline des Beschleunigers auf die kalten Detektoren auffriert; der gesamte Kryostat wirkt wie eine "Kryopumpe". Nach [83] beträgt die spezifische Wärmekapazität von festem Stickstoff bei  $15 \text{ K}$   $13.4 \text{ J/(mol K)}$ . Extrapoliert man diesen Wert, erhält man bei  $1.5 \text{ K}$  eine Wärmekapazität von ca.  $1.3 \text{ J/(mol K)}$ . Nimmt man für eine Abschätzung der aufgefrorenen Luftmenge die Dichte von flüssigem Stickstoff  $\rho(\text{LN}_2) = 88.11 \text{ kg/m}^3$ , erhält man aus der Differenz der Wärmekapazitäten eine Dicke der Luftschicht von ca.  $80 \text{ nm}$ . Der Druck in der Streukammer wird aufgrund ihrer Größe und der zur Verfügung stehenden Pumpleistung mit minimal  $10^{-5} \text{ mbar}$  abgeschätzt; das Auffrieren einer Schicht von  $80 \text{ nm}$  Dicke über einige Tage hinweg ist daher durchaus realistisch.

Beobachtungen an Detektoren mit Al-Thermistoren (s. Kap. 5.2) bestätigten die Interpretation, daß die Vergrößerung der Wärmekapazität auf Restgaskondensation auf dem Detektor zurückgeführt werden kann. Durch den Effekt wird die Wärmekapazität und damit auch die Sensitivität zeitabhängig; insbesondere nimmt bei Messungen über längere Zeiträume die erreichbare

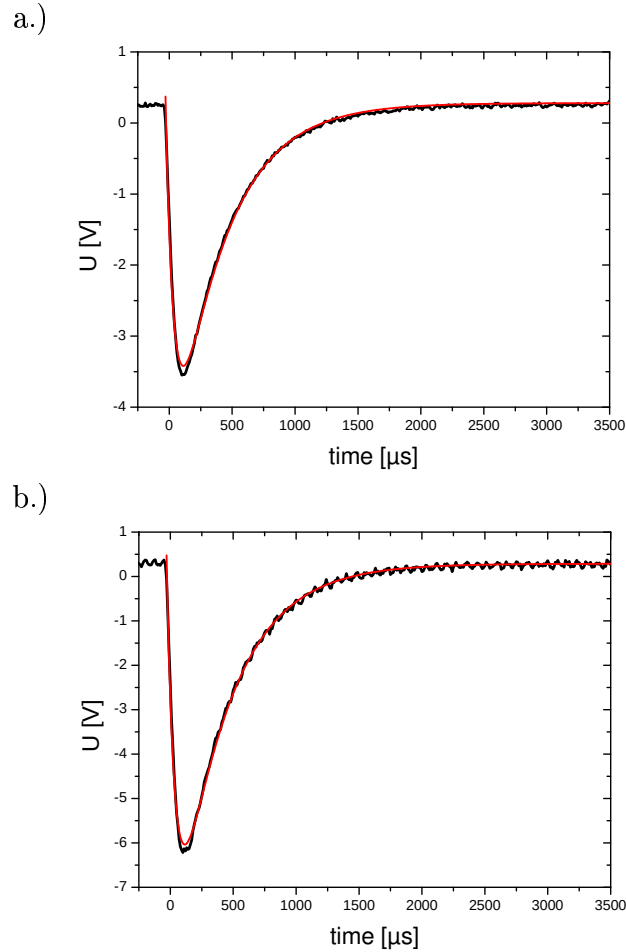


Abbildung 5.2: Einzelsignale von a.) Kohlenstoff-Ionen ( $E = 42.58$  MeV) und b.) Molybdän-Ionen ( $E = 393$  MeV). Die rote Kurve beschreibt jeweils einen Fit nach Gleichung (2.31).

Energieauflösung ab, weil das SNR durch das Anwachsen der Wärmekapazität schlechter wird.

- Das Verhältnis zwischen der aus  $\tau_{eff}$  und der aus  $U_0$  bestimmten Wärmekapazität beträgt für unabhängig von der Ionensorte 60(2) %. Auch bei den Schwerionen mit ihrer größeren Reichweite im Saphir beobachtet man demnach, daß ein Teil der deponierten Energie bereits über die thermische Ankopplung abgeführt wird, bevor sich das Temperatursignal voll aufgebaut hat. Entsprechend dieser Interpretation wird davon ausgegangen, daß der aus  $\tau_{eff}$  bestimmte Wert der Wärmekapazität jeweils der "wahre" Wert ist.

### 5.1.3 Pulshöhenspektren für Schwerionensignale

In Abbildung 5.3 sind Pulshöhenspektren für Kohlenstoff- und Molybdän-Ionen zu sehen. Beide Spektren wurden aufgenommen nach Rutherford-Streuung an einem Gold-Target unter  $20^\circ$ . Eingezeichnet sind auch die beiden Gauß-Kurven, die an die Daten gefittet wurden, um die Energieauflösung zu bestimmen. Die beiden Peaks

sind nicht völlig gaußförmig: Die hochenergetische "Schulter" wurde wahrscheinlich durch Pile up verursacht. Die erreichte Energieauflösung beträgt

- für C:  $\Delta E = (740 \pm 30) \text{ keV}$ , entspricht  $\Delta E/E = (17 \pm 7) \times 10^{-3}$
- für Mo:  $\Delta E = (2.83 \pm 0.07) \text{ MeV}$ , entspricht  $\Delta E/E = (7.2 \pm 0.2) \times 10^{-3}$

Das aus den integrierten Energieverlusten  $\delta E_{el}$  und  $\delta E_n$  ermittelte Konversionsrauschen  $\Delta E_{KV}$  aus Tabelle 5.1 ist als Beitrag zur Energieauflösung demnach vernachlässigbar.

Aufgrund einer starken 50 Hz-Störung lag während dieser Messung das Baseline Noise bei 510 keV. Die Auflösung für Kohlenstoff wird somit zum großen Teil durch das SNR begrenzt. Der Beitrag des Targets (Energie-Straggling, Energieverschmierung durch Strahlfleck-Größe) trägt dagegen mit  $\Delta E_T = 28 \text{ keV}$  nur geringfügig zur Energieauflösung bei.

Für Molybdän hingegen ist – bedingt durch das bessere SNR aufgrund der höheren Energie – der Beitrag des Baseline Noise nicht dominant. Da Molybdän deutlich schwerer ist als Kohlenstoff, beträgt die Energieverbreiterung durch Targeteinflüsse  $\Delta E_T = 1.4 \text{ MeV}$ . Das Ergebnis für die Energieauflösung ist vergleichbar mit dem besten von v. Kienlin in diesem Energiebereich erzielten Ergebnis von  $\Delta E/E = 6.2 \times 10^{-3}$  für Neon-Ionen der Energie 227 MeV. Seine Messung war bezüglich der Auflösung von 50 Hz-Störungen limitiert.

Ohne die Erhöhung der Wärmekapazität durch Kondensation von Restgas wird die Wärmekapazität des Detektors von der Wärmekapazität des Germaniumthermistors limitiert, denn sehr viel kleinere Thermistoren können aus den in Kap. 3.3.3 diskutierten Gründen nicht hergestellt werden. Dieser Detektortyp ist daher für den Einsatz bei sehr niedrigen Ionenenergien prinzipiell weniger geeignet als Detektoren mit Al-Thermistoren. Sie wurden daher in den AMS-Messungen nicht eingesetzt. Für den Bereich der GSI-Energien sind die Germanium-Thermistoren jedoch noch nicht völlig ausgereizt; weitere Untersuchungen unter optimierten Bedingungen müssen zeigen, wo das Minimum der Auflösung liegt.

Die Energien für Alpha-Teilchen, Kohlenstoff- und Molybdän-Ionen überdecken einen Energiebereich von fast zwei Größenordnungen. Daher stellt sich die Frage, ob auf einer solchen Skala die Response-Funktion des Detektors noch als näherungsweise linear angesehen werden kann. Abbildung 5.4 zeigt die Signalhöhen  $U_0$  des Detektors für die drei Ionen und einen linearen Fit. Alle drei Punkte liegen auf der Geraden; der Detektor verhält sich über den ganzen Bereich linear.

Für Molybdän beträgt mit der in Tabelle 5.2 aufgeführten Wärmekapazität der Temperaturanstieg  $\Delta T = 6(2) \text{ mK}$ . Berechnet man die Änderung des Widerstands aus  $\Delta R = R(T+\Delta T) - R(T)$ , erhält man  $\Delta R = 2.2(1) \text{ k}\Omega$ . Mit der linearisierten Näherung  $\Delta R = \Delta T \cdot dR/dT$  erhält man  $\Delta R = 2.2(1) \text{ k}\Omega$ . Auch bei dieser Ionenenergie ist die Signalamplitude demnach noch genügend klein, daß die Nichtlinearität des Widerstands keine Rolle spielt. Auch beobachtet man keinen von der Ionensorte abhängigen Pulshöhendefekt wie bei einem Oberflächensperrschicht-Detektor (s. Kap. 5.2.3).

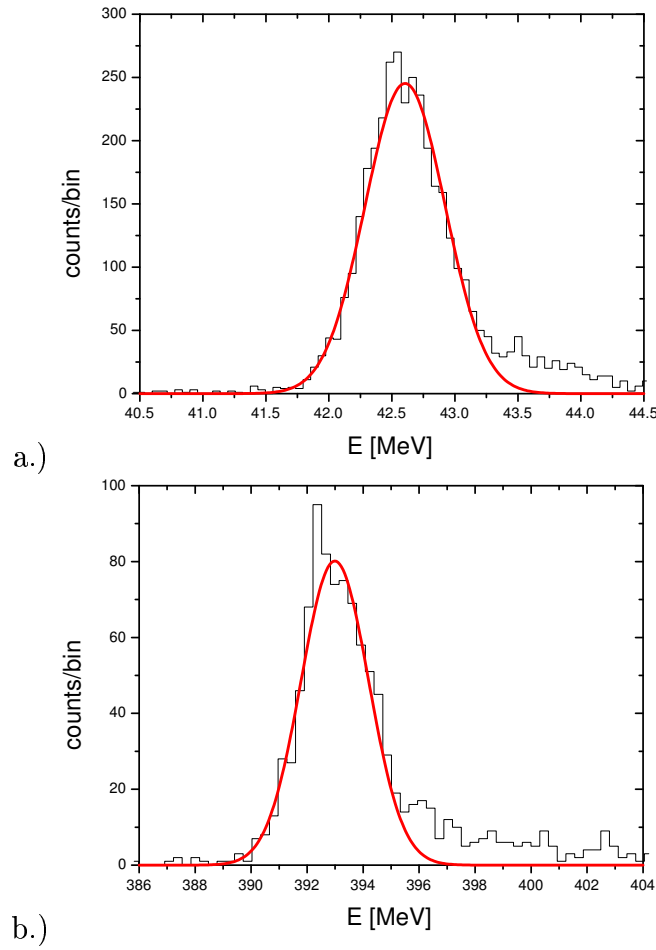


Abbildung 5.3: Pulshöhenspektrum für a.) Kohlenstoff-Ionen und b.) Molybdän-Ionen: Die erreichte Energieauflösung beträgt 740(30) keV für Kohlenstoff und 2.83(7) MeV für Molybdän. Eingezeichnet sind außerdem die gefitteten Gauß-Kurven.

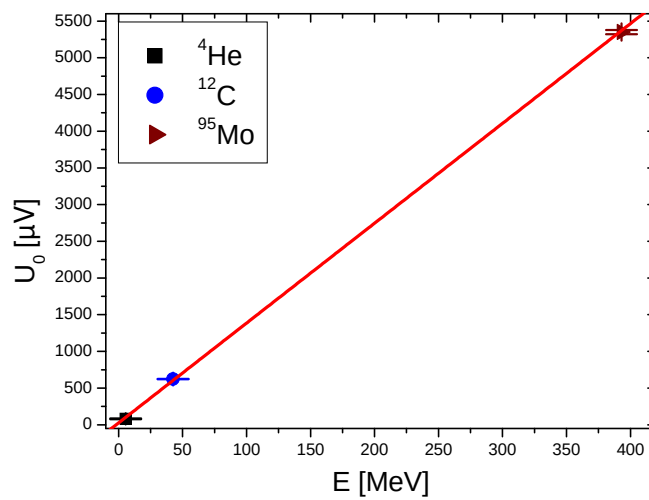


Abbildung 5.4: Linearität der Response-Funktion des Detektors SGe2 anhand der Signalhöhe  $U_0$

## 5.2 Der Detektor Al12

Meier hat in [19] den Detektor Al12 in einem Energiebereich von  $E = 135 - 2760$  MeV untersucht und dabei eine Energieauflösung von  $\Delta E/E = 3 - 4 \times 10^{-3}$  erreicht. In diesen Experimenten konnte während einer Strahlzeit die Energie nur mittels unterschiedlicher Streutargets, -winkel oder Degradierfolien variiert werden, da das Konzept des UNILAC eine schnelle Änderung der Beschleuniger-Energie nicht gestattet. Eine Variation der Ionensorte während einer Strahlzeit ist nur in Ausnahmefällen möglich. Außerdem ist die minimale Energie auf 1.4 MeV/amu begrenzt. Meier diskutiert in [19], daß die in diesem Experimenten erreichte Auflösung wahrscheinlich von Parametern wie Inhomogenität der Streufolien, Größe des Strahlflecks etc. begrenzt wird. In einem Experiment mit dem direkten, abgeschwächten Strahl des UNILAC-Beschleunigers bei  $E = 275$  MeV wurde eine Auflösung von  $\Delta E/E = 1.6 \times 10^{-3}$  erreicht, wahrscheinlich limitiert durch die Strahlqualität des UNILAC-Beschleunigers.

Beschleuniger-Massenspektrometrie wird bis auf wenige Ausnahmen in einem Energie-Bereich von 0.1 – 1 MeV/amu durchgeführt. Auch die "superschweren Elemente" (s. Kap. 6) haben Energien in diesem Bereich, da sie bei relativ niedrigen Einschußenergien durch sog. "kalte Fusion" erzeugt werden. Daher wurden für diese Arbeit Untersuchungen zur erreichbaren Energieauflösung und zur Linearität der Detektor-Response im Energiebereich von 0.1 – 1 MeV/amu am Beschleuniger VERA im Institut für Isotopenforschung und Kernphysik der Universität Wien durchgeführt, der eine hohe Energieschärfe des Ionenstrahls aufweist und eine schnelle Änderung von Ionensorte und -energie erlaubt. Die hier diskutierten Untersuchungen werden außerdem in [84] zusammengefaßt.

### 5.2.1 Experimenteller Aufbau

VERA steht für "**V**ienna **E**nvironmental **R**esearch **A**ccelerator". Es handelt sich um einen Tandem-Beschleuniger mit einer Terminal-Spannung von 3 MV und der für AMS-Messungen notwendigen Infrastruktur. VERA ist in [85, 28] ausführlich beschrieben worden. Abbildung 5.5 zeigt den Aufbau der Anlage.

Der Tandembeschleuniger benötigt negative Ionen, die mit einer Cäsium-Sputter-Quelle erzeugt werden. Je nach Elektronegativität des ionisierten Elements liegt die Ausbeute bei ca. 10% (Kohlenstoff) bis zu weit unter 1% [85]. Für Elemente, die keine negativen Ionen bilden, können auch negative Molekülionen verwendet werden (s. z.B. Kap. 7:  $\text{UO}^-$  statt  $\text{U}^-$ ).

Hinter der Ionenquelle durchlaufen die Ionen ein "Niederenergie-Massenspektrometer", bestehend aus einer elektrostatischen Präselektion und dem Injektionsmagneten. Dieses Niederenergie-Massenspektrometer hat bereits eine sehr gute Massenauflösung von  $\Delta M/M = 1.1 \times 10^{-3}$ , um möglichst wenig Untergrund in den Beschleuniger gelangen zu lassen. Ionen der ausgewählten Masse werden dann in den Tandem-Beschleuniger eingeschossen. Die Einschußenergie ist durch den Analysiermagneten auf  $E \leq q^2/M \cdot 15$  MeV amu limitiert. Die negativ geladenen Ionen durchlaufen das beschleunigende Potential einmal, werden in der Mitte in einem Gasstripper mit Argon-Gas umgeladen und durchlaufen das Potential ein zweites Mal. Im Stripper werden außerdem Molekülionen aufgebrochen, sodaß

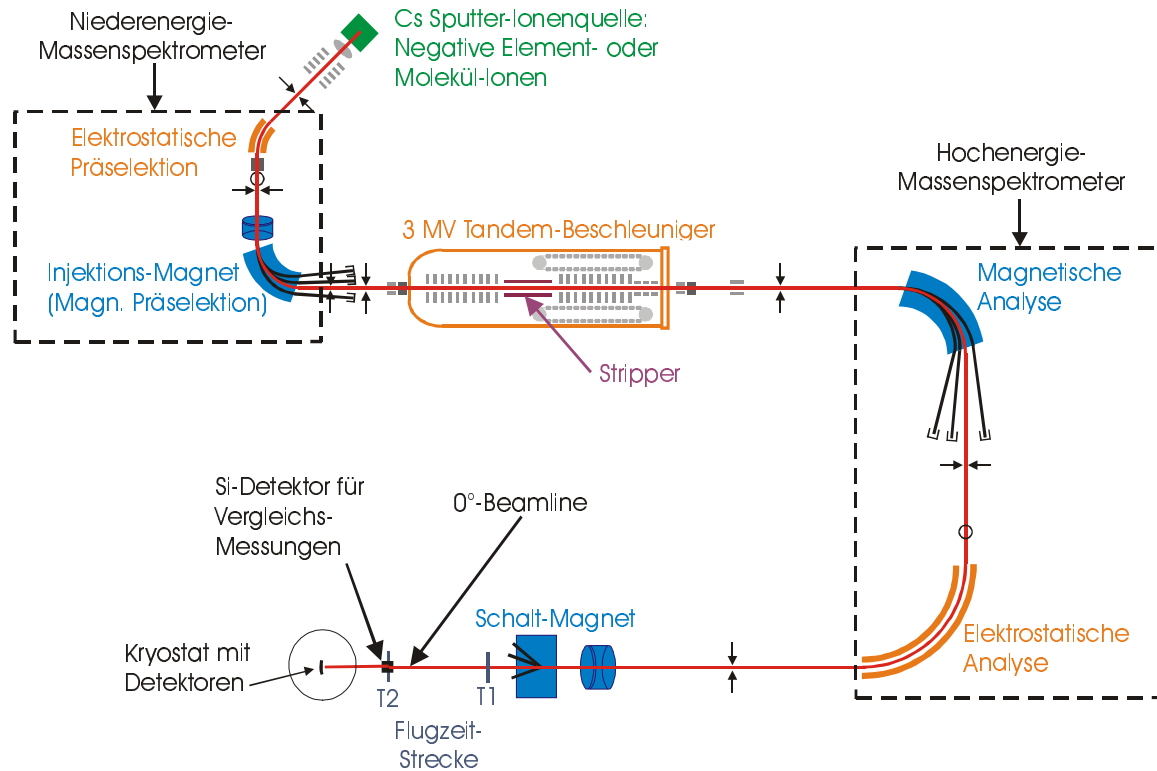


Abbildung 5.5: Die Beschleuniger-Anlage VERA am Institut für Isotopenforschung und Kernphysik der Universität Wien. Am Ende der 0°-Beamline ist der experimentelle Aufbau für die hier diskutierten Untersuchungen gezeigt.

nur positiv geladene Element-Ionen den zweiten Teil der Beschleuniger-Strecke durchlaufen. Die Beschleuniger-Spannung wird normalerweise konstant gehalten; die Auswahl der Ionenenergie erfolgt über den ausgewählten Ladungszustand. Für die Messungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde für kleine Energieänderungen zusätzlich die Terminalspeisung variiert (s. Kap. 6.3).

Die Auswahl des zu detektierenden Ions erfolgt mit dem kombinierten Impuls- und Energiefilter auf der Hochenergie-Seite des Beschleunigers ("Hochenergie-Massenspektrometer"). Der Analysiermagnet (Impulsfilter) hat eine Impulsauflösung von  $\Delta p/p = 1.6 \times 10^{-3}$  und kann Ionen von maximal der Energie  $E = q^2/M \cdot 176 \text{ MeV amu}$  umlenken. Zusammen mit dem elektrostatischen Analysator (Energiefilter), der eine Energieauflösung von  $\Delta E/E = 10^{-4}$  hat, wird so eine relative Massenaufklärung von  $\Delta M/M = 1.8 \times 10^{-3}$  erreicht.

Da die Ionenmasse und -energie über den magnetischen und elektrostatischen Analysator ausgewählt werden, ist bei VERA eine relativ schnelle Änderung beider Parameter möglich. Die Umstellung auf ein anderes Element oder einen anderen Ladungszustand dauert maximal 30 Minuten. Dies ermöglicht systematische Untersuchungen des Detektorverhaltens für viele Ionen und Energien. Der elektrostatische Analysator begrenzt die Energieschärfe des Ionenstrahles auf  $\Delta E/E \leq 10^{-4}$ . Hierdurch wurde sichergestellt, daß für Messungen mit direktem Strahl (ohne Flugzeit) die Strahlqualität nur einen vernachlässigbaren Beitrag zur Energie-

breite der Pulshöhenspektren des Detektors lieferte, im Gegensatz zu den Vorgänger-Experimenten am UNILAC (s.o.).

Die Strahlintensität wurde mit einem System von Schlitzen auf Zählraten zwischen 10 und 50 Hz eingestellt. Um für Kohlenstoff zu hohe Zählraten zu vermeiden, wurde statt des Kohlenstoff-Isotops  $^{12}\text{C}$  das weniger häufige  $^{13}\text{C}$  ausgewählt. Der Kryostat war für diese Messung direkt, d.h. ohne Eintrittsfenster oder -folien, an das Ende des VERA-0°-Strahlrohres angeflanscht. Zur Verminderung der Wärmestrahlung auf die Detektoren waren vier Blenden der Abmessungen  $2 \times 30 \text{ mm}^2$  eingebaut, die im Prinzip ein Ausleuchten aller fünf eingebauten Detektoren erlaubten. Für die systematischen Untersuchungen wurde jedoch nur der Detektor Al12 benutzt, da dieser Detektor von allen Detektoren die beste Energieauflösung zeigte. Die in der Abbildung eingezeichnete Flugzeitstrecke war während der hier vorgestellten Messungen nicht eingebaut; sie wurde für eine Messung benutzt, die in Kapitel 6 vorgestellt wird und während derselben Strahlzeit am selben Aufbau durchgeführt wurde. An der Position des Stop-Detektors T2 der Flugzeit befand sich ein Silizium-Oberflächensperrschichtzähler, wie er alternativ zu Ionisationskammern in Standard-Aufbauten zur Beschleuniger-Massenspektrometrie eingesetzt wird. Dieser Detektor konnte in den Strahl, der auch den Kryodetektor traf, hineingefahren werden, sodaß ein direkter Vergleich des Verhaltens beider Detektoren möglich war. Auch bei dieser Strahlzeit war die Drei-Linien-Alpha-Quelle (s. Kap. 4) im Kryostaten seitlich neben den Detektoren montiert.

In Tabelle 5.3 sind die Ionen, Energien sowie die integrierten Energieverluste  $\delta E_{el}$  und  $\delta E_n$ , die Reichweiten und der induzierte Temperatursprung  $\Delta T$  zusammengestellt. In der letzten Spalte ist das nach Kap. 2.6.3 abgeschätzte Konversionsrauschen angegeben, ohne und mit Einbeziehung des Beitrags von  $\Delta E_{<FP>}$ , der aus den Fluktuationen im Verhältnis von elektronischem zu nuklearem Energieverlust kommt und für die schweren Ionen Gold und Uran aufgrund des relativ hohen Anteils des nuklearen Energieverlustes bei weitem den Hauptbeitrag ausmacht.

Eine Absorberdicke von  $330 \text{ }\mu\text{m}$  ist mehr als ausreichend, um alle hier untersuchten Ionen zu stoppen. Bei einer Breite des Übergangs von  $7.1 \text{ mK}$  liegt lediglich der Temperaturanstieg für  $^{197}\text{Au}^{20+}$  nicht mehr im Bereich zwischen  $25\% R_N$  und  $75\% R_N$ , der den linearen Bereich des Phasenübergangs definiert, wenn der Arbeitspunkt in der Mitte des Übergangs gewählt wird. In den Kapiteln 5.2.3 und 5.2.4 wird diskutiert, inwieweit sich diese Tatsache auf Energieauflösung und Linearität des Detektors auswirkt.

Für die Aufnahme der Signalform waren die Filter des Vorverstärkers maximal offen, um eine Verfälschung der Abklingzeit zu vermeiden. Der Verstärkungsfaktor betrug 1000. Zur Aufnahme der Pulshöhenspektren wurde der EMETRON-Hauptverstärker benutzt, der in Kapitel 4.2.1 diskutiert wurde. Am Vorverstärker waren folgende Grenzfrequenzen ausgewählt: Hochpaß-Grenzfrequenz  $100 \text{ Hz}$ , Tiefpaß-Grenzfrequenz  $30 \text{ kHz}$ , Verstärkung 1000fach. Für die beiden höchsten Energien wurde die Verstärkung auf 500fach reduziert.

### 5.2.2 Signalform und Bestimmung der Wärmekapazität

Auch bei dieser Messung wurden die Signalformen einzelner Signale aufgenommen, um die Wärmekapazitäten aus Signalamplitude  $U_0$  und Abklingzeit  $\tau_{eff}$  zu bestimmen und daraus eine Aussage über die Thermalisierung zu ermöglichen. Abbildung



| Ion                       | E<br>[MeV] | $\delta E_{el}$<br>[MeV] | $\delta E_n$<br>[MeV] | R<br>[ $\mu\text{m}$ ] | $\Delta T$<br>[mK] | $\Delta E_{KV}^{1)}$<br>[keV] | $\Delta E_{KV}^{2)}$<br>[keV] |
|---------------------------|------------|--------------------------|-----------------------|------------------------|--------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| $^4\text{He}^{2+}$ *)     | 5.16       | 5.15                     | 0.011                 | 21                     | 0.38(3)            | 5                             | 5                             |
|                           | 5.48       | 5.47                     | 0.011                 | 21                     | 0.40(3)            | 5                             | 5                             |
|                           | 5.81       | 5.80                     | 0.011                 | 21                     | 0.43(3)            | 5                             | 5                             |
| $^{13}\text{C}^{3+}$      | 11.93      | 11.85                    | 0.074                 | 6.2                    | 0.89(6)            | 8                             | 8                             |
| $^{13}\text{C}^{4+}$      | 14.90      | 14.84                    | 0.077                 | 7.7                    | 1.11(8)            | 9                             | 9                             |
| $^{13}\text{C}^{5+}$      | 17.88      | 17.83                    | 0.079                 | 9.3                    | 1.33(9)            | 10                            | 10                            |
| $^{13}\text{C}^{6+}$      | 20.85      | 20.85                    | 0.081                 | 10.4                   | 1.6(1)             | 10                            | 10                            |
| $^{197}\text{Au}^{5+}$    | 17.89      | 11.46                    | 6.14                  | 2.3                    | 1.33(9)            | 12                            | 341                           |
| $^{197}\text{Au}^{6+}$    | 20.79      | 13.99                    | 6.59                  | 2.5                    | 1.6(1)             | 12                            | 351                           |
| $^{197}\text{Au}^{7+}$    | 23.76      | 16.61                    | 6.98                  | 3.0                    | 1.8(1)             | 13                            | 339                           |
| $^{197}\text{Au}^{9+}$    | 29.60      | 22.00                    | 7.64                  | 3.5                    | 2.2(2)             | 14                            | 342                           |
| $^{197}\text{Au}^{10+}$   | 32.56      | 24.72                    | 7.86                  | 3.8                    | 2.4(2)             | 15                            | 339                           |
| $^{197}\text{Au}^{11+}$   | 35.31      | 27.46                    | 8.08                  | 4.0                    | 2.6(2)             | 15                            | 340                           |
| $^{197}\text{Au}^{15+}$   | 47.58      | 38.17                    | 8.74                  | 4.8                    | 3.5(3)             | 17                            | 336                           |
| $^{197}\text{Au}^{20+}$   | 62.45      | 55.03                    | 9.41                  | 5.7                    | 4.7(3)             | 20                            | 332                           |
| $^{238}\text{U}^{5+}$ **) | 17.39      | 9.48                     | 7.18                  | 2.0                    | 1.3(1)             | 12                            | 429                           |
| $^{238}\text{U}^{6+}$     | 20.85      | 12.57                    | 8.02                  | 2.4                    | 1.6(1)             | 13                            | 469                           |
| $^{238}\text{U}^{8+}$     | 26.84      | 17.48                    | 9.04                  | 3.0                    | 2.0(1)             | 14                            | 473                           |

\*) Drei-Linien-Quelle, eingebaut im Kryostaten

\*\*) Diese Messung wurde nicht in derselben Strahlzeit durchgeführt, sondern in der darauffolgenden Strahlzeit, in der auch die Messung zur Beschleuniger-Massenspektrometrie durchgeführt wurde. Der experimentelle Aufbau wird in Kapitel 7.1 beschrieben.

<sup>1)</sup> ohne  $\Delta E_{<FP>2}$  (Beitrag aus Fluktuationen zwischen elektronischem und nuklearem Energieverlust)

<sup>2)</sup> einschließlich  $\Delta E_{<FP>2}$

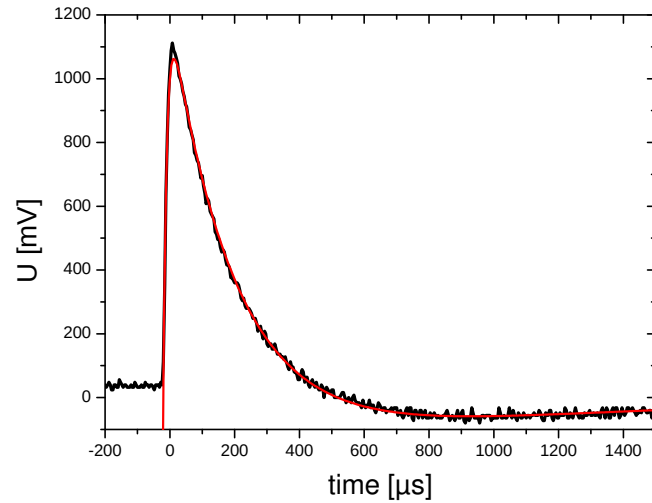
Tabelle 5.3: Zusammenstellung der untersuchten Ionen und ihrer Energien sowie der Reichweiten und des Konversionsrauschens  $\Delta E_{KV}$ , das sich aus den integrierten Energieverlusten  $\delta E_{el}$  und  $\delta E_n$  ergibt. Die Energien wurden aus der Terminalspannung des Tandem-Beschleunigers bestimmt und haben einen absoluten Fehler von 1%. Die integrierten Energieverluste wurden ebenso wie die Reichweiten mit dem Programm TRIM von Ziegler et al. berechnet [49]. Der Fehler des absoluten Temperaturanstiegs  $\Delta T$  im Detektor Al12 ergibt sich aus dem Fehler für die Wärmekapazität C (s. Tabelle 4.3).

5.6 zeigt typische Signale für Kohlenstoff-, Gold- und Uranionen sowie einen Fit nach Gleichung (2.31).

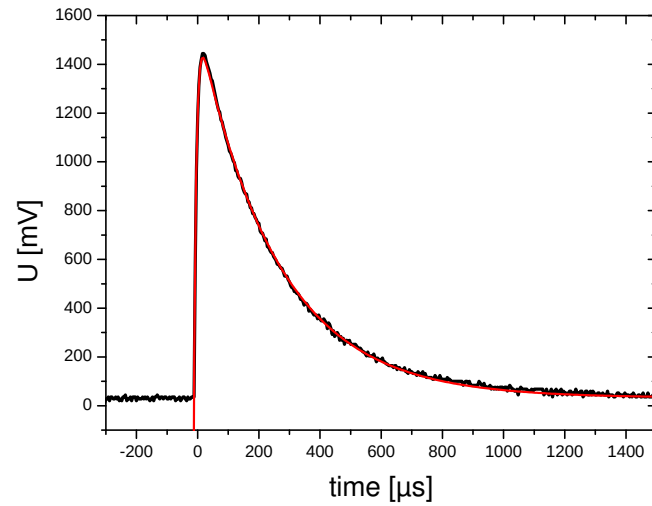
Die Signale folgen dem vorhergesagten Verlauf. Allerdings ist die tatsächliche Signalamplitude  $U_{\max}$  gegenüber der gefitteten Signalamplitude  $U_0$  um den Faktor  $A_{Cs}$  aus Kap. 2.2.3 vermindert.  $A_{Cs}$  hängt ab von  $\tau_{eff}$  und beträgt 0.85 für die Kohlenstoff-Messung, 0.87 für die Gold-Messung und 0.88 für die Uran-Messung.

In Tabelle 5.4 sind  $U_0$ ,  $\tau_{el}$ ,  $\tau_{eff}$  sowie die aus  $U_0$  und  $\tau_{eff}$  berechneten Wärmekapazitäten zusammengestellt. Da sich die Messungen über zwei Tage erstreckten, sind als Referenz jeweils zur selben Zeit aufgenommene Alpha-Signale

a.)



b.)



c.)

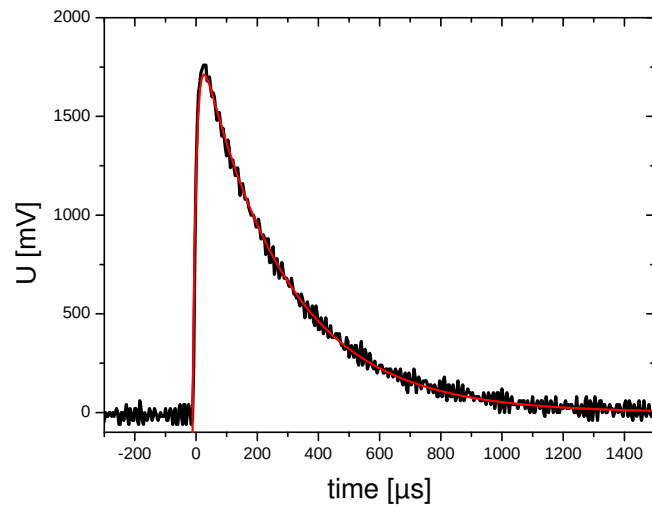


Abbildung 5.6: Dargestellt ist jeweils ein Schwerionensignal für a.)  $^{13}\text{C}^{3+}$ , b.)  $^{197}\text{Au}^{6+}$ , c.)  $^{238}\text{U}^{8+}$ . Die Verstärkung betrug 1000. Der Unterschinger für  $^{13}\text{C}^{3+}$  ist darauf zurückzuführen, daß der Hochpaß des Vorverstärkers für diese Messung nicht maximal offen war wie für die anderen Signale. Eingezeichnet sind auch die Fitkurven nach Gleichung (2.31).

angegeben. Nur für Gold wurde aus Zeitgründen kein Alpha-Signal zum Vergleich aufgenommen. Da es sich um Einzelsignale handelt, ist die Energie nicht sicher bekannt; es muß daher bei den Alphasignalen eine Unsicherheit in der Energie von 6% (Drei-Linien-Quelle) und für die Schwerionen von 1% eingerechnet werden, was für die Berechnung von  $C$  aus  $U_0$  einen zusätzlichen Fehler bedeutet. Der Hauptbeitrag im Fehler von  $C$  aus  $\tau_{eff}$  stammt jedoch von der Bestimmung der thermischen Ankopplung  $k$  (s. Kap 4.3.1).

| Ion                    | $U_0$<br>[ $\mu$ V] | $\tau_{el}$<br>[ $\mu$ s] | $\tau_{eff}$<br>[ $\mu$ s] | $C$ [nJ/K]<br>aus $U_0$ | $C$ [nJ/K]<br>aus $\tau_{eff}$ |
|------------------------|---------------------|---------------------------|----------------------------|-------------------------|--------------------------------|
| $^{13}\text{C}^{3+}$   | 1322(10)            | 11(1)                     | 203(3)                     | 2.8(1)                  | 2.7(7)                         |
| $^4\text{He}^{2+}$     | 600(30)             | 12(1)                     | 212(3)                     | 2.8(5)                  | 2.7(7)                         |
| $^{197}\text{Au}^{6+}$ | 1611(2)             | 8(1)                      | 257(1)                     | 3.9(2)                  | 3.4(9)                         |
| $^{238}\text{U}^{8+}$  | 2034(5)             | 10(1)                     | 279(3)                     | 4.0(2)                  | 3.7(9)                         |
| $^4\text{He}^{2+}$     | 399(2)              | 12(1)                     | 295(2)                     | 4.0(4)                  | 3.9(9)                         |

Tabelle 5.4: Zusammenstellung der aus  $U_0$  und  $\tau_{eff}$  bestimmten Wärmekapazitäten (Diskussion siehe Text). Für die thermische Ankopplung  $k$  wurde der Wert  $k = 14 \mu\text{W/K}$  verwendet.

Im Rahmen der Fehler stimmen die zeitgleich gemessenen Werte für Alpha-Teilchen und Schwerionen ebenso überein wie auch die aus  $U_0$  und  $\tau_{eff}$  bestimmten Werte für jede Ionensorte. Daraus ergibt sich eine Thermalisierung von  $(93 \pm 13)\%$ . Im Gegensatz zum Detektor mit Germanium-Thermistor SGe2 wird somit kein Verlust an Signalamplitude durch zu schnelles Abführen des Temperaturanstiegs und das Kältebad beobachtet. Dies liegt an der kürzeren Thermalisierungszeit von nur  $2.5 \mu\text{s}$  und der deutlich schwächeren thermischen Ankopplung. Wie bei SGe2 beobachtet man keine Abhängigkeit der Anstiegszeit von der Ionensorte; die ermittelte Anstiegszeit stimmt mit dem Wert von  $\tau_{el} = 14(1) \mu\text{s}$  aus Tabelle 4.4 überein. Auch für diese Detektoren wird demnach die Anstiegszeit von der elektronischen Zeitkonstanten bestimmt.

Zwischen der ersten und der zweiten Messung lagen 29 Stunden, zwischen der zweiten und der dritten Messung 25 Stunden. In dieser Zeit erhöhte sich die Wärmekapazität um 43%, im Vergleich mit dem Wert aus Tabelle 4.3 sogar um 82%. Der Druck in der Beamline lag bei  $p \approx 10^{-5}$  mbar. Man kann daher annehmen, daß das Anwachsen der Wärmekapazität auch hier, wie schon für den Detektor SGe2 diskutiert, durch Auffrieren von Restgas auf dem Detektor begründet ist. Im Vergleich mit dem Wert  $C = 2.2 \text{ nJ/K}$  aus Tabelle 4.3 ergibt sich unter der Annahme, daß die aufgefrorene Schicht aus Luft (Stickstoff und Sauerstoff) besteht, eine Schichtdicke von anfangs 14 nm, die bis zum Ende der Messung auf 45 nm angewachsen ist. Man sieht auch, daß das Anwachsen nicht kontinuierlich erfolgt: Obwohl die Zeit zwischen der Kohlenstoff- und der Goldmessung fast genau so lang war wie die zwischen Gold- und Uranmessung, ist im letzteren Fall die Änderung in der Wärmekapazität sehr viel geringer. Möglicherweise gab es beim Ein- und Ausfahren des Silizium-Detektors ein temporäres Leck, durch das schubweise zusätzlich Luft in das System drang. Zwischen der ersten und der zweiten Messung wurde der

Silizium-Detektor viermal in den Strahl und wieder herausgefahren, zwischen der zweiten und der dritten Messung nur noch zweimal.

Insbesondere für Langzeit-Messungen, z.B. in der AMS, ist es notwendig, die Kondensation von Restgas auf dem Detektor zu verhindern oder zumindest zu minimieren. Folgende Maßnahmen können hier Abhilfe schaffen:

- Verbesserung des Vakuums im Strahlrohr und Einsatz einer Kryo-Pumpe unmittelbar vor dem Ventil zum Kryostaten minimieren die Anzahl der Restgasatome.
- Ein auf Stickstoff-Temperatur gekühltes Rohr parallel zum Strahl adsorbiert Restgasmoleküle an seiner kalten Oberfläche und verhindert, daß sie bis zum Detektor gelangen. Je kleiner der Rohrdurchmesser und je länger das Rohr ist, desto effektiver ist die Adsorption. Es besteht jedoch insbesondere bei Experimenten, die eine große aktive Detektorfläche erfordern, die Gefahr, daß durch unpräzise Justage eines solchen Rohres Teile des Ionenstrahls nicht mehr zum Detektor gelangen (s. Kap. 7.4).
- Da die Restgasmoleküle aufgrund des niedrigen Druckes im Strahlrohr freie Weglängen von mehreren Metern haben, erreicht ein parallel zum Strahl eingebautes Rohr keine große Effizienz beim Abfangen der Moleküle. Installiert man kurz vor dem Kryostaten nochmals einen 90°-Umlenkmagneten, kann man senkrecht zur Eintrittsrichtung des Strahls eine auf Stickstoff-Temperatur gekühlte Fläche installieren, die einen großen Teil der Restgasmoleküle aus dem Strahlrohr abfängt, während die Ionen unter 90° zum Detektor weitergeleitet werden. Im Gegensatz zu den beiden ersten Maßnahmen ist der Aufbau eines solchen Magneten jedoch nur unter großem Aufwand realisierbar.

Durch die Verbesserung des Vakuums auf  $p \approx 10^{-7}$  mbar und den Einbau eines Stickstoff-gekühlten Rohres von ca. 50 cm Länge vor dem Detektor konnte die Erhöhung der Wärmekapazität durch Restgaskondensation in der zweiten Strahlzeit (AMS-Messungen) deutlich reduziert werden (s. Kap. 7.8.3).

Die Vergrößerung der Wärmekapazität kann zu einer Verschlechterung der Energieauflösung führen, da die Signalamplitude verringert und das SNR kleiner wird. Im Vergleich mit den Werten für die Wärmekapazitäten aus Tabelle 5.4 muß beachtet werden, daß die im folgenden präsentierten systematischen Messungen innerhalb von 48 Stunden durchgeführt wurden, d.h. zwischen der Kohlenstoff- und der Gold-Messung lagen nur 6 Stunden. Betrachtet man den Unterschied in der Wärmekapazität zwischen der Gold- und der Uran-Messung, kann man sagen, daß der Effekt durch die Vergrößerung der Wärmekapazität während dieser systematischen Untersuchungen maximal 10% beträgt. Sie ist daher in der folgenden Diskussion in Kap. 5.2.3 vernachlässigbar.

### 5.2.3 Pulshöhenspektren für Schwerionen

Ziel der Messungen war es, die Abhängigkeit der Energieauflösung von der Ionenenergie und Ionensorte sowie die Response-Funktion des Detektors im für die Beschleuniger-Massenspektrometrie typischen Energiebereich zu untersuchen. Es wurde bereits festgestellt, daß man aufgrund der hohen Energieschärfe des Strahls von

$\Delta E/E = 10^{-4}$  davon ausgehen kann, daß die erreichte Auflösung nicht von der Qualität des Strahls limitiert wird. Abbildung 5.7 zeigt als Beispiel ein Spektrum für  $^{238}\text{U}^{5+}$ . Der Peak ist im wesentlichen gaußförmig; die "Schulter" auf der Niederenergieseite ist auf Streuung des Strahles an den Eintrittsblenden zurückzuführen. Die Energieauflösung beträgt  $\Delta E = 80(1)$  keV, d. h.  $\Delta E/E = 4.6 \times 10^{-3}$ . Das Baseline Noise lag in dieser Messung bei 54 keV. Die erreichte Energieauflösung wird im Zusammenhang mit den systematischen Untersuchungen in Abschnitt 5.2.3.1 ausführlich diskutiert.

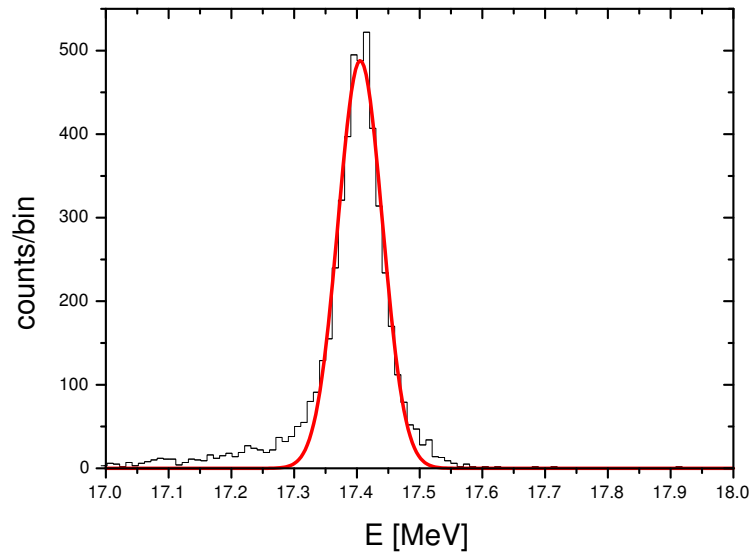


Abbildung 5.7: Spektrum für  $^{238}\text{U}^{5+}$ : Die Energieauflösung beträgt  $\Delta E = 80(1)$  keV, d.h.  $\Delta E/E = 4.6 \times 10^{-3}$ .

### 5.2.3.1. Abhängigkeit der Energieauflösung von Ionensorte und -energie:

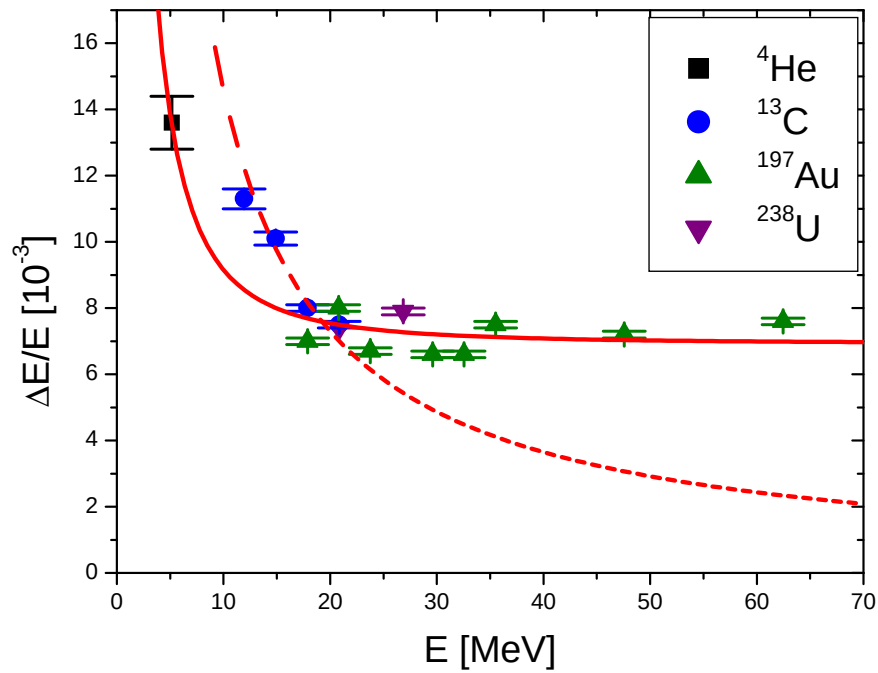
In Abbildung 5.8 ist die relative Auflösung  $\Delta E/E$  in Abhängigkeit von der Energie und der Ionensorte sowohl für den Detektor Al12 als auch für den Si-Detektor dargestellt. Die Zahlenwerte für die Energieauflösung sind in Anhang A tabelliert.

Die Auflösung des Si-Detektors wird in Abschnitt 5.2.3.3 ausführlich diskutiert. Für den Tieftemperatur-Detektor sollen im folgenden die verschiedenen Faktoren diskutiert werden, die die Energieauflösung beeinflussen.

In Abb. 5.8 lassen sich qualitativ zwei Bereiche unterscheiden, in denen  $\Delta E/E$  eine unterschiedliche Abhängigkeit von  $E$  zeigt: Für  $E \leq 20$  MeV beobachtet man ein deutliches Anwachsen der relativen Auflösung. Für  $E > 20$  MeV hingegen ist  $\Delta E/E$  näherungsweise konstant, unabhängig von Ionensorte und -energie. Um dieses Verhalten quantitativ zu verstehen, wurde versucht, die Daten mit einer analytischen Funktion konsistent zu beschreiben. Abbildung 5.8a.) zeigt zwei Fits an die Daten:

Die gestrichelte Kurve repräsentiert einen Fit an die Daten, bei dem eine reine  $1/E$ -Abhängigkeit der relativen Energieauflösung angenommen wurde, d.h. daß  $\Delta E = \Delta E_{\text{BLN}} = \text{konstant}$  ist und die Auflösung nur durch das SNR begrenzt wird. Diese Kurve beschreibt die Daten jedoch sehr unbefriedigend. Der Fit ergibt einen

a.)



b.)

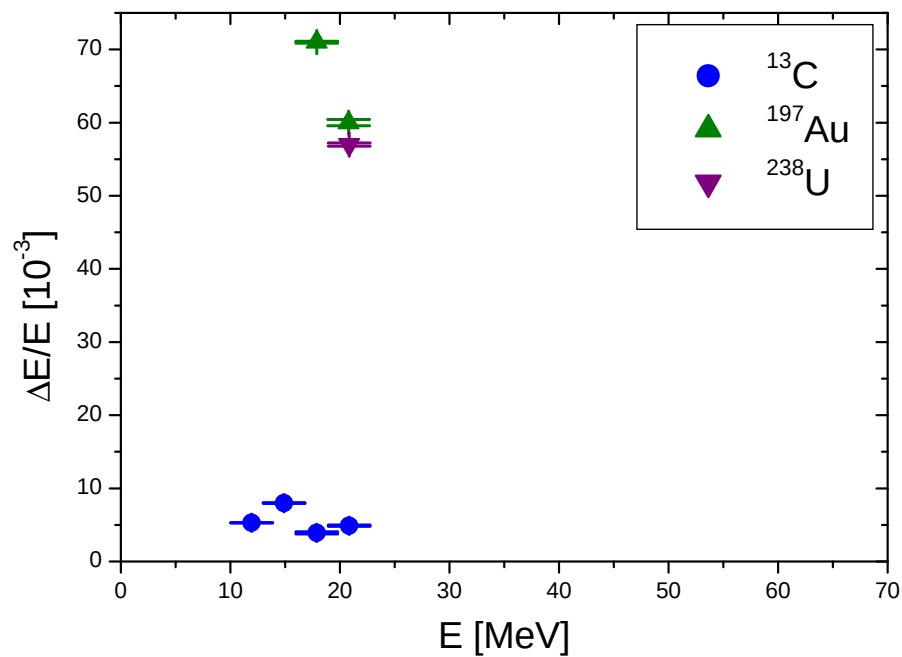


Abbildung 5.8: Gezeigt ist die relative Auflösung  $\Delta E/E$  in Abhängigkeit von der Energie und der untersuchten Ionen für a.) den Detektor Al12 und b.) den Si-Detektor, für den exemplarisch für einige Ionenenergien Spektren zum Vergleich aufgenommen wurden. Die Auflösung für  $^4\text{He}$  wurde mit der Alpha-Quelle bestimmt, die im Kryostaten eingebaut war. Daher konnte mit dem Si-Detektor kein  $^4\text{He}$  gemessen werden. Die gestrichelte Kurve im Bild a.) beschreibt die  $1/E$ -Kurve, die erwartet wird, wenn die Auflösung durch das SNR begrenzt ist. Die durchgezogene Kurve zeigt einen Fit an die Daten nach Gleichung (5.1), der weitere Beiträge zur Energieauflösung berücksichtigt (siehe Text).

Wert für das Baseline Noise von  $\Delta E_{\text{BLN}} = 146$  keV. Dies ist deutlich höher als die Auflösung für die Alpha-Teilchen, die bei 70(5) keV liegt.

Die durchgezogene Kurve beschreibt daher einen Fit mit einer Funktion, in der zum  $1/E$ -Term in der Energieauflösung zwei weitere Terme addiert wurden:

$$f(E) = \sqrt{\Delta E_{\text{BLN}}^2 + K_1 \cdot E + K_2 \cdot E^2} \cdot \frac{1}{E} \quad (5.1)$$

Der Term  $\Delta E/E \sim 1/\sqrt{E}$  beschreibt die Statistik der Quantenfluktuationen (s. Kap. 2.6.3). Die physikalische Interpretation des Terms  $\Delta E/E = \text{konstant}$  wird weiter unten ausführlich diskutiert.

Für die Parameter  $\Delta E_{\text{BLN}}$ ,  $K_1$  und  $K_2$  wurden folgende Ergebnisse erzielt:

- Baseline Noise:

Der Fit liefert für das Baseline Noise ein Ergebnis von  $\Delta E_{\text{BLN}} = 60(2)$  keV. Aus der Digitalisierung der Vorverstärker-Signale und dem digitalen Filtern wurde ein Baseline Noise nach dem Vorverstärker von  $\Delta E_{\text{BLN}} = 120$  keV ermittelt. Wie in Kap. 4.3.4 bereits diskutiert, glättet der Hauptverstärker das Signal und unterdrückt dadurch einen Teil des Baseline Noise. Der Wert von 60 keV ist gut verträglich mit der für Alpha-Teilchen erreichten Auflösung von 70(5) keV.

Für  $^{13}\text{C}^{6+}$  und  $^{197}\text{Au}^{5+}$  wurden zusätzlich Vorverstärkersignale digitalisiert und die Daten digital gefiltert, um eine Verbesserung der Energieauflösung zu erreichen (s. Kap. 4.1.3). Tabelle 5.5 zeigt die Ergebnisse:

| Ion                    | $\Delta E_{\text{HV}}$<br>[keV] | $\Delta E_{\text{FI}}$<br>[keV] |
|------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| $^{13}\text{C}^{6+}$   | 157(3)                          | 137(4)                          |
| $^{197}\text{Au}^{5+}$ | 126(1)                          | 103(2)                          |

Tabelle 5.5: Verbesserung der Energieauflösung durch digitales Filtern: Verglichen wird die mit dem Hauptverstärker erreichte Energieauflösung  $\Delta E_{\text{HV}}$  mit der durch digitales Filtern erreichten Auflösung von  $\Delta E_{\text{FI}}$ .

Die durch das digitale Filtern erzielte Verbesserung ist konsistent mit dem aus dem Fit ermittelten Wert für das Baseline Noise von  $\Delta E_{\text{BLN}} = 60(2)$  keV.

- Statistik der Quantenfluktuationen:  $\Delta E \sim \sqrt{E}$ :

Selbst für die höchste Energie beträgt der Beitrag zur Energieauflösung aus der Quantenstatistik (s. Kap. 2.6.3) nur  $\Delta E_{\text{qm}} = 211$  eV. Dieser Beitrag wird vom Baseline Noise überdeckt und ist nicht nachweisbar. Die besten Fit-Ergebnisse wurden daher mit  $K_1 = 0$  erzielt.

- Beiträge mit  $\Delta E \sim E$ :

Die Konstante  $K_2$  beschreibt einen Term, in dem die relative Auflösung  $\Delta E/E$  konstant ist, d.h.  $\Delta E \sim E$  gilt. Die Proportionalitätskonstante ergibt sich aus dem Fit zu  $\sqrt{K_2} = 6.93(5) \times 10^{-3}$ . Es gibt drei Beiträge zur Energieauflösung, die eine solche lineare Energieabhängigkeit haben können:

– Konversionsrauschen:

In Tabelle 5.3 wurde das Konversionsrauschen ohne den und mit dem Beitrag  $\Delta E_{<FP>^2}$ , der die Fluktuationen zwischen nuklearer und elektronischer Energiedeposition beschreibt, berechnet. Für Uran ergab sich eine Abschätzung von  $\Delta E_{<FP>^2} \approx (400 - 500)$  keV, deutlich mehr als die erreichte Auflösung von  $(70 - 200)$  keV. Dieser Beitrag wird offenbar stark überschätzt, da sowohl die Energie aus dem elektronischen als auch aus dem nuklearen Energieverlust nachgewiesen wird (s. Diskussion in Kap. 2.6.3). Außerdem werden für  $^{13}\text{C}^{6+}$ ,  $^{197}\text{Au}^{6+}$  und  $^{238}\text{U}^{6+}$  vergleichbare relative Auflösungen erreicht; eine Verschlechterung der Auflösung für die schweren Ionen bei derselben Energie ist nicht erkennbar. Betrachtet man das Konversionsrauschen ohne  $\Delta E_{<FP>^2}$ , ist der Beitrag des Konversionsrauschens im Saphir-Absorber zur Energieauflösung nicht relevant. Dieser Effekt kann daher das Verhalten  $\Delta E \sim E$  nicht befriedigend erklären.

– Ortsabhängigkeit des Detektor-Ansprechverhaltens:

Aufgrund der starken Anisotropie der Wärmeleitung des Saphirkristalls parallel und senkrecht zur Detektoroberfläche (s. Kap. 3.3.3) breiten sich die Phononen in unterschiedlichen Richtungen des Kristalls unterschiedlich schnell aus. Für einen Kristall der Dicke  $330 \mu\text{m}$  beträgt die geschätzte Ausbreitungszeit senkrecht zur Oberfläche  $0.03 \mu\text{s}$ , parallel zur Oberfläche hingegen  $2.5 \mu\text{s}$ . Daraus kann eine Ortsabhängigkeit des Detektor-Ansprechverhaltens resultieren (s. Kap. 2.5.2): Wenn Ionen an unterschiedlichen Positionen des Detektors auftreffen, kann aus der unterschiedlichen Wärmeleitung eine unterschiedlich schnelle Thermalisierung resultieren, das heißt eine unterschiedliche Anstiegszeit des Temperatursignals und – je nach Stärke der thermischen Ankopplung – auch eine unterschiedliche Signalamplitude. Der relative Unterschied in der Signalamplitude an verschiedenen Auftreffpositionen des einfallenden Teilchens wird nur von der Thermalisierungszeit, d.h. von der Wärmeleitfähigkeit des Absorbers, bestimmt und ist daher unabhängig von der Teilchenenergie. Man erwartet demnach, daß die relative Energieauflösung nicht von der Energie abhängt, sondern durch Größe und Wärmeleitfähigkeit des Absorbers bestimmt wird. Wird nur ein Teil des Absorbers vom Ionenstrahl getroffen, wird der Effekt verringert und damit die Energieauflösung verbessert.

– "Excess Noise":

In Kapitel 2.6 wurde auch das von McCammon et al. beobachtete Excess Noise diskutiert, das als ein Beitrag von Energiefluktuationen zwischen Elektronen- und Phononensystem des Thermistors interpretiert wird[57]. Eine explizite Energieabhängigkeit dieses Beitrags geben die Autoren nicht an. Möglicherweise ist ein Verhalten proportional zu  $E$  aber nicht völlig auszuschließen.



### **Verbesserung der Energieauflösung durch Optimierung des experimentellen Aufbaus:**

In einem zweiten Experiment mit  $^{238}\text{U}^{5+}$ , das u.a. der Vorbereitung der AMS-Messungen diente (s. Kap. 7), wurde versucht, die in den systematischen Untersuchungen erreichte Energieauflösung durch Optimierung des experimentellen Aufbaus zu verbessern: Der Einbau einer auf Stickstoff-Temperatur gekühlten Blende im Strahlrohr reduzierte die Kondensation von Restgas auf den Detektor, sodaß in dieser Messung die Wärmekapazität nicht erhöht war. Außerdem wurde in diesem Experiment der Ionenstrahl mit einem zusätzlichen Quadrupol-Magneten auf den Detektor fokussiert, sodaß der Durchmesser des Ionenstrahls nur ca. 1 mm betrug, während in den systematischen Untersuchungen der gesamte Detektor ausgeleuchtet worden war.

Berechnet man aus der Fitkurve die Energieauflösung für  $^{238}\text{U}^{5+}$  ( $E = 17.39$  MeV), die während der systematischen Untersuchungen erreicht worden wäre, erhält man einen Wert von  $\Delta E = 134(7)$  keV. In der Messung 01/2003 wurde eine Auflösung von  $80(1)$  keV erreicht (s. Abb. 5.7). In dieser Messung konnte durch den Einsatz des digitalen Filterns keine wesentliche Verbesserung der Energieauflösung erreicht werden:  $\Delta E_{\text{HV}} = 80(1)$  keV,  $\Delta E_{\text{FI}} = 77(1)$  keV. Dies bestätigt die Interpretation, daß bei einer Energie von 17.39 MeV die Auflösung nicht mehr vom SNR limitiert wird; der Beitrag  $\Delta E/E \sim E$  dominiert.

Der Effekt der Ortsabhängigkeit wurde durch den kleineren Strahlfleck, der nur einen Teil des Detektors ausleuchtete, verringert. Dadurch wurde die Energieauflösung verbessert.

Da das Restgas hauptsächlich auf der dem Strahlrohr zugewandten Oberfläche des Detektors kondensiert, deponieren die einfallenden Ionen einen Teil ihrer Energie in der kondensierten Restgas-Schicht. Diese Schicht ist mit hoher Wahrscheinlichkeit amorph und hat eine relativ geringe Wärmeleitfähigkeit. Sie kann daher die Thermalisierungszeit verlängern und damit den Effekt der Ortsabhängigkeit der Detektor-Ansprechfunktion verstärken. Daher verschlechtert die Kondensation von Restgas die Energieauflösung ebenfalls, obwohl nicht das SNR die Auflösung limitiert. Die Verbesserung in der Auflösung wurde auch dadurch erreicht, daß kein Restgas auf dem Detektor kondensiert war.

### **Vergleich mit früheren Ergebnissen von Meier et al.:**

Meier hat in einer Reihe von Messungen [19, 20, 21] für verschiedene Ionen von Sauerstoff bis Blei und Energien im Bereich 8.5 – 14 MeV/amu eine relative Auflösung von  $\Delta E/E = 4 \times 10^{-3}$  erreicht. Nur in einer Messung, die mit dem direkten, durch Schlitze abgeschwächten Strahl durchgeführt wurde, wurde eine Auflösung von  $\Delta E/E = 1.6 \times 10^{-3}$  erreicht. Meier hat dies dahingehend interpretiert, daß Einflüsse der Streutargets die Auflösung begrenzen [19]. Die erreichte relative Energieauflösung von  $4 \times 10^{-3}$  kann aber auch als Effekt einer Ortsabhängigkeit der Detektor-Ansprechfunktion interpretiert werden: Wird der ganze Detektor mit Ionen bestrahlt, limitiert die Ortsabhängigkeit die relative Energieauflösung auf  $\Delta E/E \approx 4 \times 10^{-3}$ . Durch die Abschwächung des Strahls mit Schlitzen bei der oben zitierten Messung von Meier wurde auch der Strahldurchmesser verkleinert, sodaß nur ein Teil des Detektors ausgeleuchtet wurde, wahrscheinlich der zentrale Teil mit dem Thermistor. Dies hatte eine Verbesserung der Energieauflösung zur Folge.

**Fazit:**

Die systematischen Untersuchungen im Bereich relativ niedriger Ionenenergien haben gezeigt, daß nur für Energien bis ca. 15 MeV die Energieauflösung durch das SNR begrenzt ist. Bei höheren Energien beobachtet man ein lineares Verhalten  $\Delta E \sim E$ . Dieses Verhalten kann begründet werden durch eine Ortsabhängigkeit des Detektor-Ansprechverhaltens, die durch die starke Anisotropie der Wärmeleitfähigkeit parallel und senkrecht zur Oberfläche des Absorbers hervorgerufen wird. Kondensation von Restgas auf dem Detektor verschlechtert die Energieauflösung daher nicht durch das schlechtere SNR aufgrund der erhöhten Wärmekapazität. Jedoch ist in der aufgefrorenen Luftschicht die Wärmeleitfähigkeit deutlich geringer als im Saphir-Kristall; da die Ionen einen Teil ihrer Energie in der Restgas-Schicht deponieren, wird der Effekt der Ortsabhängigkeit verstärkt, je dicker die aufgefrorene Luftschicht ist. Weitere systematische Untersuchungen mit Blenden verschiedener Größe, die Teile des Detektors abschirmen, müssen klären, ob dieser Effekt tatsächlich die letztendliche Limitierung der Energieauflösung darstellt. Sollte dies der Fall sein, müssen mehrere Detektoren mit kleineren Absorberflächen in einem Array verwendet werden, um den Effekt zu minimieren.

**5.2.3.2 Abhängigkeit der Peak-Position von Ionensorte und -energie:**

Um die Energie-Linearität des Detektors zu testen, wurde die Abhängigkeit der Peak-Position von Ionensorte und -energie untersucht. Hierbei muß man allerdings berücksichtigen, daß sich die Peak Position aufgrund der stetig anwachsenden Wärmekapazität allmählich nach unten verschiebt, da durch die Erhöhung der Wärmekapazität die Signalamplitude verringert wird. Dieser Effekt wurde im jeweiligen Pulshöhenspektrum korrigiert. Als Referenz wurde die Position der drei Alpha-Linien benutzt. Aus diesen drei Linien wurde für jede Messung die Energieeichung bestimmt. Da alle anderen Parameter während der gesamten Meßreihe unverändert blieben, konnte eine Änderung der Eichung nur durch die Vergrößerung der Wärmekapazität hervorgerufen werden. Die Korrektur der Position des Ionenpeaks im jeweiligen Spektrum erfolgte dann gemäß der Beziehung

$$\text{Position}_{\text{kor}} = \text{Position}_{\text{unkorr}} + (\text{Eichfaktor}_{\text{kor}} - \text{Eichfaktor}_{\text{unkorr}}) \cdot \text{Ionenenergie} \quad (5.2)$$

Der Fehler in der korrigierten Peak Position lag bei ca. 1%.

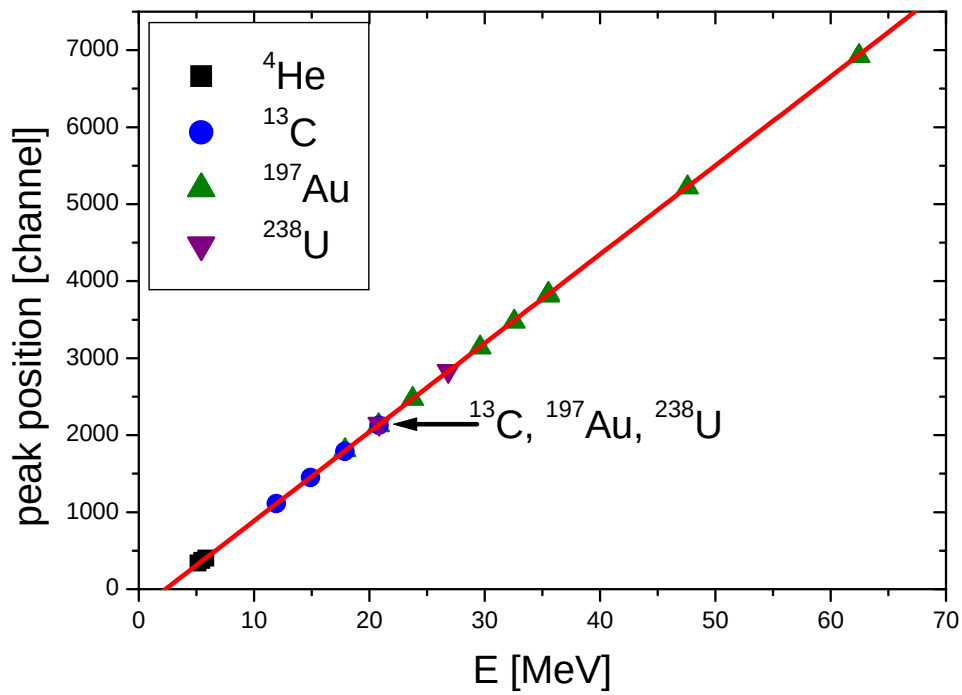
Abbildung 5.9 zeigt die Peak Position in Kanälen in Abhängigkeit von der Energie für den Al12 und den Silizium-Detektor. Die Zahlenwerte sind in Anhang A zusammengestellt. Der Al12 zeigt ein perfekt lineares Verhalten:

Für Kohlenstoff, Gold und Uran liegen alle drei Ionen bei gleicher Energie im Rahmen des Fehlers an derselben Peak Position:

$$\begin{aligned} {}^{13}\text{C}^{6+}: & \quad 2126 \pm 21 \text{ Kanäle} \\ {}^{197}\text{Au}^{6+}: & \quad 2128 \pm 21 \text{ Kanäle} \\ {}^{238}\text{U}^{6+}: & \quad 2150 \pm 22 \text{ Kanäle} \end{aligned}$$

Dies ist ein weiterer Beweis dafür, daß Energieverlustprozesse durch die Erzeugung von Frenkel-Paaren und vergleichbare Prozesse (s. Kap. 2.6.3) im Tieftemperatur-Detektor vernachlässigbar sind. Daher liefert das Konversionsrauschen nur einen vernachlässigbaren Beitrag zum Energieverlust. Dies bestätigt die Ergebnisse aus Abschnitt 5.2.3.1 .

a.)



b.)

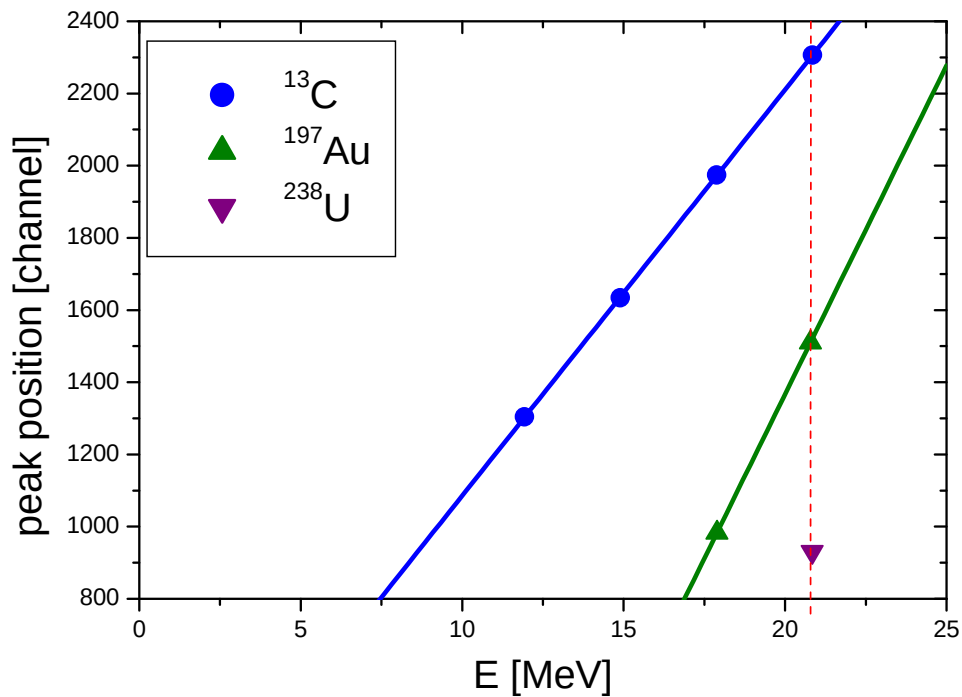


Abbildung 5.9: Aufgetragen ist die Peak Position in Abhängigkeit von der Energie und Ionensorte für a.) den Detektor AL12 und b.) den Silizium-Detektor. Die Gerade in a.) ist ein linearer Fit an die Daten; der Offset des ADC wurde nicht korrigiert, weshalb die Gerade nicht durch den Nullpunkt geht. Auch in b.) sind für Kohlenstoff und Gold die linearen Fits eingezeichnet.

Die hervorragende Linearität des Tieftemperatur-Detektors ermöglicht es, Ionen unterschiedlicher Masse und unterschiedlicher Energie simultan nachzuweisen. Insbesondere ist es möglich, den Detektor mit leichten Ionen bekannter Energie zu eichen und dann mit dieser Eichung die Energie schwerer Reaktionsprodukte zu identifizieren.

Im Gegensatz dazu beobachtet man beim Silizium-Detektor einen deutlichen "Pulshöhendefekt": Die Peak Position des Urans liegt 70% unter der von Kohlenstoff. Die Steigungen der beiden Geraden für Gold und Kohlenstoff sind außerdem unterschiedlich. Aus der Eichung für den leichten Kohlenstoff kann daher nicht auf die Energie schwerer Ionen geschlossen werden.

### 5.2.3.3 Vergleich des Tieftemperatur-Detektors mit dem Silizium-Oberflächen-Sperrschichtzähler:

Um das Verhalten von Tieftemperatur-Detektor und Silizium-Oberflächen-Sperrschichtzähler direkt miteinander vergleichen zu können, wurden mit beiden Detektoren unter denselben Bedingungen Spektren aufgenommen. Dazu wurde der Silizium-Detektor vor dem Kryostaten in den Strahl gefahren (s. Kap. 5.2.1). Abbildung 5.10 zeigt direkt nacheinander aufgenommene Spektren des Al<sup>12</sup> und des Silizium-Detektors für <sup>238</sup>U<sup>6+</sup>. Beide Spektren wurden jeweils im selben Energie-Fenster dargestellt, um den direkten Vergleich zu ermöglichen.

In Abbildung 5.8 ist die relative Auflösung für verschiedene Ionen und Energien von Tieftemperatur-Detektor und Silizium-Detektor gegenübergestellt. Für den leichten Kohlenstoff ist der Tieftemperatur-Detektor limitiert durch das SNR, sodaß mit dem Silizium-Detektor eine vergleichbare oder sogar bessere Energieauflösung erreicht wird. Für die schweren Ionen Gold und Uran hingegen ist der Tieftemperatur-Detektor in seiner Auflösung um eine Größenordnung besser als der Si-Detektor. Die Auflösung des Si-Detektors war zum einen limitiert durch Strahlenschäden, die bei diesen Detektoren bereits nach Bestrahlungen mit sehr schweren Ionen von einigen Stunden Dauer zu einer erheblichen Verschlechterung der Auflösung führten. Zum anderen tragen nach [55] die Fluktuationen zwischen nuklearem und elektronischem Energieverlust  $\Delta E_{<FP>^2}$  entscheidend zur Energieauflösung von Ionisationsdetektoren bei. In Tabelle 5.3 wurde das Konversionsrauschen unter Berücksichtigung dieses Beitrags zu  $\Delta E_{KV} = 469$  keV abgeschätzt.

In systematischen Untersuchungen haben z.B. Schmitt et al. [6] für Brom in einem Energie-Bereich von 30–120 MeV eine Energieauflösung von 1.5 MeV gemessen, unabhängig von der Ionen-Energie. Dies entspricht je nach Energie einer relativen Auflösung von 5–1 %.

Die systematischen Untersuchungen haben gezeigt, daß sich mit dem Tieftemperatur-Detektor im Energiebereich von 0.1–1 MeV/amu eine deutlich bessere Energieauflösung als mit einem konventionellen Silizium-Detektor erreichen läßt. Im Gegensatz zum Silizium-Detektor ließ sich für den Tieftemperatur-Detektor kein Pulshöhendefekt beobachten. Zusammen mit der deutlich höheren Resistenz gegen Strahlenschäden (s. Abschnitt 5.3.2) macht das den Tieftemperatur-Detektor insbesondere im Energiebereich von 0.1 – 1 MeV/amu zu einem wertvollen Werkzeug der Schwerionenphysik, das sich in vielen Experimenten erfolgreich einsetzen läßt (s. Kap. 6 und 7).

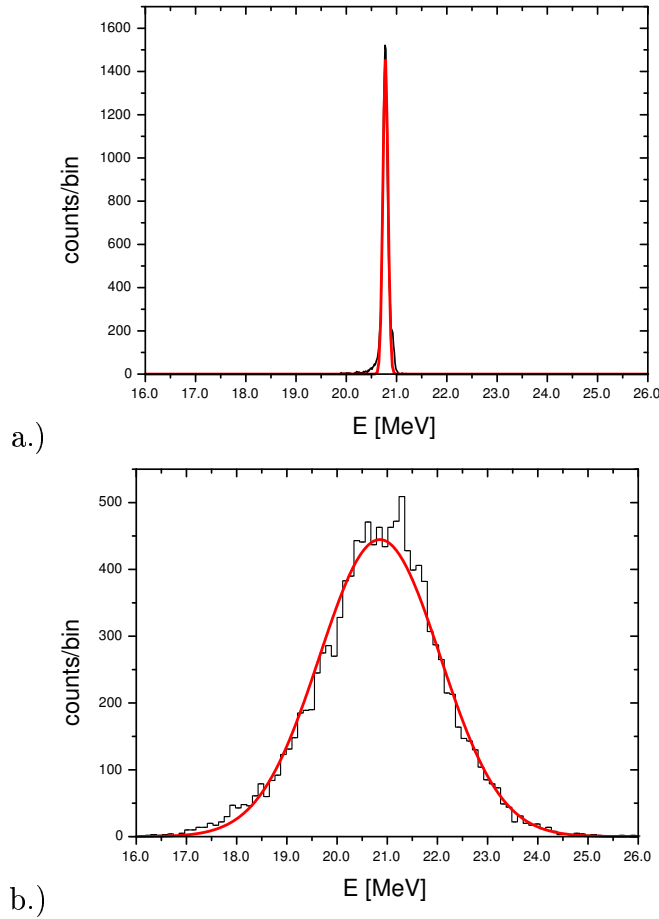


Abbildung 5.10: Dargestellt sind die Spektren für  $^{238}\text{U}^{6+}$ : a.) für Detektor Al12 mit einer Energieauflösung von  $\Delta E = 154(2)$  keV, d.h.  $\Delta E/E = 7.4 \times 10^{-3}$ ; b.) für den Si-Detektor mit  $\Delta E = 1195(9)$  keV, d.h.  $\Delta E/E = 57 \times 10^{-3}$ .

## 5.3 Der Detektor SAL21

### 5.3.1 Vergleich mit Detektor Al12

Der Detektor SAL21 wurde mit  $^{238}\text{U}^{5+}$  ( $E = 17.39$  MeV),  $^{236}\text{U}^{5+}$  ( $E = 17.54$  MeV) und  $^{13}\text{C}^{5+}$  ( $E = 16.65$  MeV) bestrahlt. Abbildung 5.11 zeigt zwei Spektren für  $^{238}\text{U}^{5+}$ , aufgenommen nach dem Hauptverstärker (Abb. 5.11a.) und nach dem digitalen Filtern (Abb. 5.11b.). Im Vergleich mit dem Spektrum von Al12 in Abbildung 5.7 ist deutlich zu sehen, daß die Auflösung etwa um einen Faktor zwei schlechter ist. Sie beträgt  $\Delta E = 170(2)$  keV, d. h.  $\Delta E/E = 9.8 \times 10^{-3}$  für das Hauptverstärker-Spektrum und  $\Delta E = 151(2)$  keV, d. h.  $\Delta E/E = 8.7 \times 10^{-3}$ , nach dem digitalen Filtern. Allerdings muß erwähnt werden, daß dieses Spektrum nicht unter optimalen Bedingungen aufgenommen wurde: Durch das bereits mehrfach diskutierte Auffrieren von Restgas bzw. Luft war die Wärmekapazität auf  $C = 2.3(6)$  nJ/K im Vergleich mit  $C = 0.54(3)$  nJ/K erhöht (vgl. Tabelle 5.6), das entspricht einer Dicke der aufgefrorenen Luftschicht von ca. 28 nm.

Für den Detektor Al12 wurde unter vergleichbaren Bedingungen eine Auflösung von  $\Delta E = 166(2)$  keV erreicht. Die Wärmekapazität lag in dieser Messung bei  $C$

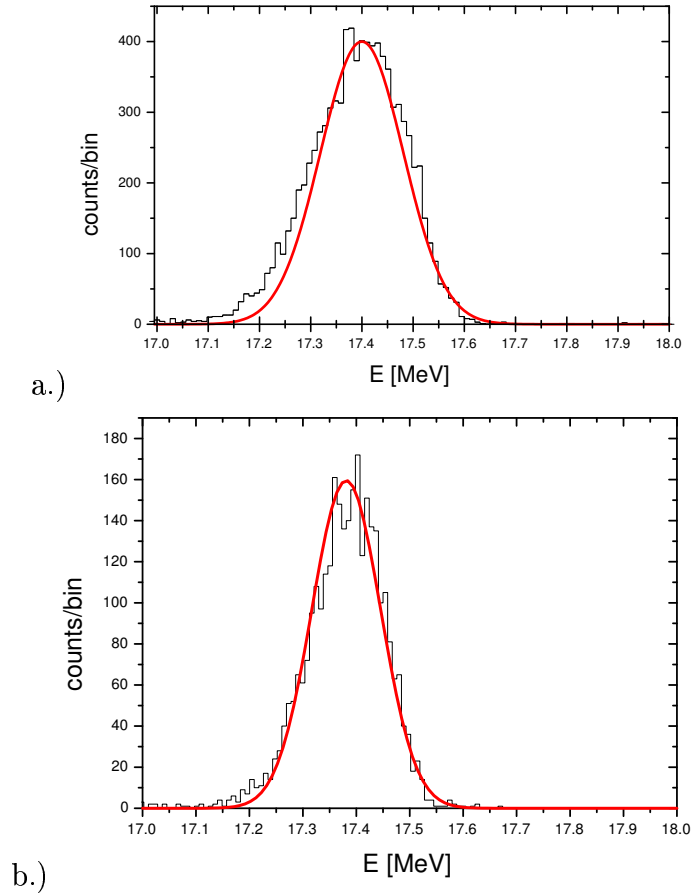


Abbildung 5.11: Spektrum für  $^{238}\text{U}^{5+}$  des Detektors SA121 a.) aufgenommen mit dem Hauptverstärker. Die Energieauflösung beträgt  $\Delta E = 170(2)$  keV, d. h.  $\Delta E/E = 9.8 \times 10^{-3}$ . b.) nach digitalem Filtern: Die Energieauflösung wurde auf  $151(2)$  keV verbessert, das entspricht  $\Delta E/E = 8.7 \times 10^{-3}$ .

$= 3.1(3)$  nJ/K, das entspricht einer Dicke der aufgefrorenen Luftschicht von ca. 23 nm. Da der Detektor SA121 eine größere Fläche hat als der Al12 (vg. Tabelle 3.2), ist die aufgefrorene Luftmenge ca. 1.5 mal so groß. Eine mögliche Verbesserung der Auflösung durch Verringerung der Eigenwärmekapazität des Detektors wurde daher durch die Kondensation von Restgas überdeckt.

Außerdem mußte, um die Übergangstemperatur zu erreichen, eine zweite Helium-Pumpe angeschlossen werden, die zusätzliche Vibrationen und damit zusätzliche Störungen in das System einbrachte. Das Baseline Noise betrug in dieser Messung 185 keV gegenüber 54 keV für die Messung mit Al12.

Für den Detektor SA121 war die Energieauflösung somit durch das SNR limitiert; ein möglicher Einfluß der Qualität des Aluminiumfilms, wie er für die Messungen mit Alpha-Teilchen beobachtet wurde, wurde durch das SNR überdeckt. Weitere Untersuchungen unter optimierten Bedingungen werden zeigen müssen, ob sich die Energieauflösung für Schwerionen durch Verringerung der Wärmekapazität weiter steigern läßt.

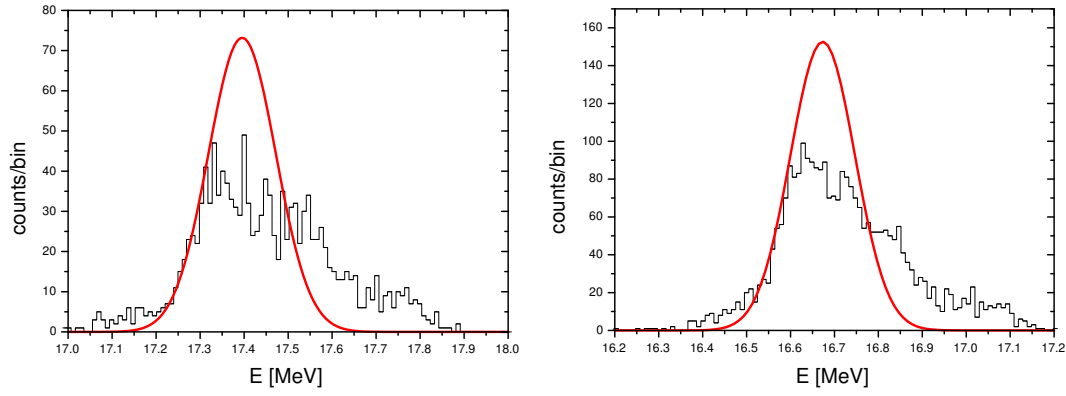


Abbildung 5.12: Spektrum des Detektors SAL21 nach Bestrahlung mit ca.  $10^{14}$  Ionen/cm<sup>2</sup> für a.)  $^{236}\text{U}^{5+}$  und b.)  $^{13}\text{C}^{5+}$ . Eingezeichnet sind die Gaußkurven, die sich mit einer Energieauflösung von  $\Delta E = 170$  keV ergeben würden.

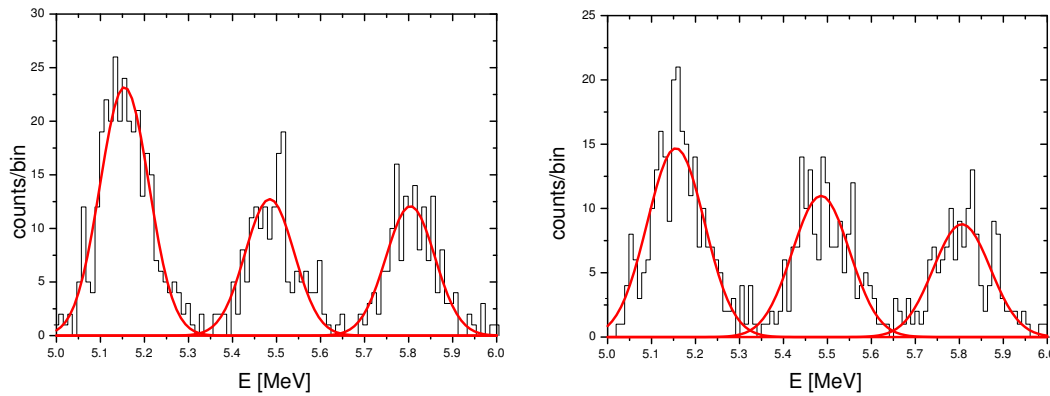


Abbildung 5.13: Alpha-Spektren des Detektors SAL21 a.) vor Strahlenschädigung und b.) nach Strahlenschädigung. Vor der Strahlenschädigung betrug die Energieauflösung für Alpha-Teilchen 133(1) keV, nachher 154(8) keV. Die Verschlechterung ist auf die Vergrößerung der Wärmekapazität durch Restgas-Kondensation und damit auf schlechteres SNR und nicht auf Strahlenschädigung zurückzuführen (s. Text).

### 5.3.2 Einfluß von Strahlenschäden

In Kapitel 3.2.1 wurde diskutiert, daß die Anfälligkeit von Saphir für Strahlenschäden relativ gering ist; die Grenzwerte für eine beobachtbare Amorphisierung (s. Kap. 2.6) betragen  $S_{el} = 2100$  eV/Å und  $S_n = 160$  eV/Å bei einer Dosis von  $6 \times 10^{15}$  Ionen/cm<sup>2</sup>. Bei Bestrahlung senkrecht zur c-Achse jedoch liegt der Wert um ca. einen Faktor 10 niedriger. Mit einem Maximum von  $S_n = 652$  eV/Å für  $^{238}\text{U}^{5+}$  kann man aus diesen Werten abschätzen, daß sich für eine Bestrahlung entlang der c-Achse eine vollständige Amorphisierung bereits bei einer Ionendosis von ca.  $1 \times 10^{14}$  auftreten sollte. Es wurde in Kapitel 3.4.1 ebenfalls dargestellt, daß die Oberfläche der Detektoren mit dünnem Absorber die c-Fläche ist, während die Oberfläche der dicken Absorber um 57.6° gegen die c-Achse geneigt ist. Man erwartet daher für den Detektor SAL21 eine höhere Anfälligkeit gegen Strahlenschäden als für die anderen Detektoren.

Der Detektor Al12 wurde über mehrere Jahre bei verschiedenen Experimenten eingesetzt und während dieser Zeit Zählraten verschiedener Ionen und Energien von ca. 10 – 100 Hz ausgesetzt. Daraus kann man eine akkumulierte Dosis von  $10^8 - 10^9$  Ionen/cm<sup>2</sup> abschätzen. Dennoch wurde bei diesem Detektor bisher keine durch Strahlenschädigung erklärbare Änderung des Detektorverhaltens beobachtet. Es muß jedoch berücksichtigt werden, daß während einer einzelnen Messung maximal  $10^7$  Ionen/cm<sup>2</sup> implantiert wurden, danach wurde der Detektor aufgewärmt. Im warmen Zustand können Defekte ausheilen, sodaß keine akkumulative Schädigung des Detektors beobachtet wird, wie dies beispielsweise bei Silizium-Detektoren der Fall ist (s.o.).

Während des Einrichtens des Strahles am VERA-Beschleuniger wurden die Detektoren versehentlich für kurze Zeit auch dem unabgeschwächten Strahl des Beschleunigers ausgesetzt. Der Strahlstrom hinter der elektrostatischen Analyse (s. Abb. 5.5) beträgt ca. 1 nA. Für  $^{236}\text{U}^{5+}$  resultiert daraus eine Zählrate von  $10^9$  Hz, hieraus läßt sich bei einer Bestrahlung von maximal 10 Minuten Dauer eine Ionendosis von ca.  $10^{14}$  Ionen/cm<sup>2</sup> abschätzen. Abbildung 5.12 zeigt zwei Spektren für  $^{236}\text{U}^{5+}$  und für  $^{13}\text{C}^{5+}$ , die mit dem Detektor SA121 am Ende der Strahlzeit aufgenommen wurden. Von einem gaußförmigen Spektrum kann nicht mehr gesprochen werden. Die Peakform läßt sich durch einen Effekt interpretieren, der aus Strahlenschädigung resultiert: Die Hochenergieschulter deutet auf eine unregelmäßige Thermalisierung hin. Offenbar werden in den erzeugten Defekten Phononen in langlebige Zustände gebunden und tragen dadurch erst zu einem späteren Zeitpunkt zum Temperatur-Signal bei. Aus der Signalform nach der Bestrahlung wurde für Uranionen und Alphateilchen die Wärmekapazität bestimmt (Tabelle 5.6). Für die Alphateilchen stimmen die Wärmekapazitäten aus  $U_0$  und  $\tau_{eff}$  im Rahmen des Fehlers überein; für die Uranionen jedoch sieht man eine deutliche Abweichung. Da die Wärmekapazität aus  $U_0$  die "effektive" Wärmekapazität ist, die aus dem Temperatursprung berechnet wird, kann die Abweichung dahingehend interpretiert werden, daß ein Teil der deponierten Ionenenergie nicht in das Temperatursignal eingeht, sondern in Verlustprozesse. Aus dem Unterschied in den Wärmekapazitäten aus  $\tau_{eff}$  und  $U_0$  für Uran ergibt sich eine Thermalisierung von 65%. Im Vergleich dazu wurde für den Detektor Al12 in Tabelle 5.4 für Uranionen keine Diskrepanz zwischen C aus  $\tau_{eff}$  und C aus  $U_0$  beobachtet.

| Ion                   | E<br>[MeV] | $U_0$<br>[ $\mu\text{V}$ ] | $\tau_{el}$<br>[ $\mu\text{s}$ ] | $\tau_{eff}$<br>[ $\mu\text{s}$ ] | C [nJ/K]<br>aus $U_0$ | C [nJ/K]<br>aus $\tau_{eff}$ |
|-----------------------|------------|----------------------------|----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------|------------------------------|
| $^4\text{He}^{2+}$    | 5.40       | 542(4)                     | 17(1)                            | 255(2)                            | 2.3(4)                | 1.8(5)                       |
| $^{236}\text{U}^{5+}$ | 17.54      | 1583(3)                    | 16(1)                            | 256(1)                            | 2.7(1)                | 1.8(5)                       |

Tabelle 5.6: Wärmekapazitäten aus  $U_0$  und  $\tau_{eff}$  für Uranionen und Alphateilchen nach Bestrahlung des Detektors SA121 mit hoher Ionendosis.

Abbildung 5.13 zeigt zwei Spektren des Detektors SA121 für Alphateilchen vor und nach der Bestrahlung mit hoher Dosis. Im Alpha-Spektrum beobachtet man nach der Bestrahlung keine den Peak verzerrenden Effekte. Die Auflösung von  $\Delta E = 154(8)$  keV ist 1.5 mal so groß wie die beste erreichte Auflösung für Alphas  $\Delta E = 90$  keV; dies ist durch das Anwachsen der Wärmekapazität durch Restgaskondensation auf  $C = 2.3$  nJ/K zu erklären (s. auch Abschnitt 5.3.1). Daß das



Alpha-Spektrum im Unterschied zum Uran- und Kohlenstoffspektrum keinen Effekt der Strahlenschädigung zeigt, kann dadurch erklärt werden, daß die Alpha-Teilchen den Detektor in diesem Aufbau nicht – wie die Schwerionen – von vorn treffen, sondern von der Seite, da die Alpha-Quelle seitlich neben dem Detektorhalter montiert war (s. Kap. 5.2.1). Die Uran-Ionen haben in Saphir eine Reichweite von  $2\text{ }\mu\text{m}$ , daher befindet sich die Region amorphen Materials hauptsächlich in einer Schicht, die  $2\text{ }\mu\text{m}$  unter der Oberfläche liegt. Die Alpha-Teilchen treffen jedoch die ganze Breite des Detektors mit  $330\text{ }\mu\text{m}$  Dicke, sodaß nur ein geringer Bruchteil seine Energie in der geschädigten Zone deponiert. Daher wird für das Alpha-Spektrum keine merkliche Veränderung beobachtet.

# Kapitel 6

## Einsatz der Detektoren zur direkten Massenidentifikation von schweren Ionen

### 6.1 Prinzip der direkten Massenbestimmung mittels Energie-Flugzeit-Messungen

In vielen Experimenten zur Untersuchung nuklearer Reaktionen ist die Bestimmung der Massen von Reaktionsprodukten von großer Bedeutung (s. Kap. 1). Um auch für sehr schwere Ionen benachbarte Isotope unterscheiden zu können, ist eine relative Massenauflösung von  $\Delta M/M \approx 10^{-3}$  notwendig.

Konventionell werden Massen mit einem Magnetspektrometer und einem Flugzeit-Detektor bestimmt: Das Magnetspektrometer mißt den Impuls  $p$  des Ions gemäß

$$\text{Krümmungsradius } r_K = \frac{p}{q \cdot B}, \quad B = \text{Magnetfeld} \quad (6.1)$$

Der Flugzeit-Detektor mißt die Geschwindigkeit  $v = s/t$ . Dann kann über  $p = M \cdot v$  die Masse bestimmt werden.

Mit der heute verfügbaren, sehr schnellen Elektronik läßt sich eine Zeitauflösung von  $\Delta t/t \leq 10^{-3}$  auf Flugstrecken von wenigen Metern Länge realisieren. Um jedoch die benötigte Impuls-Auflösung zu erhalten, sind für schwere Ionen große Magnete mit hohen Feldern nötig. Dies macht Aufbauten zur Massenbestimmung unhandlich und schwer transportabel. Eine hohe Massenauflösung läßt sich nur auf Kosten eines kleinen Raumwinkelbereichs erreichen. Ein weiteres Problem sind sogenannte "Ladungszustands-Vieldeutigkeiten": Das gemessene Produkt  $r_K \cdot B$  ist nur sensitiv auf den Quotienten  $p/q$ . Um den Impuls zu bestimmen, muß daher die Ladung des Projektils bekannt sein. Dies ist insbesondere ein Problem für niederenergetische bzw. sehr schwere Ionen, die nicht vollständig ionisiert sind oder deren Ladungszustand sich durch Umladungsreaktionen innerhalb des Magnetspektrometers und in den Folien des Flugzeit-Detektors (s. Kap. 6.3.1) ändert. Wenn nun zwei Projektile den gleichen  $p/q$ -Wert haben, können sie im Magnetspektrometer nicht getrennt werden.

Eine alternative Methode ist die Bestimmung der Masse aus der Flugzeit und der

kinetischen Energie mittels  $E = m v^2/2$ . Die Massenauflösung ist hierbei gegeben durch

$$(\Delta M/M)^2 = (\Delta E/E)^2 + 2(\Delta v/v)^2 \quad (6.2)$$

Wie im letzten Kapitel gezeigt wurde, läßt sich mit dem Tieftemperatur-Detektor zum ersten Mal auch für schwerste Ionen eine Energieauflösung von  $\Delta E/E \approx 5 \times 10^{-3}$  erreichen, sodaß Massenidentifikation mittels der Energie-Flugzeit-Methode (E/TOF) möglich ist. In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse erster Testmessungen mit dem Schwerpunkt der späteren Anwendung zur Identifikation superschwerer Elemente vorgestellt werden.

## 6.2 Identifikation "superschwerer Elemente"

Die GSI ist seit vielen Jahren führend in der Erzeugung und dem Nachweis sogenannter "superschwerer Elemente", d. h. Elemente am äußersten Ende des Periodensystems mit  $Z \geq 100$ . Ein umfassender Überblick findet sich in [3, 86] und den darin angegebenen Referenzen. Die superschweren Elemente werden bei GSI erzeugt nach dem Prinzip der "kalten Fusion" (Abbildung 6.1).

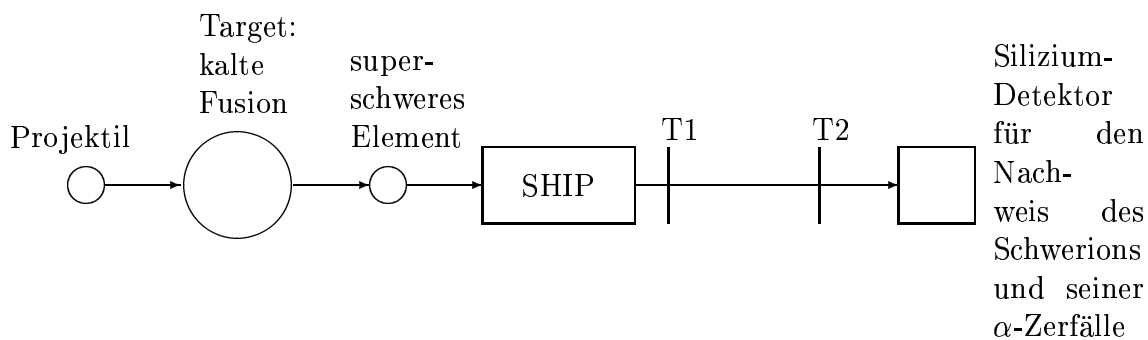


Abbildung 6.1: Das Prinzip zur Erzeugung der superschweren Elemente: Durch sog. kalte Fusion von Projektil und Targetkernen wird ein superschweres Element (SHE) erzeugt. Der Schwerionen-Separator SHIP (s. Kap. 6.2.1) dient dazu, das SHE vom Primärstrahl und Untergrund durch andere Reaktionsprodukte abzutrennen. Die Flugzeit-Strecke dient als Trigger-Stufe für den Silizium-Detektor, in dem das SHE nachgewiesen und über die Kette seiner Alpha-Zerfälle identifiziert wird.

Ein Ionenstrahl (Projektil) vom UNILAC-Beschleuniger trifft auf ein Target aus Blei oder Bismut. Die Energie wird so gewählt, daß sie gerade groß genug ist, die Coulombbarriere zwischen den beiden Kernen zu überwinden, und liegt in der Größenordnung von 100 MeV. Die beiden Kerne verschmelzen so, daß das entstehende Nuklid eine möglichst geringe Anregungsenergie besitzt, die es durch das Abdampfen von wenigen Nukleonen abgeben kann. Das entstehende Nuklid wird im Schwerionen-Separator "SHIP" abgetrennt und mit einem Detektorsystem nachgewiesen (s. Kap. 6.2.1).

Die Elemente 107 (Bohrium), 108 (Hassium), 109 (Meitnerium), 110 (Darmstadtium) sowie 111 und 112 (noch unbenannt) wurden in den Jahren 1981-2003 bei GSI hergestellt und eindeutig identifiziert (s. Abb. 6.2). Die Identifikation der

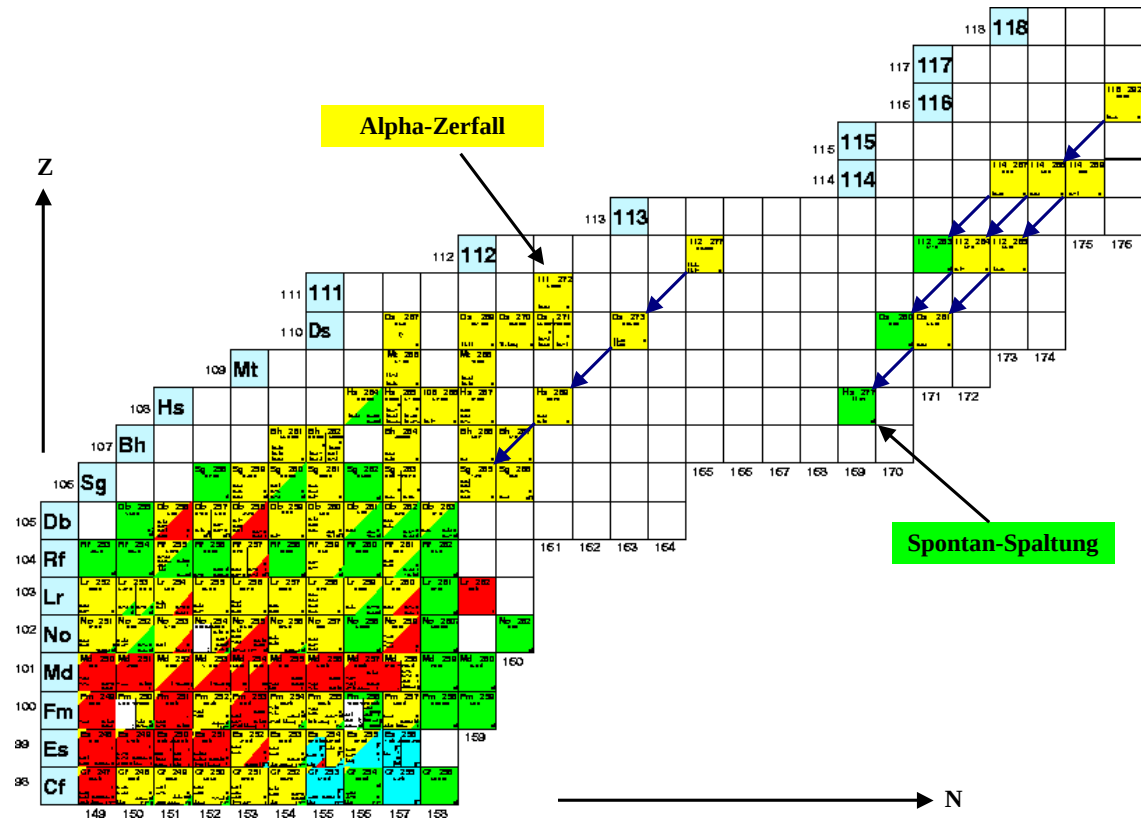


Abbildung 6.2: Übersicht über das obere Ende der Nuklidkarte mit den superschweren Elementen, die bei GSI erzeugt und identifiziert wurden [3] und denen mit  $Z > 112$ , für die es bei anderen Institutionen bereits Hinweise gab [87, 86], die aber nicht eindeutig identifiziert werden konnten (s. Text).

Elemente erfolgt über ihren Alpha-Zerfall: Wenn die Zerfallskette des erzeugten Nuklids irgendwann in einer bekannten charakteristischen  $\alpha$ -Zerfallskette eines eindeutig identifizierbaren Nuklids endet, kann das ursprünglich erzeugte Isotop ebenfalls eindeutig identifiziert werden. Wenn das erzeugte Nuklid allerdings nicht in eine bekannte Alpha-Zerfallskette zerfällt, sondern die Tochterkerne vorher durch Spontanspaltung in kleinere Bruchstücke zerfallen, ist eine eindeutige Identifikation des erzeugten Nuklids nicht mehr möglich. Aus Abbildung 6.2 ersieht man, daß für  $Z \geq 112$  Spontanspaltung immer wahrscheinlicher wird, weil man sich zu immer höheren Neutronenüberschüssen bewegt. Die Evidenzen für die Nuklide mit  $Z \geq 114$  sind daher nicht eindeutig, weil die beobachteten Alpha-Zerfallsketten nicht mehr in einer bekannten Kette enden, sondern ein spontan spaltendes Nuklid am Ende steht [87]. Eine Möglichkeit für die eindeutige Identifikation solcher Nuklide besteht darin, die Masse direkt über eine kombinierte Energie-/Flugzeitmessung zu bestimmen. Außerdem ist es notwendig, die Energien sowohl nachfolgender Alpha-Zerfälle als auch die von eventuell entstehenden Spalt-Produkten mit möglichst hoher Genauigkeit zu messen, um eine kinematisch vollständige Beschreibung der Produktionsreaktion zu erhalten. Dies erfordert neben der hohen Energieauflösung auch einen großen dynamischen Bereich des verwendeten Energie-Detektors.

Um die Eignung eines Tieftemperatur-Detektors anstelle des bisher verwendeten Silizium-Detektors für den Einsatz zur Identifikation der SHE-Massen und der zeitaufgelösten Messung der Energien von Alpha-Zerfällen bzw. Spaltprodukten zu demonstrieren, wurde in einem ersten Test-Experiment mit einer bekannten Reaktion versucht, SHE und Alpha-Zerfälle simultan nachzuweisen und letztere in einer Zerfallskette zuzuordnen.

### 6.2.1 Der Schwerionenseparator SHIP

Zur Erzeugung der superschweren Elemente wurde bei GSI das Experiment SHIP aufgebaut und zur Perfektion entwickelt [3]. SHIP steht für "Separator of Heavy Ion Production". Abbildung 6.3 zeigt das komplexe System aus elektrostatischen und magnetischen Filtern: Der Strahl kommt mit einer Energie von ca. 100 MeV aus dem UNILAC-Beschleuniger und trifft auf das rotierende Target-Rad. Aufgrund der sehr kleinen Reaktionsraten sind sehr hohe Teilchenströme nötig, die ein stationäres Target schmelzen würden.

Die entstehenden Reaktionsprodukte (SHE sowie Produkte weiterer Reaktionskanäle wie Spaltung oder Austausch-Reaktionen) gelangen zusammen mit dem Primärstrahl in den eigentlichen Separator. Dieser macht sich das Prinzip eines klassischen Wienfilters zunutze, um in einem System aus gekreuzten magnetischen und elektrostatischen Feldern den Primärstrahl von den Reaktionsprodukten abzutrennen ("Beam Stop", s. Abb. 6.3) und dann aus diesen den Masse-Bereich des produzierten SHEs zu selektieren. Die Flugzeit-Strecke wirkt als letzte Filter-Stufe: Passt ein Reaktionsprodukt mit der erwarteten SHE-Masse den Flugzeit-Detektor, wird der Primär-Strahl ausgeblendet und das Ereignis im Silizium-Detektor aufgezeichnet. Der Detektor hat eine Fläche von  $3 \times 8 \text{ cm}^2$  und eine Ortsauflösung von  $150 \mu\text{m}$ ; außerdem gibt es vier zusätzliche Silizium-Detektoren seitlich an den Wänden, die Alpha-Teilchen nachweisen, die in Eintrittsrichtung des Ions

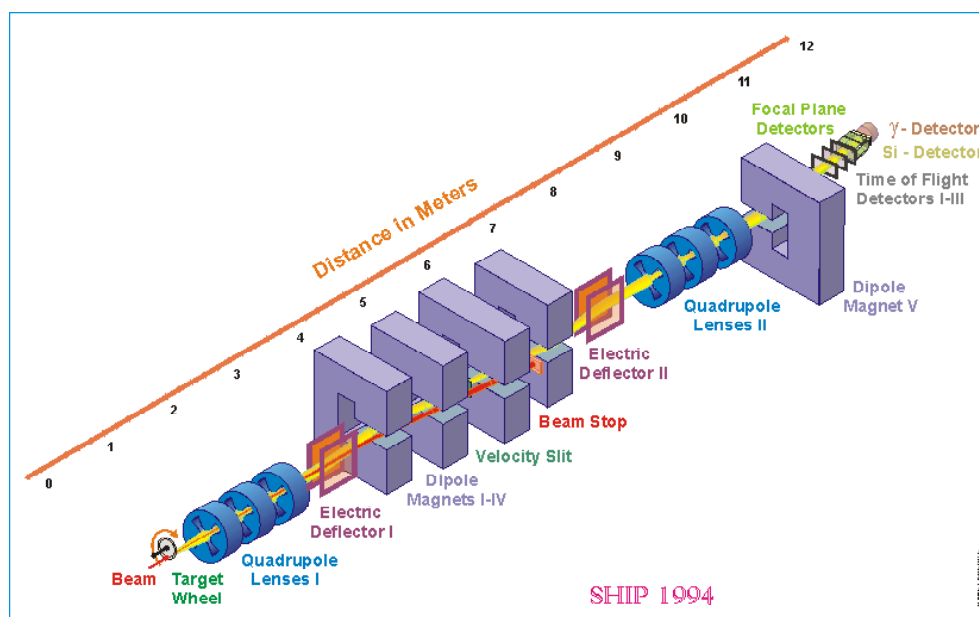


Abbildung 6.3: Der Aufbau des Schwerionen-Separators SHIP [3]

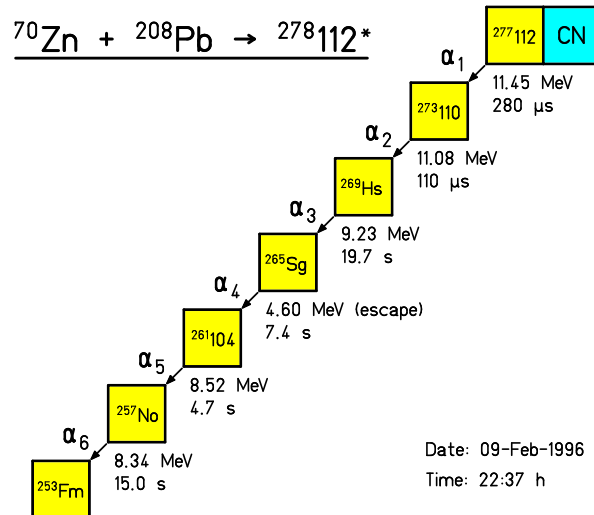


Abbildung 6.4: Beispiel für eine Zerfallskette des Isotops  $^{277}112$  [3]. Durch Energie und Halbwertszeit der Alpha-Zerfälle wird das Isotop eindeutig identifiziert, wenn die Kette in eine bereits bekannte Zerfallskette mündet.

”rückwärts” emittiert werden und daher den Detektor, der das SHE nachweist, verlassen, sodaß man eigentlich von einer ”Detektorkammer” sprechen muß. Diese Detektorkammer mißt Zerfallsparameter sowie Energie und Position des eintreffenden SHEs und der Alphazerfälle. Stimmen die Positionen des SHEs und der nacheinander erfolgenden Zerfälle überein und können die Zerfälle einer bekannten Zerfallskette zugeordnet werden, ist die Zerfallskette und damit das SHE eindeutig identifiziert. Der Gamma-Detektor am Ende des Aufbaus kann zusätzlich Gammas nachweisen, die emittiert werden, wenn der Alpha-Zerfall des Nuklids nicht im Grundzustand, sondern in einem angeregten Zustand des Tochternuklids endet. Abbildung 6.4 zeigt als Beispiel einen Zerfall des Elements 112.

### 6.2.2 Test des Tieftemperatur-Detektors anhand der Reaktion $^{58}\text{Ni} + ^{102}\text{Ru} \rightarrow ^{160}\text{Hf}$ , $Q = 104 \text{ MeV}$

Für den ersten Test wurde eine Reaktion mit relativ hohen Reaktionsraten gewählt, um die Meßzeit auf wenige Tage zu beschränken. Ein Strahl von  $^{58}\text{Ni}$  mit einer Energie von 4.7 MeV/amu traf auf ein Target, das zu 95% mit dem Isotop  $^{102}\text{Ru}$  angereichert war. Das Reaktionsprodukt  $^{160}\text{Hf}$  dampft direkt nach seinem Entstehen 2-4 Protonen und bis zu 8 Neutronen ab. Die Massenverteilung der Reaktionsprodukte hängt sowohl von der Einschußenergie als auch von der gewählten Reaktion ab. Mit einem von Reisdorf et al. entwickelten Programm [88] können die Reaktionsquerschnitte berechnet werden. Hierbei ist aber zu berücksichtigen, daß diese Berechnungen auf der neutronenarmen Seite der Nuklidkarte nicht mehr exakt sind; die tatsächlich gemessenen Querschnitte können von den berechneten abweichen. In Tabelle 6.1 sind die gebildeten Nuklide, deren Bildungsquerschnitt  $\sigma_B$  sowie Energien und Verzweungsverhältnis  $w_\alpha$  ihrer Alpha-Zerfälle aufgelistet. Nuklide, deren Bildungsquerschnitt kleiner als 1 mbarn ist, sind in der Tabelle nicht aufgeführt, da sie keinen meßbaren Beitrag zum Alpha-Spektrum leisten. Für die Tochternuklide

errechnet sich  $\sigma_B$  aus dem Bildungsquerschnitt des Mutternuklids mal dem Verzweigungsverhältnis. Der Begriff "Bildungsquerschnitt" muß daher im erweiterten Sinn verstanden werden. In der letzten Spalte ist der relative Anteil der Amplitude der jeweiligen Alpha-Linie im Spektrum aufgeführt. Akumuliert man das Alpha-Spektrum über sehr viele Halbwertszeiten, stellt sich zwischen Bildung und Zerfall des Nuklids ein Gleichgewicht ein; die mittlere Anzahl der Atomkerne des Nuklids ist konstant:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} N(t) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\lambda_P}{\lambda_d} [1 - \exp(-\lambda_d t)] = \frac{\lambda_P}{\lambda_d} = \textit{konstant} \quad (6.3)$$

Die Aktivität  $dN(t)/dt$  geht für lange Zeiten  $t$  gegen 0. Integriert man daher das Alpha-Spektrum über sehr viele Halbwertszeiten auch der langlebigsten Nuklide, ist die Amplitude der jeweiligen Linie ein direktes Maß für die Anzahl der ursprünglich erzeugten Atomkerne des jeweiligen Mutternuklids.

### 6.2.2.1 Experimenteller Aufbau:

Für die hier diskutierte Messung wurde anstelle des Silizium-Detektors aus Abb. 6.3 der Detektor Al12 benutzt; der Gamma-Detektor war nicht eingebaut. Der Kryostat wurde hierzu an der Position des Silizium-Detektors an die Beamline angeflanscht. Wie schon bei den in Kap. 5 diskutierten Messungen wurden keine Folien oder Eintrittsfenster benutzt; es waren lediglich die vier Blenden eingebaut, die in Kap. 5 für den Aufbau an VERA bereits diskutiert wurden. Da ein Ziel der Messung war, die Alpha-Zerfälle der Reaktionsprodukte nachzuweisen, war für diese Messung eine Alpha-Quelle mit nur einer Linie ( $^{241}\text{Am}$ ,  $E_\alpha = 5.49$  MeV) seitlich neben den Detektoren eingebaut. Der Einsatz dieser  $^{241}\text{Am}$ -Eichquelle ermöglichte eine Eichung des Energiespektrums und Identifikation der übrigen Alpha-Energien. Die Alpha-Zählrate lag bei 1.78(7) Hz. Die Schwerionen-Zählrate war durch den Reaktionsquerschnitt der ausgewählten Reaktion bestimmt und betrug 1.67(2) Hz. Die Aufzeichnung der Flugzeit war für diesen ersten Test aus technischen Gründen nicht in die Messungen integriert.

Aus der Einschußenergie der Nickel-Projektile von 273 MeV und dem Q-Wert der Reaktion von 104 MeV ergibt sich eine Energie der Reaktionsprodukte von 93 MeV (dabei ist der mittlere Energieverlust im Target von 6 MeV mit berücksichtigt). Daraus ergibt sich für den Detektor Al12 ein Temperatursprung von ca.  $\Delta T = 7$  mK. Die Energien der Alpha-Teilchen liegen zwischen 4 und 6 MeV, was einem mittleren Temperatursprung von  $\Delta T = 0.4$  mK entspricht. Um diesen großen dynamischen Bereich abzudecken, war es notwendig, den Detektor im unteren Drittel des Übergangs bei einem Widerstand von 12 k $\Omega$  zu betreiben. Nach Abb. 4.7 aus Kap. 4.2.2 liegt dieser Arbeitspunkt gerade noch im linearen Bereich des Übergangs.

Um die Signale von Schwerionen und Alpha-Zerfällen simultan und in zeitlicher Korrelation aufzuzeichnen, wurde das Signal des Detektors nach dem Vorverstärker gesplittet und in zwei Hauptverstärkern mit unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren verstärkt. Als Hauptverstärker wurde der Emetron Shaping Amplifier mit 200  $\mu\text{s}$  Shaping Zeit benutzt (s. Kap. 4.1.2).

Alpha- und Schwerionensignale wurden in zwei ADCs parallel aufgezeichnet. Um die zeitliche Korrelation zwischen verschiedenen Ereignissen einer Zerfallskette herzustellen, wurde in einem dritten Kanal ein Zeitsignal aufgezeichnet, das von einem Frequenzgenerator mit einer Frequenz von 160 kHz betrieben wurde; dies entspricht einer Präzision des zeitlichen Abstands zweier Ereignisse von einer Mikrosekunde.

| Nuklid            | $\sigma_B$ [mbarn] | $T_{1/2}$ [s] | E [MeV]                             | $w_\alpha$ [%] | Tochterkern       | rel. Häufigkeit [%] |
|-------------------|--------------------|---------------|-------------------------------------|----------------|-------------------|---------------------|
| $^{155}\text{Tm}$ | 35.9               | 21.6          | E.C. bis $^{155}\text{Gd}$ , stabil |                |                   | —                   |
| $^{156}\text{Yb}$ | 34.6               | 26.1          | 4.69                                | 10             | $^{152}\text{Er}$ | 4.4                 |
| $^{155}\text{Yb}$ | 23.1               | 1.75          | 5.20                                | 89             | $^{151}\text{Er}$ | 25.9                |
| $^{156}\text{Tm}$ | 17.4               | 83.8          | E.C. bis $^{156}\text{Dy}$ , stabil |                |                   | —                   |
| $^{153}\text{Er}$ | 13.5               | 37.1          | 4.68                                | 53             | $^{149}\text{Dy}$ | 9.0                 |
| $^{152}\text{Er}$ | 13.5               | 10.3          | 4.80                                | 90             | $^{148}\text{Dy}$ | 15.3                |
| $^{157}\text{Lu}$ | 12.2               | 5.3           | E.C. bis $^{157}\text{Gd}$ , stabil |                |                   | —                   |
| $^{153}\text{Tm}$ | 10.2               | 2.0           | 5.10                                | 93             | $^{149}\text{Ho}$ | 12.0                |
| $^{157}\text{Yb}$ | 6.8                | 38.6 s        | E.C. bis $^{157}\text{Gd}$ , stabil |                |                   | —                   |
| $^{154}\text{Tm}$ | 6.3                | 5.7           | 5.00                                | 65             | $^{149}\text{Ho}$ | 4.9                 |
| $^{156}\text{Lu}$ | 5.5                | 0.3           | 5.51                                | 95             | $^{152}\text{Tm}$ | 6.6                 |
| $^{155}\text{Er}$ | 5.0                | 318           | E.C. bis $^{155}\text{Gd}$ , stabil |                |                   | —                   |
| Tochterernuklide  |                    |               |                                     |                |                   |                     |
| $^{152}\text{Er}$ | 7.7                | 10.3          | 4.80                                | 90             | $^{148}\text{Dy}$ | 8.8                 |
| $^{151}\text{Er}$ | 20.6               | 23.5          | E.C. zu $^{151}\text{Ho}$           |                |                   | —                   |
| $^{151}\text{Ho}$ | 20.6               | 35.1          | 4.52                                | 22             | $^{147}\text{Tb}$ | 5.7                 |
| $^{151}\text{Ho}$ | 20.6               | 35.1          | E.C. zu $^{151}\text{Dy}$           |                |                   | —                   |
| $^{151}\text{Dy}$ | 18.1               | 17 m          | 4.07                                | 6              | $^{147}\text{Gd}$ | 1.4                 |
| $^{147}\text{Gd}$ | 18.1               | 38 h          | E.C. bis $^{147}\text{Sm}$ , stabil |                |                   | —                   |
| $^{147}\text{Tb}$ | 10.5               | 1.65 h        | E.C. bis $^{147}\text{Sm}$ , stabil |                |                   | —                   |
| $^{149}\text{Dy}$ | 7.2                | 252           | E.C. zu $^{149}\text{Tb}$           |                |                   | —                   |
| $^{149}\text{Tb}$ | 16.7               | 4.1 h         | 3.97                                | 17             | $^{145}\text{Eu}$ | 3.6                 |
| $^{145}\text{Eu}$ | 2.8                | 5.93 d        | E.C. bis $^{145}\text{Nd}$ , stabil |                |                   | —                   |
| $^{148}\text{Dy}$ | 17.9               | 186           | E.C. bis $^{148}\text{Gd}$ , stabil |                |                   | —                   |
| $^{149}\text{Ho}$ | 9.5                | 36            | E.C. bis $^{149}\text{Tb}$ , s.o.   |                |                   | —                   |
| $^{150}\text{Ho}$ | 4.1                | 50            | E.C. zu $^{150}\text{Dy}$           |                |                   | —                   |
| $^{150}\text{Dy}$ | 4.1                | 7.2 m         | 4.23                                | 36             | $^{146}\text{Gd}$ | 1.9                 |
| $^{146}\text{Gd}$ | 1.5                | 48.3 d        | E.C. bis $^{146}\text{Sm}$ , stabil |                |                   | —                   |
| $^{152}\text{Tm}$ | 5.2                | 7.5           | E.C. zu $^{152}\text{Er}$ , s.o.    |                |                   | —                   |
| Eichquelle        |                    |               |                                     |                |                   |                     |
| $^{241}\text{Am}$ | —                  | 423 y         | 5.49                                | 100            | $^{237}\text{Np}$ | —                   |

Tabelle 6.1: Zusammenstellung der Bildungsquerschnitte  $\sigma_B$  sowie Energien und Zerfallswahrscheinlichkeiten  $w_\alpha$  der Alpha-Zerfälle für die Nuklide, die in der Reaktion  $^{58}\text{Ni} + ^{102}\text{Ru} \rightarrow ^{160}\text{Hf}$  gebildet werden. Der Bildungsquerschnitt der Tochnuklide errechnet sich aus dem Bildungsquerschnitt des Mutternuklids mal dem Verzweungsverhältnis  $w_\alpha$ . Elektroneneinfang (E.C.) "bis" bedeutet mehrfachen Elektroneneinfang, ohne daß ein Alpha-Zerfall stattfindet.



Die Signale des Detektors wurden in die Datenaufnahme von SHIP integriert, die z.B. in [3] bzw. den dort zitierten Referenzen beschrieben wurde und standardmäßig zur Identifizierung der Alpha-Zerfallsketten von Reaktionsprodukten eingesetzt wird.

### 6.2.2.2 Ergebnisse der Test-Messungen:

Abbildung 6.5 zeigt ein Beispiel für ein Alpha-Spektrum. Die Meßzeit betrug  $3960 \pm 85$  s. Neben der Linie der Americium-Eichquelle konnten die Linien der häufigsten Alpha-Emitter unter den gebildeten Nukliden identifiziert werden.

Die Energieauflösung wurde mit dem Peak der Eichquelle bei 5.49 MeV bestimmt. Sie beträgt  $\Delta E = 179(5)$  keV und ist damit deutlich schlechter als die beste erreichte Alpha-Auflösung von 66(4) keV für den Detektor Al12 (s. Tabelle 4.9 in Kap. 4.3.4). Dafür gibt es zwei Gründe: Zum einen wurde für die Temperaturstabilisierung noch die Methode mit dem externen Thermometer benutzt (s. Kap. 4.1.1), sodaß die Arbeitstemperatur auch über relativ kurze Zeiträume von einer halben Stunde merklich driftete und nur schlecht reproduzierbar war. Die damit verbundene Drift der Amplitude wurde durch das Beobachten der Peak-Position für den Peak der Eichquelle während einer Messung so gut wie möglich korrigiert. Zum anderen war durch einen Defekt an der Heizung des Kühlfingers das elektronische Rauschen sehr hoch, da offenbar ein Kabel einen Massenkontakt herstellte.

Um die Amplituden und daraus die relativen Häufigkeiten der verschiedenen Alpha-Linien der Reaktionsprodukte zu ermitteln, wurde für die übrigen Peaks die Halbwertsbreite der Gauß-Funktion konstant gehalten, um die Anzahl der Fit-Parameter zu reduzieren. Als Halbwertsbreite wurde dabei die Halbwertsbreite des Peaks der Eichquelle angenommen. Die Energieeichung wurde aus der Position des

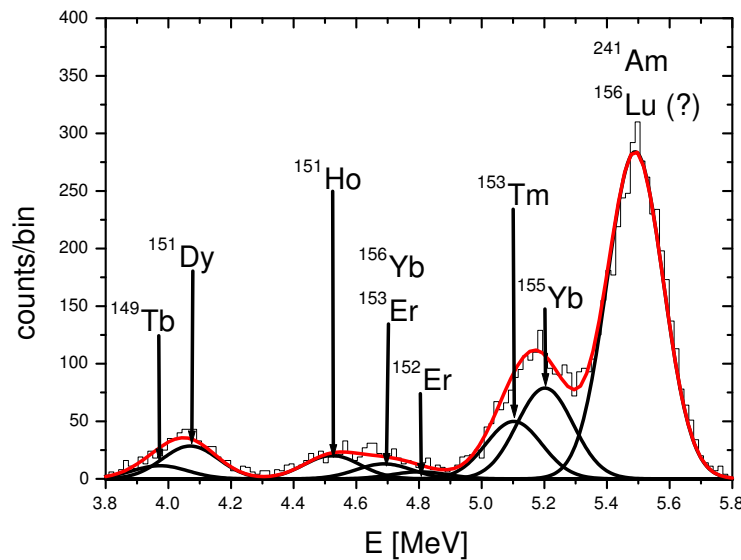


Abbildung 6.5: Beispiel für ein Alpha-Spektrum der Reaktionsprodukte, gemessen mit Hauptverstärker mit 200  $\mu$ s Shaping Zeit. Die aus der Breite des Eich-Peaks ermittelte Auflösung von  $\Delta E = 179(5)$  keV reicht aus, um die wesentlichen Anteile der Reaktionsprodukte zu identifizieren (siehe Text). Alle Gaußkurven wurden mit derselben Halbwertsbreite gefittet.

Eichpeaks und der Position des  $^{151}\text{Dy}$  ermittelt. Da die Energieauflösung nicht ausreichte, um die übrigen Peaks alle aufzulösen, wurde aus der Energieeichung die Position im Energiespektrum berechnet und nur die Amplitude der Gaußkurve gefittet. In Tabelle 6.2 sind die Ergebnisse für die Amplituden der Bestfits sowie die daraus resultierenden relativen Häufigkeiten zusammengestellt. Sie werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

Abbildung 6.6 zeigt das Schwerionenspektrum, das simultan zu dem Alpha-Spektrum aufgenommen wurde. Die Einschußenergie der Projektile von 272 MeV und der Q-Wert der Reaktion von 104 MeV ergeben im Laborsystem eine mittlere Energie der Reaktionsprodukte von 93 MeV, d.h. 0.6 MeV/amu. Das Geschwindigkeitsfilter war so justiert, daß Kerne der Geschwindigkeit  $v = \sqrt{1.2 \text{ MeV/amu}}$  es passieren können. Elastisch gestreute Nickel-Projektile können des Geschwindigkeitsfilter ebenfalls passieren, wenn sie dieselbe Geschwindigkeit haben wie die Reaktionsprodukte. Aus  $E = m v^2/2$  ergibt sich eine Energie der Nickel-Ionen von 35 MeV.

Der aktive Raumwinkel von SHIP definiert eine Geschwindigkeits-Akzeptanz von ca.  $\Delta v/v = 5\%$ , d.h. ca.  $\Delta E/E = 10\%$ . Mit dem Tieftemperaturdetektor wurde für die elastisch gestreuten Nickel-Projektile eine Breite der Energieverteilung von  $\Delta E = 1.8(6)$  MeV gemessen, d.h.  $\Delta E/E = 5.1(2)\%$ . Daß dieser Wert geringer ist als die 10% aus der Akzeptanz von SHIP, liegt an der Geschwindigkeitsdispersion des letzten Ablenkmagneten (s. Abb. 6.3). Da der Detektor eine relativ kleine Fläche besitzt, ist der abgedeckte Raumwinkel auch relativ gering. Der Strahl hat aber aufgrund der Geschwindigkeitsdispersion eine räumliche Aufweitung. Daher wird nur ein Teil des Geschwindigkeitsspektrums vom Detektor wahrgenommen. Für die Reaktionsprodukte liegt die Breite der Energieverteilung bei  $\Delta E = 14(1)$  MeV, d.h.  $\Delta E/E = 15(1)\%$ . Aufgrund der höheren Energie hat dieser Strahl eine größere Steifigkeit, sodaß sich die Geschwindigkeitsdispersion weniger stark auswirkt. Hinzu kommt, daß Zerfälle bzw. Abdampfen von Nukleonen auch während des Fluges durch das Geschwindigkeitsfilter stattfinden und so die Energie verbreitern können. Die Verbreiterung des Peaks durch die unterschiedlichen Massen beträgt zusätzlich 2%.

### 6.2.2.3 Diskussion der Alpha-Zählraten und Vergleich mit Literaturwerten:

- $^{155}\text{Yb}$  und  $^{153}\text{Tm}$ :

Aus den Bildungswirkungsquerschnitten in Tabelle 6.1 ergibt sich, daß von den Alpha-Emittern vor allem die Nuklide  $^{156}\text{Yb}$  und  $^{155}\text{Yb}$  sowie  $^{153}\text{Tm}$  gebildet werden. Aufgrund der hohen Alpha-Zerfallswahrscheinlichkeit ist die Linie von  $^{155}\text{Yb}$  bei 5.2 MeV die dominante Linie im Spektrum, die aber aufgrund der ungenügenden Energieauflösung von der Linie des  $^{153}\text{Tm}$  nur ungenügend getrennt wird. Daher ist der Anteil von  $^{153}\text{Tm}$  größer als erwartet.

- $^{152}\text{Er}$ ,  $^{153}\text{Er}$  und  $^{156}\text{Yb}$ :

Der Anteil an Erbium im Spektrum ist viel geringer als erwartet. Offenbar wird durch Abdampfen von Nukleonen direkt aus  $^{160}\text{Hf}$  kein  $^{152}\text{Er}$  und nur sehr wenig  $^{153}\text{Er}$  gebildet. Der geringe Anteil von  $^{152}\text{Er}$ , der im Spektrum beobachtet wird, läßt sich vollständig durch den Alpha-Zerfall von  $^{156}\text{Yb}$  erklären.

| Nuklid               | E [MeV] | A [counts]    | rel. Häufigkeit [%] |
|----------------------|---------|---------------|---------------------|
| $^{241}\text{Am}^*)$ | 5.49    | $728 \pm 24$  | —                   |
| $^{241}\text{Am}$    | 5.49    | $4084 \pm 60$ | —                   |
| $^{156}\text{Lu}$    | 5.51    |               |                     |
| $^{155}\text{Yb}$    | 5.20    | $1134 \pm 55$ | 38(3)               |
| $^{153}\text{Tm}$    | 5.10    | $717 \pm 46$  | 24(2)               |
| $^{152}\text{Er}$    | 4.80    | $87 \pm 23$   | 2.9(9)              |
| $^{156}\text{Yb}$    | 4.69    | $187 \pm 31$  | 6.3(2)              |
| $^{153}\text{Er}$    | 4.68    |               |                     |
| $^{151}\text{Ho}$    | 4.52    | $291 \pm 23$  | 10(1)               |
| $^{151}\text{Dy}$    | 4.07    | $410 \pm 42$  | 14(2)               |
| $^{149}\text{Tb}$    | 3.97    | $164 \pm 36$  | 6(1)                |

<sup>\*)</sup> Dieses Spektrum wurde ohne Reaktionsprodukte nach Ende des Experiments zum Vergleich aufgenommen. Die Meßzeit betrug  $780 \pm 120$  s, für alle übrigen Messungen  $3960 \pm 85$  s.

Tabelle 6.2: Zusammenstellung der Amplituden A der Gaußkurven aus Abbildung 6.5. Die Fehler in A sind die ermittelten Fitfehler. Der Fehler in der relativen Häufigkeit errechnet sich aus dem Fehler in A.

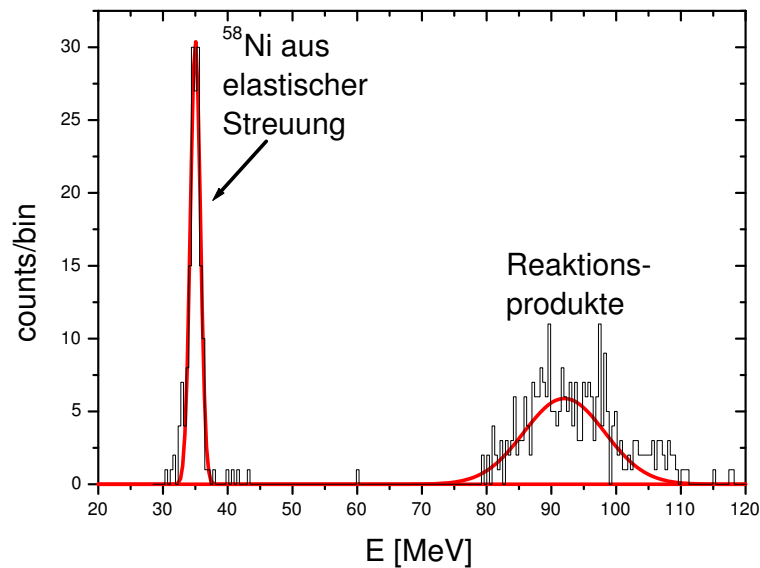


Abbildung 6.6: Das Schwerionenspektrum enthält neben den Reaktionsprodukten auch elastisch gestreute Nickel-Ionen, die dieselbe Geschwindigkeit wie die Reaktionsprodukte haben und aufgrund der Beziehung  $E_1/E_2 = M_1/M_2$  mit einer geringeren Energie den Detektor erreichen. Die Breite der Energieverteilung beträgt für die Nickel-Ionen  $\Delta E = 1.8(6)$  MeV, d.h.  $\Delta E/E = 5.1(2)$  %, für die Reaktionsprodukte  $\Delta E = 14(1)$  MeV, d.h.  $\Delta E/E = 15(1)$  %.

- $^{151}\text{Ho}$  und  $^{151}\text{Dy}$ :  
 $^{151}\text{Ho}$  wird durch Elektroneneinfang aus  $^{151}\text{Er}$  gebildet, dem Zerfallsprodukt von  $^{155}\text{Yb}$ .  $^{151}\text{Ho}$  hat eine Alpha-Zerfallswahrscheinlichkeit von 22%; der ermittelte Anteil von 10(1) % im Spektrum ist daher in guter Übereinstimmung mit dem aus dem Anteil von  $^{155}\text{Yb}$  erwarteten Wert von 8(1)%. Mit 88% Wahrscheinlichkeit zerfällt  $^{151}\text{Ho}$  durch Elektroneneinfang zu  $^{151}\text{Dy}$ . Dieses Nuklid hat eine relativ lange Halbwertszeit von 17 Minuten. Da die Messung nur insgesamt 30 Minuten dauerte, ist für dieses Nuklid noch kein Gleichgewicht zwischen Bildung und Zerfall eingetreten. Die Linie bei 4.07 MeV ist daher stärker ausgeprägt, als man es nach Tabelle 6.1 erwarten würde.
- $^{149}\text{Tb}$ :  
Für das mit einer Halbwertszeit von 4.1 h schon relativ langlebige  $^{149}\text{Tb}$  gilt dasselbe Argument wie für  $^{151}\text{Dy}$ . Es entsteht durch Elektroneneinfang aus  $^{149}\text{Ho}$ , dem Tochternuklid von  $^{153}\text{Tm}$ , das einen wesentlichen Anteil des Alpha-Spektrums ausmacht.
- Beitrag von  $^{156}\text{Lu}$ :  
 $^{156}\text{Lu}$  mit einer Alpha-Energie von 5.51 MeV liegt unterhalb des Eich-Peaks und kann daher im Spektrum nicht direkt identifiziert werden. Einen indirekten Hinweis auf einen Anteil dieses Nuklids kann man aber durch den Vergleich der Zählraten für die Eichquelle mit und ohne Reaktionsprodukte erhalten: Ohne Reaktionsprodukte beträgt die Zählrate 0.9(2) Hz, mit Reaktionsprodukten 1.03(4) Hz. Im Rahmen des Fehlers stimmen beide Zählraten überein, sodaß ein Anteil an  $^{156}\text{Lu}$  unwahrscheinlich ist. Dafür spricht auch, daß das Tochternuklid von  $^{156}\text{Lu}$ , das Nuklid  $^{152}\text{Er}$ , nur eine sehr geringe Häufigkeit hat.

Insgesamt kann man sagen, daß die theoretisch berechneten Bildungswirkungsquerschnitte für die neutronenarmen Nuklide wie  $^{153}\text{Er}$  und  $^{152}\text{Er}$  nicht verifiziert werden konnten, während sie für die übrigen Nuklide relativ gut reproduziert wurden.

Abbildung 6.7 zeigt ausgewählte Beispiele für einige aus den Daten identifizierte Einzelereignisse für  $^{156}\text{Yb}$  und  $^{155}\text{Yb}$ , die einer Zerfallskette zugeordnet wurden. Trotz der relativ schlechten Energieauflösung ermöglicht die Kombination aus Energie-Messung und zeitlicher Korrelation eine eindeutige Zuordnung der Ereignisse in einer Zerfallskette. Die Literaturwerte für Energie und Halbwertszeit werden reproduziert. Damit wurde gezeigt, daß der dynamische Bereich des Detektors ausreichend ist, um sowohl die Reaktionsprodukte als auch ihre Alpha-Zerfälle simultan und zeitaufgelöst nachzuweisen und die Zerfallsketten zuzuordnen.

Die derzeit bei SHIP verwendeten Silizium-Detektoren haben eine Auflösung von 10 keV für Alpha-Teilchen und 2.9 MeV für Schwerionen [3]. Mit der besten erreichten Alpha-Auflösung von 30 keV für Alpha-Teilchen bzw. 80 keV für Uran-Ionen wird es daher möglich sein, die Energie von Reaktionsprodukten und ihre nachfolgenden Alpha-Zerfälle mit vergleichbarer Genauigkeit nachzuweisen und so eine Identifikation der Alpha-Zerfallsketten zusätzlich zur direkten Bestimmung der Masse der Reaktionsprodukte aus Energie-Flugzeit-Messungen zu ermöglichen. Für spontan spaltende Nuklide kann die kinetische Energie aller Spaltprodukte mit hoher

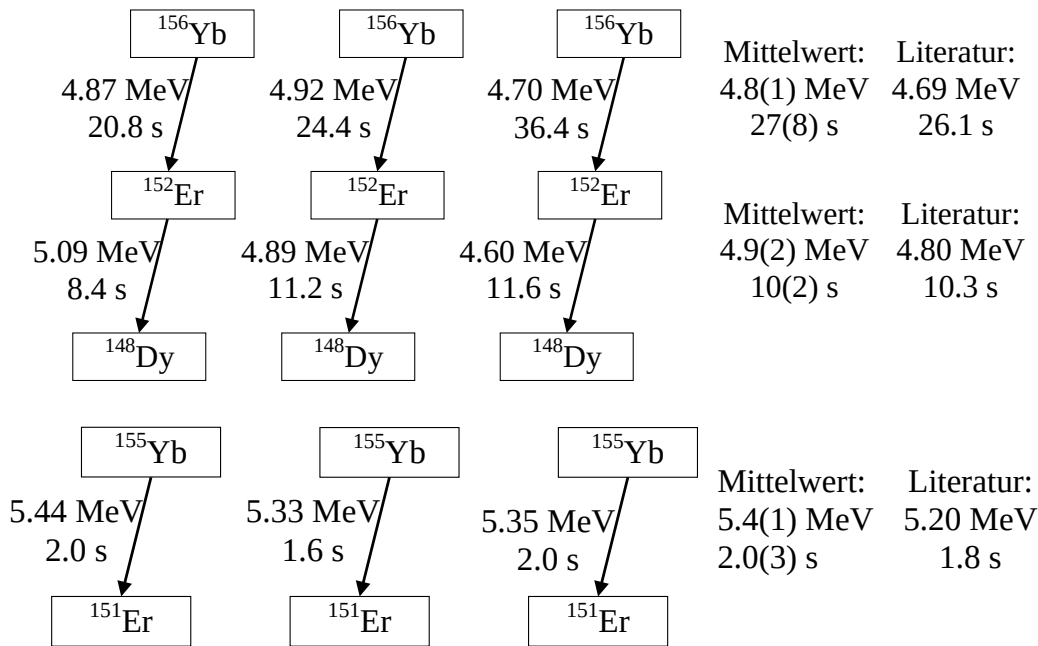


Abbildung 6.7: Aus den Daten ermittelte Alpha-Energien und Halbwertszeiten für einige ausgewählte Ereignisse und ihre Zuordnung in Zerfallsketten.

Genauigkeit gemessen werden. Insbesondere wird es möglich sein, Hinweise auf die spontan spaltenden Elemente  $Z = 114$ ,  $115$  und  $116$ , die nicht in einer bekannten Alpha-Zerfallskette enden und im Moment nur indirekt durch Rückrechnung von beobachteten Alpha-Zerfällen identifiziert werden können, zu verifizieren und die erzeugten Isotope eindeutig zuzordnen. Dann werden diese Elemente von der IUPAC anerkannt.

Zukünftige Untersuchungen unter optimalen Bedingungen und unter Einbeziehung einer Flugzeit-Messung werden zeigen, welches Potential für die Anwendung bei der Identifikation superschwerer Elemente in den Tieftemperatur-Detektoren liegt. Die ersten Ergebnisse sind jedoch ermutigend.

## 6.3 Erster Test für eine kombinierte Energie-/Flugzeit-Messung mit Tieftemperatur-Detektor am Strahlrohr X8 der GSI

### 6.3.1 Experimenteller Aufbau

Ein erstes Experiment zur kombinierten Energie-Flugzeit-Messung wurde am Strahlrohr X8 der GSI durchgeführt in Zusammenarbeit mit V. Lyapin von der Universität "Jyväskylä" in Finnland, der die Flugzeit-Detektoren entwickelt und für das Experiment zur Verfügung gestellt hat. Es wurde dieselbe Streukammer benutzt, die für die Experimente mit dem Germanium-Detektor eingesetzt wurde (s. Abbildung 5.1). An der Position der Mylar-Folien befand sich der Start-Detektor der Flugzeitmessung. Die Länge der Flugstrecke betrug  $201(1)$  cm. Der Tieftemperatur-Detektor

war damit ca. 3 m vom Streutarget entfernt. Es wurde ein  $^{209}\text{Bi}$ -Strahl der Energie  $E = 4.773 \text{ MeV/amu}$  benutzt, der an Gold- und Zinntargets gestreut wurde. In Tabelle 6.3 sind die verschiedenen Targets und die Energien der elastisch gestreuten Teilchen zusammengestellt.

| Target                    | Dicke [ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ] | E [MeV] |
|---------------------------|-------------------------------------|---------|
| Streuwinkel = $10^\circ$  |                                     |         |
| $^{197}\text{Au}$         | 1600                                | 925.13  |
| $^{197}\text{Au}$         | 200                                 | 956.75  |
| $^{120}\text{Sn}$         | 220                                 | 932.99  |
| $^{109}\text{Ag}$         | 230                                 | 926.51  |
| Streuwinkel = $7.5^\circ$ |                                     |         |
| $^{197}\text{Au}$         | 200                                 | 970.57  |
| Streuwinkel = $5^\circ$   |                                     |         |
| $^{197}\text{Au}$         | 200                                 | 980.50  |

Tabelle 6.3: Zusammenstellung der Targets und Energien der gestreuten Teilchen für das Experiment am Strahlrohr X8 für verschiedene Streuwinkel

Bei diesem Experiment wurde der Detektor SA15 benutzt (s. Tabelle 3.2). Bei einer Wärmekapazität von  $C = 2.2 \text{ nJ/K}$  bewirkt eine Ionenenergie von 990 MeV einen Temperaturanstieg von  $\Delta T = 72 \text{ mK}$ . Das ist deutlich mehr als die Breite des Übergangs. Meier hat in [19] gezeigt, daß auch in diesem Fall ein supraleitender Thermistor als energiesensitiver Detektor betrieben werden kann: Der Arbeitspunkt  $T_A$  wird soweit unterhalb des Übergangs gewählt, daß das Ende des Temperaturanstiegs in den linearen Bereich des Übergangs fällt. Dann gilt – für einen nach unten limitierten Energiebereich – immer noch eine lineare Abhängigkeit der integrierten Signalamplitude von der Ionenenergie, auch wenn die absolute Signalthöhe  $U_0$  nicht mehr linear von der Energie abhängt. Natürlich kann bei einem Arbeitspunkt unterhalb des Übergangs der Detektor selbst nicht mehr zur Temperatur-Stabilisierung verwendet werden; daher mußte für dieses Experiment auf die Stabilisierung mit einem externen Thermometer zurückgegriffen werden. Die Arbeitstemperatur betrug  $T_A = 1.25 \text{ K}$ .

Die Flugzeitdetektoren wurden am Institut für Physik der Universität "Jyväskylä" in Finnland von V. Lyapin entwickelt [89]. Flugzeit-Detektoren bestehen aus einer dünnen Kohlenstoff-Folie und einem "Micro Channel Plate" Detektor. Ionen erzeugen beim Durchflug durch die dünne Folie durch den elektronischen Energieverlust Elektronen. Die Energie dieser Elektronen muß hoch genug sein, um die Folie zu verlassen. Aus diesem Grund und um Energieverlust und Beiträge zum Energie-Straggling der Ionen in der Folie möglichst gering zu halten, sind möglichst dünne Folien erwünscht. Die emittierten Elektronen werden mit einem Kupfergitter aus sehr dünnen Drähten beschleunigt und auf einen "Micro Channel Plate"-Detektor geleitet. Micro Channel Plates bestehen aus Bleiglas oder verwandten Materialien, in das parallele Kanäle mit einem Durchmesser von  $10 - 50 \mu\text{m}$  gebohrt werden. Die auftreffenden Primärelektronen werden von einem elektrischen Feld entlang dieser Dynoden-Kanäle geführt. Beim Auftreffen auf die Wandung des Kanals erzeugen sie Sekundärelektronen, die ihrerseits wieder Elektronen erzeugen können usw. Auf diese Weise wird ein Spannungspuls erzeugt, der mit einem Con-

stant Fraction Discriminator (CFD) ausgelesen wird. Der CFD erzeugt ein logisches Signal, das die präzise Zeitinformation des Ereignisses enthält. Das START (t1)-Signal und das STOP (t2)-Signal werden jeweils an einen "Time to Amplitude Converter (TAC)" geschickt. Dieser mißt die Zeit zwischen den beiden Signalen und wandelt sie in ein Spannungssignal um, dessen Amplitude von einem ADC ausgelesen wird.

Die Folien im vorliegenden Experiment bestanden aus einer dünnen Kohlenstoff-Folie (Dicke  $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) mit einem Durchmesser von 10 mm. Da die Emission der Elektronen aus der Folie entlang der Ionenbahn spontan stattfindet, wird die erreichbare Zeitauflösung im wesentlichen von der Flugzeit der Elektronen zum Gitter bestimmt und von den Unterschieden in der Flugzeit von Elektronen, die aus der Mitte der Folie emittiert worden sind, zu solchen vom Rand der Folie. Daher ist die Geometrie des Kupfergitters und die Anordnung der Micro Channel Plates von besonderer Bedeutung.

### 6.3.2 Ergebnisse

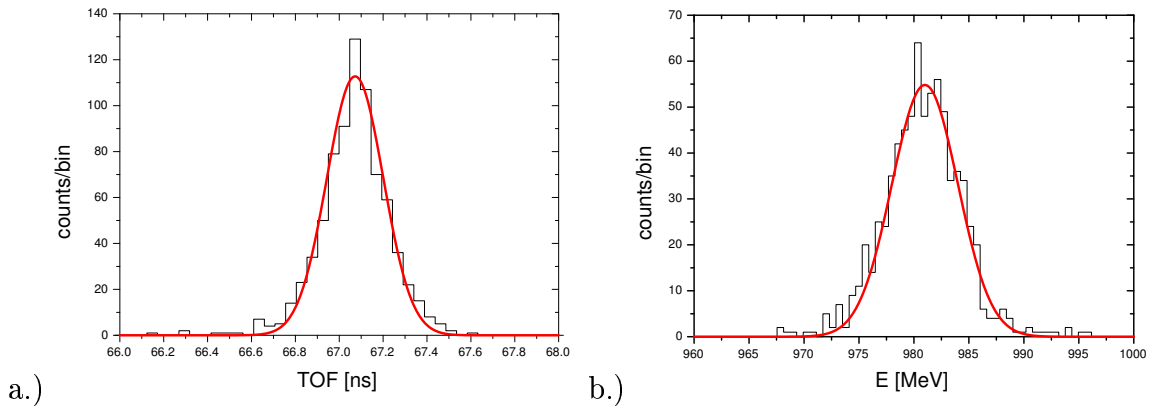


Abbildung 6.8: Beispiel für a.) ein Flugzeit- und b.) ein Energiespektrum für die Messung unter  $5^\circ$ , d.h. bei  $E = 980.5 \text{ MeV}$  und  $t = 67.1 \text{ ns}$ . Die Flugzeitauflösung beträgt  $\Delta t = 205(12) \text{ ps}$ , d.h.  $\Delta t/t = 3.4 \times 10^{-3}$ . Die Energieauflösung beträgt  $\Delta E = 7.33(3) \text{ MeV}$ , d.h.  $\Delta E/E = 7.5 \times 10^{-3}$ .

In Abbildung 6.8 sind Beispiele für jeweils ein Flugzeit- und ein Energiespektrum zu sehen. Die erreichte Energieauflösung betrug  $\Delta E = 7.33(3) \text{ MeV}$ , d.h.  $\Delta E/E = 7.5 \times 10^{-3}$ , die Flugzeitauflösung  $\Delta t = 205(12) \text{ ps}$ , d.h.  $\Delta t/t = 3.4 \times 10^{-3}$  [90]. Damit ist eine relative Massenauflösung von  $\Delta M/M = 8.5 \times 10^{-3}$  erreichbar. Es ist sehr wahrscheinlich, daß die Energieauflösung durch Temperatur-Driften der Arbeitstemperatur limitiert wurde. Da der Detektor aufgrund der für die Strahlenergie zu geringen Wärmekapazität deutlich unterhalb des Übergangs betrieben wurde, haben Änderungen der Arbeitstemperatur einen größeren Einfluß als im linearen Bereich, in dem die Sensitivität  $\delta R/\delta T$  sich nicht ändert [19].

Abbildung 6.9 zeigt ein Energie-Flugzeit-Spektrum in dreidimensionaler Darstellung, Abbildung 6.10a.) dasselbe Spektrum in zweidimensionaler Projektion. Hier sind Messungen bei den Streuwinkeln  $5^\circ$  und  $7.5^\circ$  dargestellt. Eingezeichnet ist außerdem die Funktion  $E = M v^2/2$  mit  $M = 209 \text{ amu}$ , durch die die Daten sehr gut beschrieben werden. Abbildung 6.10b.) zeigt das Massenspektrum, das aus den

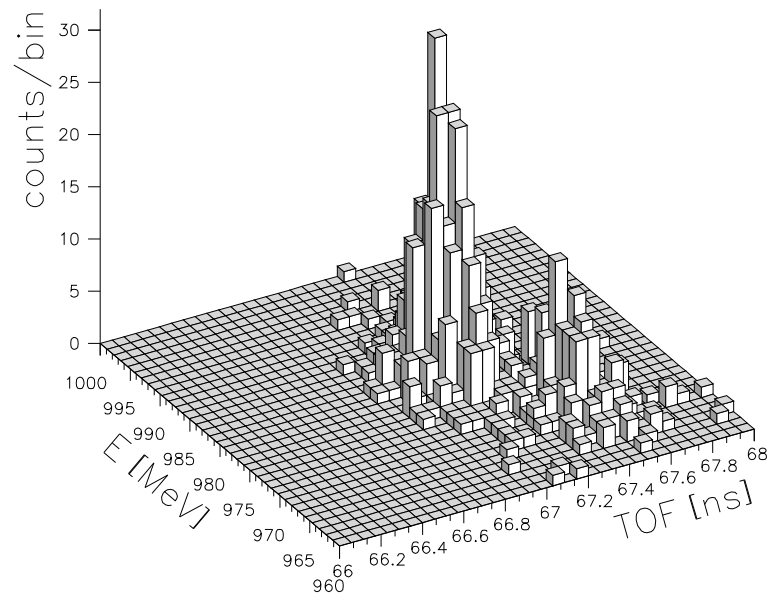


Abbildung 6.9: Dreidimensionale Darstellung des Energie-Flugzeitspektrums von Wismut. Die beiden Peaks beschreiben die beiden Messungen mit der besten Energieauflösung, die bei  $E = 970.57$  MeV und  $E = 980.50$  MeV durchgeführt wurden.

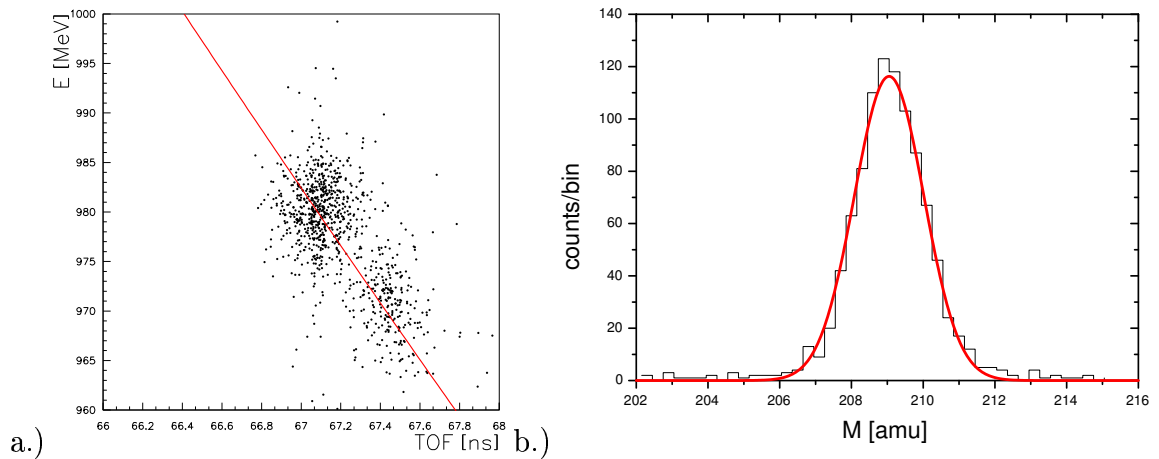


Abbildung 6.10: a.) Projektion des Energie-Flugzeitspektrums aus Abb. 6.9 auf die  $E/\text{TOF}$ -Ebene. Außerdem ist die Kurve  $E = M^2 v^2 / 2$  mit  $M = 209$  amu eingezeichnet. In b.) ist das aus a.) berechnete Massenspektrum dargestellt. Der Fit mit einer Gaußkurve ergibt  $M = 208.95(3)$  amu und eine Massenauflösung  $\Delta M = 1.8(1)$  amu, d.h.  $\Delta M/M = 8.6 \times 10^{-3}$ . Aus Zeit- und Energieauflösung ergibt sich eine relative Massenauflösung von  $8.5 \times 10^{-3}$ .



Daten in Abbildung 6.10a.) ermittelt wurde, indem für jeden einzelnen Meßpunkt die Masse berechnet wurde. Die Massenverteilung folgt einer Gaußkurve mit einer Halbwertsbreite von  $\Delta M = 1.8(1)$  amu, d.h.  $\Delta M/M = 8.6 \times 10^{-3}$ . Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem aus Zeit- und Energieauflösung ermittelten Wert  $\Delta M/M = 8.5 \times 10^{-3}$ .

## 6.4 Trennung der Blei-Isotope $^{206}\text{Pb}$ und $^{208}\text{Pb}$ bei $E = 0.1$ MeV/amu mittels einer kombinierten Energie-Flugzeit-Messung

Unter bestimmten Umständen kann es auch bei AMS-Messungen von Vorteil sein, eine Isotopenseparation mittels einer kombinierten Energie-Flugzeit-Messung durchzuführen. Außerdem liegt die Energie für die Identifikation superschwerer Elemente bei  $E = 0.1 - 1$  MeV/amu. Daher war das Ziel dieses Experimentes, die Separation der beiden Blei-Isotope  $^{206}\text{Pb}$  und  $^{208}\text{Pb}$  bei  $E = 0.1$  MeV/amu in einem Energie-Flugzeit-Spektrum zu demonstrieren.

Dieses Experiment wurde am VERA-Beschleuniger durchgeführt. Der experimentelle Aufbau ist in Kapitel 5.2.1 beschrieben. Die Länge der Flugstrecke betrug  $(152 \pm 5)$  cm. Es wurde der Detektor Al12 benutzt. Die Flugzeit-Detektoren bestanden aus Kohlenstoff-Folien mit einer diamant-ähnlichen Struktur, die die Herstellung von sehr dünnen Folien erlaubt: Der Start-Detektor hatte eine Massenbelegung von nur  $0.6 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , der Stop-Detektor eine Massenbelegung von  $2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Die Herstellung und Eigenschaften der Folien sind in [91] ausführlich beschrieben.

Die Verbreiterung des Energieprofils des Strahls durch Energiestraggling in den Folien kann zu ca. 3 keV abgeschätzt werden. Die Folien haben eine maximale Dickeninhomogenität von  $\pm 30\%$  [91]. Daraus ergibt sich für die Folie mit  $0.6 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  Dicke eine maximale Variation im Energieverlust von  $\pm 5$  keV, für die Folie mit  $2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  Dicke von  $\pm 15$  keV. Insgesamt ergibt sich longitudinal durch Energiestraggling und Inhomogenitäten der Folie eine maximale Verbreiterung der Strahlenergie um ca. 20 keV (FWHM).

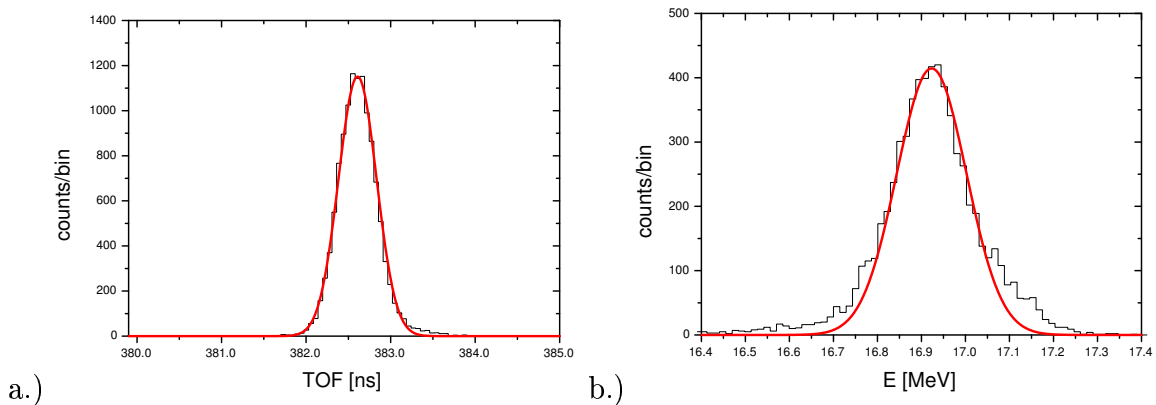


Abbildung 6.11: Beispiel für a.) ein Flugzeit- und b.) ein Energiespektrum für die Messung bei  $t = 382.5$  ns und  $E = 16.91$  MeV. Die Flugzeitauflösung beträgt  $\Delta t = 535$  ps, d.h.  $\Delta t/t = 1.4 \times 10^{-3}$ . Die Energieauflösung beträgt  $\Delta E = 166(5)$  keV, d.h.  $\Delta E/E = 9.8 \times 10^{-3}$ .

Abbildung 6.11 zeigt als Beispiel ein Flugzeit- und ein Energiespektrum bei der Energie  $E = 16.91$  MeV, bei der die Flugzeit 382.5 ns beträgt. Die Schulter auf der Hochenergie-Seite im Energiespektrum ist auf Pileup zurückzuführen, die Niederenergie-Schulter auf Schlitzstreuung. Die erreichte Energieauflösung beträgt  $\Delta E = 166(5)$  keV, d.h.  $\Delta E/E = 9.8 \times 10^{-3}$ , die Zeitauflösung  $\Delta t = 535$  ps, d.h.  $\Delta t/t = 1.4 \times 10^{-3}$ . Damit läßt sich eine Massenauflösung von  $\Delta M/M = 9.9 \times 10^{-3}$  erreichen. Die hier vorgestellte Messung wurde im Anschluß an die in Kapitel 5.2 vorgestellten Messungen durchgeführt. Bis zum Ende der Messungen war die Wärmekapazität des Detektors Al12 auf  $C = 4.4$  nJ/K angewachsen, was – wie bereits mehrfach diskutiert – zu einer Verschlechterung der Energieauflösung führte. Die Verschlechterung ist außerdem auf ein erhöhtes Baseline Noise nach Einbau und Verkabelung der Flugzeit-Detektoren zurückzuführen.

In Abbildung 6.12 sind alle Ergebnisse der Messung in dreidimensionaler Darstellung zusammengefaßt, Abbildung 6.13a.) zeigt die zweidimensionale Projektion der Daten auf die E/TOF-Ebene. Für die verschiedenen Isotope ist eine deutliche Korrelation zwischen Energie und Flugzeit zu sehen. Eingezeichnet sind auch die Kurven  $E = M v^2/2$ ; die Datensätze werden durch diese theoretische Kurve gut beschrieben. Abbildung 6.13b.) zeigt das aus 6.13a.) berechnete Massenspektrum. Aus den gefitteten Gaußkurven ergibt sich für die beiden Massen  $M_1 = 207.97(1)$  amu,  $\Delta M = 2.14(2)$  amu und  $M_2 = 205.99(1)$  amu,  $\Delta M = 2.43(4)$  amu. Daraus ergibt sich die mittlere relative Massenauflösung  $\Delta M/M = 11.0 \times 10^{-3}$ . Aus Zeit- und Energieauflösung ergibt sich eine relative Massenauflösung von  $9.9 \times 10^{-3}$ . Die aus dem Spektrum ermittelte Massenauflösung ist somit etwas schlechter als die theoretisch erwartete. Dies ist vor allem auf die Verbreiterung des Spektrums durch den Energie-Pileup zurückzuführen, der auch in Abbildung 6.11 beobachtet wird. Jedoch werden bereits mit einer Massentrennung von 1% beide Isotope gut voneinander getrennt. Mit der besten erreichten Auflösung von  $\Delta E/E = 4.6 \times 10^{-3}$  kann bei vergleichbarer Flugzeit-Auflösung eine Massenauflösung von  $\Delta M/M = 4.8 \times 10^{-3}$  erreicht werden, was die Trennung weiter verbessert.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die ersten Tests, in denen die Tieftemperatur-Detektoren für eine kombinierte Energie-Flugzeit-Messung zur Massenidentifikation eingesetzt wurden, trotz nicht optimierter Bedingungen bezüglich der Energieauflösung bereits ermutigende Ergebnisse erbracht haben. Zukünftige Experimente werden zeigen, welche Massenauflösung maximal erreicht werden kann und welche Einsatzmöglichkeiten sich für diese Detektoren anbieten.

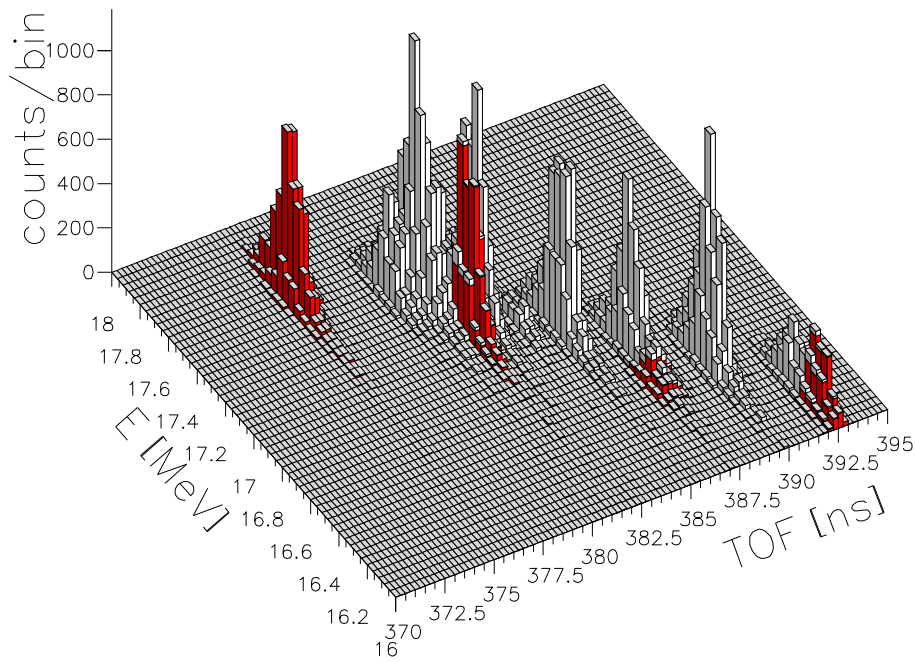


Abbildung 6.12: Energie-Flugzeit-Spektrum für die Messungen zur Trennung von  $^{208}\text{Pb}$  (schwarz) und  $^{206}\text{Pb}$  (rot) in dreidimensionaler Darstellung

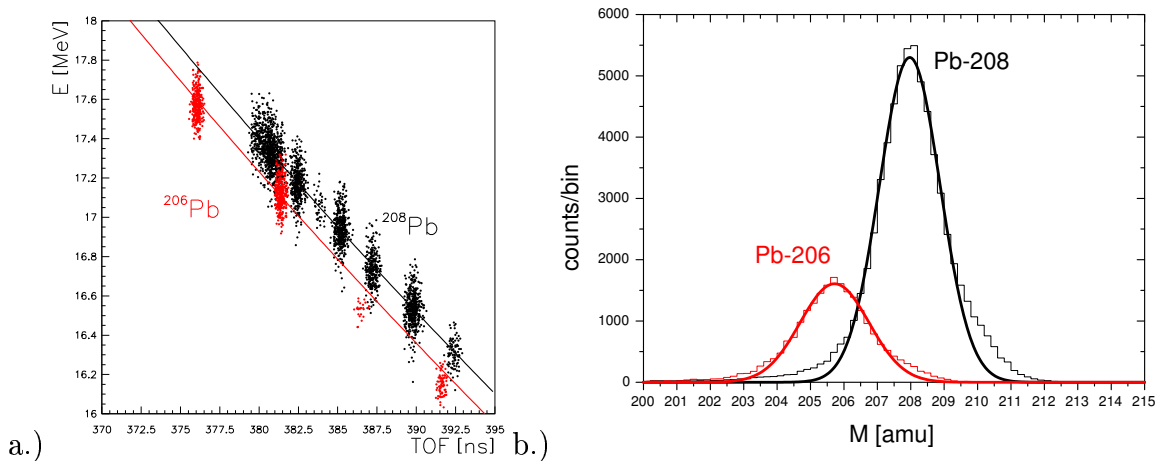


Abbildung 6.13: a.) Energie-Flugzeit-Spektrum für die Messungen zur Trennung von  $^{208}\text{Pb}$  (schwarz) und  $^{206}\text{Pb}$  (rot) in der Projektion auf die E/TOF-Ebene. Außerdem sind die Kurven  $E = M v^2/2$  eingezeichnet. b.) Aus a.) errechnetes Massenspektrum für beide Isotope. Aus den Gaußfits ergibt sich für die Masse  $M_1 = 207.97(1)$  amu,  $\Delta M = 2.14(2)$  amu und  $M_2 = 205.99(1)$  amu,  $\Delta M = 2.43(4)$  amu. Daraus ergibt sich die mittlere relative Massenaufösung  $\Delta M/M = 11.0 \times 10^{-3}$ .

# Kapitel 7

## Einsatz von kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren in der Beschleuniger-Massenspektrometrie

### 7.1 Prinzip der Beschleuniger-Massenspektrometrie

Wie in der Einleitung bereits erläutert wurde, ist die Beschleuniger-Massenspektrometrie (AMS) ein Standard-Verfahren, um sehr kleine Isotopenverhältnisse zu bestimmen.

In Kapitel 6.1 wurde dargestellt, wie die Masse eines Ions aus dem Krümmungsradius in einem Magnetfeld bestimmt werden kann. Massenspektrometrie macht sich dasselbe Prinzip zunutze (Abbildung 7.1 oben):

Ionen der Ladung  $q$  werden aus der Ionenquelle extrahiert und mit einer Spannung  $U$  von 1 – 2 keV beschleunigt auf eine Geschwindigkeit  $v^2 = 2q \cdot U / M$ . Je größer die Differenz der Krümmungsradien ( $r_{K1} - r_{K2}$ ) benachbarter Massen ist, desto leichter ist es, sie zu trennen. Für zwei vorgegebene Massen  $M_1$  und  $M_2$  gilt:

$$r_{K1} - r_{K2} = (p_1 - p_2) \cdot \frac{1}{q \cdot B}, \quad p = M \cdot v \quad (7.1)$$

Um eine möglichst gute Trennung benachbarter Massen zu erreichen, sind daher große Impulse notwendig. Große Impulse lassen sich aber nur durch eine möglichst hohe Ionenladung erreichen. Für große Massen sind außerdem hohe Magnetfelder notwendig.

Bei der Bestimmung eines Isotopenverhältnisses ist nicht nur die Trennschärfe des Massenspektrometers von Bedeutung. Untergrund aus Isobaren oder Molekülionen, die dieselbe Masse haben wie das zu detektierende Isotop, wird mit dieser Methode nicht abgetrennt. Ist außerdem die Linienform nicht gaußförmig, kann eine "Schulter" die zu detektierende Nachbarmasse überdecken und eine Trennung ebenfalls unmöglich machen.

Die Abtrennung von Untergrund kann durch den Einsatz eines Beschleunigers verbessert werden (Abbildung 7.1 unten): Am Anfang der AMS-Apparatur befin-

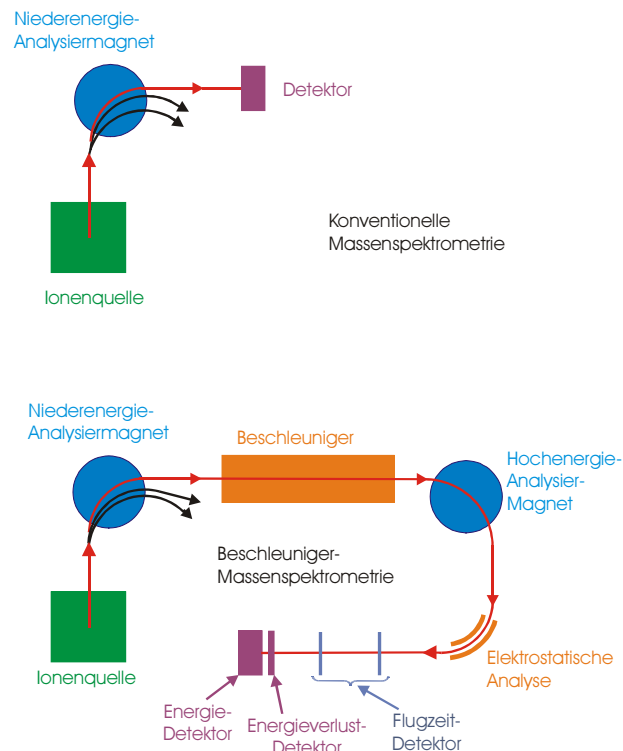


Abbildung 7.1: Das Prinzip der konventionellen und der Beschleuniger-Massenspektrometrie im Vergleich (nach [5])

det sich ein konventionelles Massenspektrometer (s. Abb. 5.5). Im "Niederenergie-Analysiermagnet" wird die für das Experiment interessante Masse ausgewählt und in einen Beschleuniger weitergeleitet. Die meisten AMS-Anlagen verwenden einen Tandem-Beschleuniger mit Energien von einigen Megaelektronvolt (s. Kap. 5.2.1), in den negative Ionen eingeschossen und beschleunigt, dann umgeladen werden und das Beschleunigungspotential ein zweites Mal durchlaufen; es gibt jedoch auch AMS-Experimente, die bei höheren Energien an anderen Beschleunigern durchgeführt werden [5]. Hinter dem Beschleuniger befindet sich ein Hochenergie-Analysiermagnet und eine elektrostatische Analysestufe, die als "Hochenergie-Massenspektrometer" die Ionenmasse hinter dem Beschleuniger selektieren. Dann können sich verschiedene Detektionssysteme wie Energie-,  $E/\Delta E$ - oder Flugzeit-Detektoren anschließen (s. Abb. 7.1). Die Methode der AMS bietet gegenüber der konventionellen MS eine Reihe von Vorteilen:

- **Abtrennung stabiler Isobare:**  
Insbesondere bei den leichten Elementen gibt es einige Isobare, die keine negativen Ionen bilden, z.B.  $^{14}\text{N}$  als stabiles Isobar von  $^{14}\text{C}$ . Diese werden durch die Beschleunigung negativer Ionen abgetrennt.
- **Aufbrechen von Molekül-Ionen:**  
Im Stripper in der Mitte des Tandem-Beschleunigers werden Molekülionen aufgebrochen, sodaß Untergrund aus Molekülionen derselben Masse den Beschleuniger nicht passieren kann.
- **Größere räumliche Trennung:**

Da die Ionen nach Durchlaufen des Beschleunigers eine höhere Energie und damit einen größeren Impuls haben, ist es leichter, benachbarte Massen räumlich zu trennen.

- Verwendung mehrerer Detektionssysteme:  
Mit Energien von einigen Megaelektronvolt können die Ionen die dünnen Folien einer Flugzeitstrecke oder eines Energieverlust-Detektors durchdringen. Daher ist der kombinierte Einsatz mehrerer Detektionssysteme möglich, um Massen zu identifizieren oder Untergrund abzutrennen, der unter Umständen die verschiedenen Filterstufen passieren kann (s. z.B. Kap. 7.4)

Mit dieser Methode war es zum ersten Mal möglich, Isotopenverhältnisse bis zu einer Größenordnung von z.B.  $^{14}\text{C}/^{12}\text{C} \sim 10^{-16}$  mit einer Präzision von einigen Prozent zu bestimmen.

Um das Verhältnis zweier Isotope zu bestimmen, ist es notwendig, die Zählrate für beide Isotope entweder simultan oder abwechselnd zu bestimmen. Das seltene Radioisotop wird im Detektor am Ende des Aufbaus nachgewiesen. Das zweite (häufige) Isotop des Isotopenverhältnisses hat im allgemeinen eine so hohe Zählrate, daß es in einem Faraday-Cup als elektrischer Strom nachgewiesen werden kann. Für leichte Elemente wie Kohlenstoff liegen die benachbarten Isotope hinter dem Analysiermagneten räumlich weit genug auseinander, daß es möglich ist, einen Faraday-Cup an der Position des stabilen Isotops zu plazieren und simultan das Radio-Isotop im Detektor nachzuweisen. Bei sehr schweren Elementen wie Uran ist die räumliche Trennung selbst in großen Magnetfeldern nicht größer als einige Zentimeter. Daher muß die Messung abwechselnd erfolgen. Zu diesem Zweck wird der Faraday-Cup in genau definierten Zeitabständen in den Strahl hineingefahren; während dieser Zeit wird die Aufzeichnung von Daten aus dem Detektor unterbrochen und der Strom aus dem Faraday-Cup aufgezeichnet. Dann fährt der Faraday-Cup aus dem Strahl, und das Radio-Isotop wird im Detektor nachgewiesen. Um systematische Fehler durch Stromschwankungen auszugleichen, ist eine möglichst häufige Messung des Stromes erforderlich.

## 7.2 Das Uran-Isotop $^{236}\text{U}$ : Ein Monitor-Nuklid für Neutronenflüsse

Eines der schwersten Nuklide, das für die Beschleuniger-Massenspektrometrie von Interesse ist, ist das Uranisotop  $^{236}\text{U}$ .

Natürliches Uran besteht aus folgenden Isotopen [92] (angegeben ist der relative Massenanteil in % und die Halbwertszeit):

- $^{238}\text{U}$ : 99.2745(10) %,  $T_{1/2} = 4.468(3) \times 10^9$  a
- $^{235}\text{U}$ : 0.7200(1) %,  $T_{1/2} = 7.038(5) \times 10^8$  a
- $^{234}\text{U}$ : 0.00548(2) %,  $T_{1/2} = 2.455(6) \times 10^5$  a
- $^{236}\text{U}$ :  $10^{-10} - 10^{-14}$ ,  $T_{1/2} = 2.342(3) \times 10^5$  a

$^{238}\text{U}$  und  $^{235}\text{U}$  wurden im Rahmen der stellaren Nukleosynthese durch den r-Prozeß in Supernovae gebildet. Aufgrund ihrer langen Halbwertszeiten sind sie aus der Zeit der Entstehung des Sonnensystems erhalten geblieben. Beide Isotope zerfallen hauptsächlich durch Alpha-Emission:  $^{238}\text{U}(\alpha, \gamma)^{234}\text{Th}$  bzw.  $^{235}\text{U}(\alpha, \gamma)^{231}\text{Th}$ .

Aufgrund der deutlich kürzeren Halbwertszeit ist  $^{234}\text{U}$  und  $^{236}\text{U}$ , das bei der Entstehung des Sonnensystems vorhanden war, bereits zerfallen. Diese Isotope wurden später durch terrestrische Prozesse gebildet:  $^{234}\text{U}$  entsteht durch Elektroneneinfang aus dem Isotop  $^{234}\text{Th}$  und ist somit ein Tochternuklid von  $^{238}\text{U}$ .  $^{236}\text{U}$  wird durch Neutroneneinfang aus  $^{235}\text{U}$  in der Reaktion  $^{235}\text{U}(\text{n}, \gamma)^{236}\text{U}$  gebildet. Daher ist  $^{236}\text{U}$  ein "Monitor-Nuklid" für Neutronenflüsse. Ein weiterer Bildungskanal ist  $\alpha$ -Zerfall von  $^{240}\text{Pu}$ , das in Kernreaktoren durch die Reaktion  $^{239}\text{Pu}(\text{n}, \gamma)^{240}\text{Pu}$  gebildet wird. Für natürliches Uran ist dieser Produktionsmechanismus jedoch vernachlässigbar.

In Kap. 1 wurde bereits dargestellt, daß  $^{236}\text{U}$  benutzt werden kann, um sogenannte "natürliche Reaktoren" aufzuspüren. Unter einem "natürlichen Reaktor" versteht man eine Uranerz-Lagerstätte, in der analog zum Prozeß in einem Kernreaktor eine Kettenreaktion durch Spaltung von  $^{235}\text{U}$  stattfindet: In einem Kernreaktor spaltet  $^{235}\text{U}$  unter Einfang thermischer Neutronen und gibt dabei 2.5 hochenergetische Neutronen ab. Diese hochenergetischen Neutronen müssen durch einen geeigneten Moderator auf thermische Energien abgebremst werden. Wasser ist ein guter Moderator, der in einer Mine zudem gegebenenfalls als Grundwasser zur Verfügung steht. Die durch die Spaltung produzierten hochenergetischen Neutronen werden jedoch von  $^{238}\text{U}$  zu einem gewissen Teil absorbiert. Nur wenn der Anteil an  $^{235}\text{U}$  im Uran mehr als 1% beträgt, kann sich eine Kettenreaktion ausbilden. Man kann abschätzen, daß der durchschnittliche Anteil von  $^{235}\text{U}$  im natürlichen Uran, das aus der stellaren Nukleosynthese stammt, vor ca. 400 Millionen Jahren die Grenze von 1% unterschritt [25]. Vor dieser Zeit konnte unter der Voraussetzung, daß Wasser als Moderator vorhanden war, ein "natürlicher Reaktor" kritisch werden und einige Zeit funktionieren. In dieser Zeit wurde das  $^{235}\text{U}$  zum einen durch Spaltung aufgebraucht. Zum anderen wurde durch den erhöhten Neutronenfluß  $^{236}\text{U}$  gebildet. Ein solcher Natur-Reaktor sollte sich daher durch eine charakteristische, von normalem Uran verschiedene Isotopenzusammensetzung nachweisen lassen. Bisher ist nur ein solcher Reaktor zweifelsfrei nachgewiesen worden, in "Oklo" in Gabun, West-Afrika. Dort entdeckte man 1972, daß der Gehalt an  $^{235}\text{U}$  nur 0.7171% beträgt, signifikant weniger als im Durchschnitt. Außerdem wurde eine deutliche Anreicherung von Isotopen gefunden, die bei der Spaltung von  $^{235}\text{U}$  entstehen, beispielsweise Neodyn. In [25] wird die Geschichte der Entdeckung ausführlich vorgestellt und auf die besonderen geologischen Umstände eingegangen, die zur Kritikalität dieses Natur-Reaktors geführt haben. Dieser Reaktor war vor ca. 1.8 Milliarden Jahren aktiv und ca. 150 000 Jahre lang kritisch; damals betrug der Gehalt an  $^{235}\text{U}$  in natürlichem Uran ca. 3%.

In älteren Reaktoren oder in solchen, die nur über einen deutlich kürzeren Zeitraum aktiv waren, ist die Abweichung des  $^{235}\text{U}$ -Gehalts deutlich geringer ausgeprägt. Die entstehenden Spaltprodukte werden normalerweise von dem als Moderator wirkenden Wasser ausgewaschen; daß dies in Oklo nicht geschah, ist sehr speziellen geologischen Gegebenheiten zu verdanken (s. [25]). Eine Anreicherung von  $^{236}\text{U}$  in Uranerz ist daher ein weiterer und möglicherweise sichererer Hinweis für die Existenz eines Natur-Reaktors und die Dauer seiner Kritikalität.

In reinem Uranerz mit einem Anteil von  $^{235}\text{U}$  von 0.72 % (s.o.) kann man

abschätzen, daß der Anteil an  $^{236}\text{U}$ , das durch thermalisierte Neutronen aus der kosmischen Strahlung produziert wird, in der Größenordnung  $10^{-10}$  liegt. In natürlichem Uran, das in Spuren überall in der Natur in Gesteinen vorkommt, erwartet man einen Gehalt von  $10^{-14}$  [92]. Der Anteil ist aber auch von der unmittelbaren Umgebung der jeweiligen Probe abhängig; Neutronen aus Kernzerfällen oder Spontanspaltung können den Neutronenfluß lokal erhöhen, die Anwesenheit von Kernen mit hohem Neutronen-Absorptionsquerschnitt (z.B. Li, B, Ca) verringert ihn.

Nicht nur die kosmische Strahlung wirkt als Neutronenlieferant. Ober- und auch unterirdische Atombombentests stellen eine sehr intensive Neutronenquelle dar; aber auch Reaktorunfälle wie Tschernobyl tragen zur antropogenen Erzeugung von Neutronen bei. Diese Neutronen kontaminieren vor allem Uranerz in den Erzschieben nahe der Erdoberfläche. Der  $^{236}\text{U}$ -Gehalt eines Natur-Reaktors wird - neben solchen Faktoren - dadurch bestimmt, wann und wie lange er kritisch war.

Die ersten AMS-Untersuchungen zur Verwendung von  $^{236}\text{U}$  als Indikator für einen Natur-Reaktor wurden von Valenta durchgeführt [92]. Mehrere Proben aus vier verschiedenen Minen wurden untersucht; das beobachtete Isotopenverhältnis lag bei  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} = 2 - 5 \times 10^{-10}$ , der relative Fehler betrug ca. 10%. Die Autorin kommt zu der Schlußfolgerung, daß die Minen, aus denen die Proben stammten, zu jung sind, um einen Natur-Reaktor zu enthalten. Da die erreichbare Sensitivität das Alter, bis zu dem ein Natur-Reaktor noch nachgewiesen werden könnte, auf ca. 100 Millionen Jahre begrenzt, sei das Verhältnis  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  ungeeignet, um Naturreaktoren zu identifizieren. Es ist daher notwendig, die Sensitivität zu steigern, um weitere Natur-Reaktoren auffinden zu können.

### 7.3 Grenzen der Sensitivität

Die oben zitierten Untersuchungen von Valenta [92] wurden mit einem konventionellen Detektionssystem, bestehend aus einer Flugzeitstrecke und einer Ionisationskammer, durchgeführt. Die hauptsächliche Limitierung der Sensitivität in einem solchen Detektionssystem kommt von Verlustprozessen im Flugzeit-Detektor: Zum einen wird der Ionenstrahl durch Kleinwinkelstreuung in Start- und Stopfolie des Flugzeitdetektors aufgeweitet, sodaß – je nach Größe des verwendeten Energiedetektors – nur ein Teil der Ionen die aktive Detektorfläche trifft. Zum anderen befindet sich hinter der Folie ein Metallgitter, das die erzeugten Elektronen beschleunigt. Die Drähte dieses Gitters haben Durchmesser von ca.  $50\text{ }\mu\text{m}$ . Auftreffende Ionen werden daher absorbiert. Zusätzlich kann es bei Folien des Flugzeitdetektors mit großer Fläche notwendig sein, ein Stützgitter für die Folie zu verwenden, in dem ebenfalls Ionen absorbiert werden.

Die Detektionseffizienz der Ionisationskammer ist in erster Linie begrenzt durch ihre aktive Fläche, d.h. die Größe ihres Eintrittsfensters. Damit die schweren Ionen bei den niedrigen Energien das Eintrittsfenster passieren können, werden Mylar-Folien von ca.  $1\text{ }\mu\text{m}$  Dicke verwendet. Um diese dünnen Folien mit Durchmessern von  $1 - 2\text{ cm}$  zu realisieren, ist - wie bei den Flugzeitdetektoren - die Verwendung von Stützgitern erforderlich, die wiederum Ionen absorbieren und dadurch die Detektionseffizienz begrenzen.

Die Gesamteffizienz des Detektionssystems setzt sich daher zusammen aus der



Transmission durch den Start- und Stop-Detektor der Flugzeitstrecke und der Detektionseffizienz des Energie-Detektors.

Da die Zählraten für das  $^{236}\text{U}$  gering sind, wird die Effizienz mit  $^{235}\text{U}$  oder  $^{238}\text{U}$  bestimmt. Es gibt jedoch in jedem experimentellen Aufbau systematische Fehlerquellen, die für die verschiedenen Uran-Isotope einen unterschiedlich starken Einfluß haben können (Änderung der Quellparameter, Drift von magnetischen und elektrischen Feldern etc.). Um diese systematischen Fehler zu korrigieren, ist es notwendig, einen Material-Standard zu etablieren, in dem das *absolute* Verhältnis  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  sehr genau bekannt ist. Für alle anderen Proben wird dann das Isotopenverhältnis *relativ* zu diesem Material-Standard gemessen und so der systematische Fehler minimiert.

Steier et al. haben am Institut für Isotopenforschung in Wien erste Messungen unternommen, um – unter Verwendung eines konventionellen Energie-Flugzeit-Detektors – einen solchen Material-Standard zu etablieren [26, 85]. Sie verwendeten dafür Uranerz aus einer Mine in Joachimsthal (s. Kap. 7.6). Abbildung 7.2 zeigt das Energie-Flugzeitspektrum der Messung:

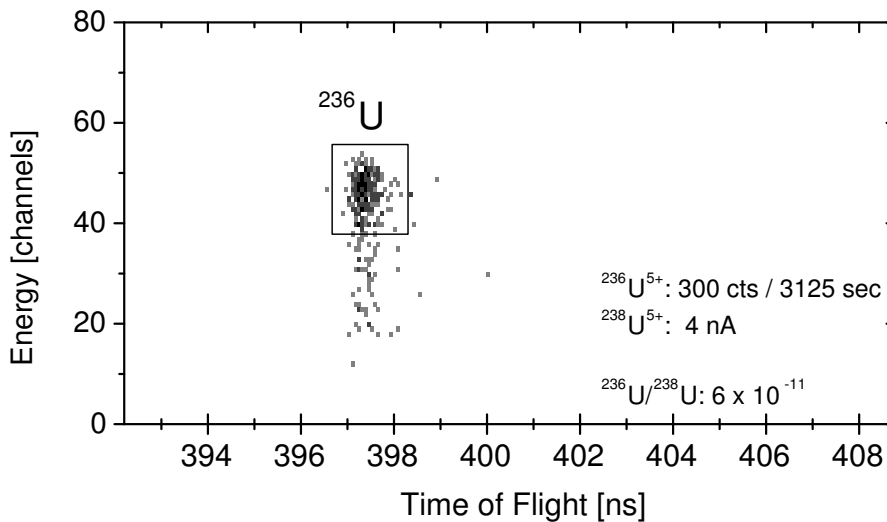


Abbildung 7.2: Energie-Flugzeitspektrum für  $^{236}\text{U}$  bei  $E = 18 \text{ MeV}$  von Steier et al. (aus [85]): Die Energieauflösung der Ionisationskammer beträgt 5%, die Zeitauflösung beträgt  $0.9 \times 10^{-3}$ .

Das Isotopenverhältnis der Probe wurde zu  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} = (6.1 \pm 0.4_{\text{stat}} \pm 1.8_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$  bestimmt. Sowohl der statistische als auch der systematische Fehler sind durch die Detektionseffizienz begrenzt, die in diesem Experiment mit  $^{238}\text{U}$  zu  $(0.20 \pm 0.06)$  bestimmt wurde.

Eine weitere Möglichkeit, Isotopenverhältnisse zu messen, stellt die sog. "Resonanz-Ionisations-Massenspektrometrie (RIMS)" dar. Einen Überblick über den aktuellen Stand gibt z.B. [93], für eine ausführliche Diskussion siehe [94]. Bei dieser Methode wird das Isotop der Wahl mit einem Laser resonant angeregt, ionisiert und danach in einem konventionellen Niederenergie-Massenspektrometer nachgewiesen. Aufgrund der Isotopieverschiebung ist die Anregungsfrequenz charakteristisch für ein bestimmtes Isotop. Da jedoch immer  $^{236}\text{U}$  und  $^{238}\text{U}$  gleichzeitig ionisiert und

detektiert werden müssen, ist die Sensitivität dieser Methode durch den dynamischen Bereich momentan auf  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} \geq 10^{-4}$  begrenzt.

Ziel des in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Experimentes war es, zu untersuchen, ob der Einsatz eines Tieftemperatur-Detektors anstelle eines konventionellen Energie-Flugzeit-Systems für den Nachweis des  $^{236}\text{U}$  mit erhöhter Effizienz und die eindeutige Identifizierung und Separation von Untergrund eingesetzt werden kann. Die hohe erreichte Energieauflösung für Schwerionen (s. Kap. 5) macht die Flugzeitmessung zur Untergrundidentifikation überflüssig (s. Kap. 7.5). Das erste Ziel des Experiments war es daher, die von Steier durchgeführte Messung zur Etablierung eines Materialstandards zu wiederholen und durch eine Erhöhung der Effizienz eine höhere Präzision zu erreichen. In einem zweiten Schritt sollte geprüft werden, ob sich eine Steigerung der Sensitivität erreichen läßt. Hierzu wurde für eine Reihe von Proben (s. Kap. 7.6) das Verhältnis von  $^{236}\text{U}$  zu dem mit Abstand häufigsten Isotop  $^{238}\text{U}$  untersucht.

## 7.4 Experimenteller Aufbau

Die Experimente wurden am VERA-Beschleuniger des Instituts für Isotopenforschung und Kernphysik der Universität Wien durchgeführt. Der Aufbau ist in Abbildung 7.3a.) zu sehen. Abbildung 7.3b.) zeigt schematisch den zeitlichen Ablauf einer AMS-Messung.

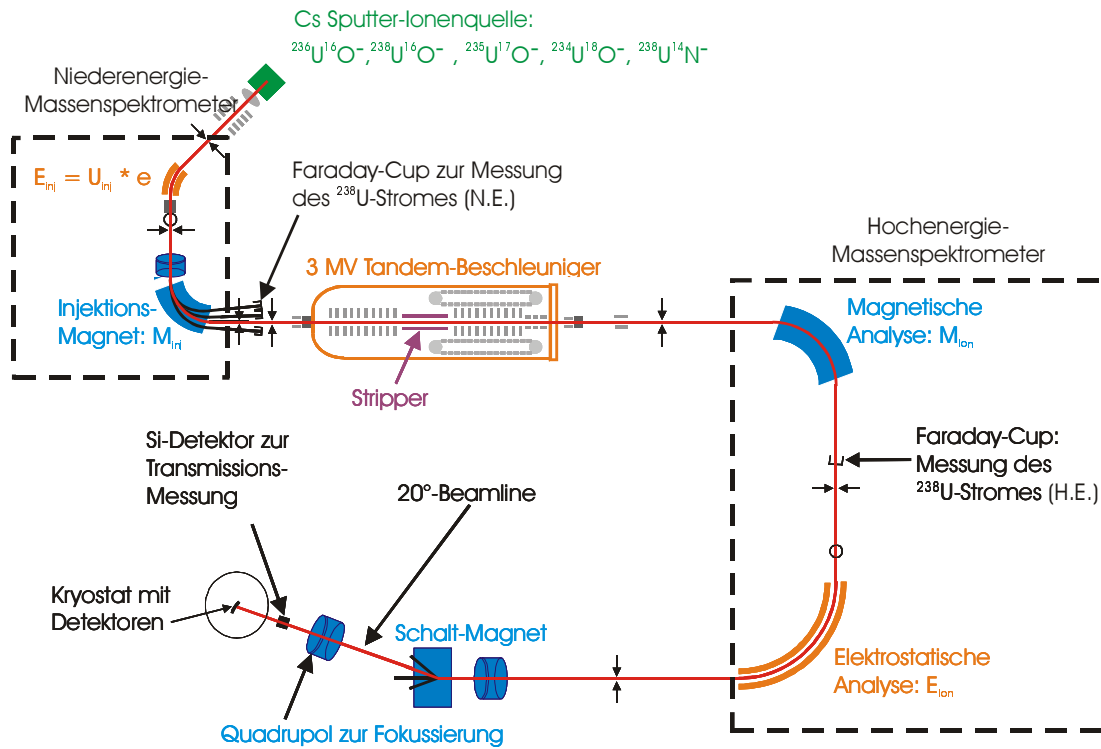
### Erzeugung der Uran-Ionen:

Die Präparation der verwendeten Proben wird in Kap. 7.6 ausführlich diskutiert. Da Uran keine negativen Ionen bildet, wird es als Molekülion  $\text{UO}^-$  in den Tandembeschleuniger injiziert. Der erzeugte Ionenstrom beträgt ca. 100 nA für  $^{238}\text{U}^{16}\text{O}^-$ .

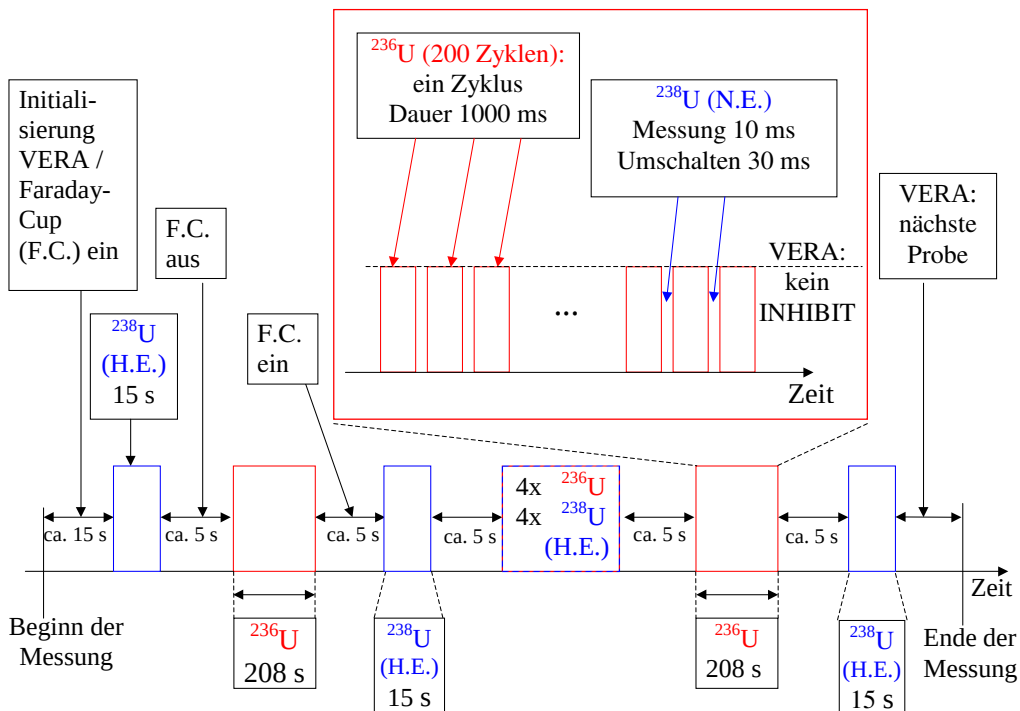
Der Beschleuniger und die magnetische und elektrostatische Analyse wurden in Kap. 5.2.1 bereits ausführlich diskutiert (s. Abb. 5.5 auf Seite 103). Im Strippergas werden die Moleküliionen aufgebrochen und die entstehenden Uran-Ionen positiv umgeladen. Für die höchste erreichbare Terminalspeisung von 3 MV liegt das Maximum der Ladungsverteilung für Uran bei 3+. Jedoch ist 5+ der niedrigste Ladungszustand, der den Analysiermagneten passieren kann. Bei diesem Ladungszustand beträgt die Ionenausbeute ca. 5%.

### Messung des $^{236}\text{U}$ :

In Abbildung 7.3b.) ist der zeitliche Ablauf einer AMS-Messung für das Isotopenverhältnis  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  dargestellt: Nach der Initialisierung von VERA (Messung der Quellen-Parameter, Hochspannung des Beschleunigers etc.) wurde der Faraday-Cup für die  $^{238}\text{U}$ -Strommessung in den Strahl gefahren und Injektions- und Analysiermagnet auf  $^{238}\text{U}$  eingestellt. Dann wurde der  $^{238}\text{U}$ -Strom auf der Hochenergie-Seite gemessen (s.u.). Nach dieser Messung wurden alle Filter-Komponenten auf  $^{236}\text{U}$  umgestellt (zur Optimierung der Filter-Parameter siehe weiter unten) und der  $^{238}\text{U}$ -Faraday-Cup aus dem Strahl gefahren. Diese Umstellung dauerte ca. 5 s. Wenn  $^{236}\text{U}$  den Detektor am Ende der 20°-Beamline erreichte, wurde die Datenaufzeichnung gestartet. Der Start der



a.)



b.)

Abbildung 7.3: a.) Der Aufbau zur AMS-Messung. Mit diesem Aufbau wurde auch die Messung an  $^{238}\text{U}^{5+}$  durchgeführt, die in Kapitel 5 diskutiert wurde. b.) Schematischer zeitlicher Ablauf einer AMS-Messung. H.E. bedeutet "Hochenergie-Seite", N.E. bedeutet "Niederenergie-Seite", "F.C." Faraday Cup (für Details siehe Text).

Datenaufzeichnung definierte gleichzeitig den Beginn eines Meß-”Zyklus”. Jeder Zyklus hatte eine Dauer von 1000 ms. Während dieser Zeit wurde  $^{236}\text{U}$  im Detektor nachgewiesen; gleichzeitig wurden Alpha-Teilchen aus der im Kryostat seitlich eingebauten Alpha-Quelle registriert (s. Kap. 4.1). Nach 1000 ms wurde die Datenaufzeichnung gestoppt und der Injektionsmagnet für die Messung des  $^{238}\text{U}$ -Stromes auf der Niederenergie-Seite umgestellt. Danach wurde der nächste Zyklus gestartet. Eine Messung war in Blocks von  $6 \times 200$  Zyklen eingeteilt, zwischen denen jeweils der  $^{238}\text{U}$ -Strom auf der Hochenergie-Seite gemessen wurde (s.u.). Die Messungen wurden von einer von Steier et al. entwickelten Meßroutine gesteuert (für Details siehe [95]).

### Messung des $^{238}\text{U}$ -Stroms:

In Kap. 7.1 wurde dargestellt, daß es notwendig ist, das Radioisotop im Detektor abwechselnd mit dem Strom des stabilen Isotops zu messen und auf Stromschwankungen zu korrigieren. Stromschwankungen treten auf, wenn die Rate der aus der Quelle extrahierten Ionen sich durch Änderung der Quellparameter ändert. Dies kann z.B. geschehen durch Unregelmäßigkeiten in der Sputter-Rate oder der Extraktionsspannung. Um systematische Fehler durch solche Stromschwankungen zu minimieren, ist es notwendig, den  $^{238}\text{U}$ -Strom möglichst häufig zu messen. Die Strom-Messungen waren in die vollautomatisierte Meß-Routine von VERA integriert.

Da die Magnetkammer des Injektormagneten mit einer schnell schaltbaren Hochspannung ( $U_{inj}$ ) verbunden ist [85], kann das Niederenergie-Massenspektrometer schneller als das Hochenergie-Massenspektrometer von einem Isotop auf das andere umgestellt werden. Daher wird der  $^{238}\text{U}$ -Strom auf der Niederenergie-Seite, d.h. vor dem Beschleuniger, alle 1000 ms in einen seitlich versetzten Faraday-Cup gelenkt und gemessen (s. Abb. 7.3b.):  $^{238}\text{U}$  (N.E.)). Die Dauer einer Strom-Messung betrug 10 ms, das Umschalten der Magnetkammerspannung dauerte 30 ms.

Der Faraday-Cup für die Messung des  $^{238}\text{U}$ -Stromes auf der Hochenergie-Seite ( $^{238}\text{U}$  (H.E.)) befand sich hinter dem Analysiermagneten. Die Transmission durch den Tandem-Beschleuniger hängt ab vom Druck des Stripper-Gases und der Umladungseffizienz. Man geht davon aus, daß diese Faktoren über den Zeitraum von einigen Minuten nur vernachlässigbar schwanken. Da zudem die Umstellung des Hochenergie-Massenspektrometers durch Umstellen der Beschleuniger-Spannung von  $^{236}\text{U}$  auf  $^{238}\text{U}$  ca. 5 s dauert, wurde die Messung des  $^{238}\text{U}$ -Hochenergiestroms nach jeweils 200 Zyklen durchgeführt. Eine Messung dauerte 15 s. Während dieser 15 s wurde auf der Niederenergie-Seite ebenfalls alle 1000 ms der  $^{238}\text{U}$ -Strom gemessen.

Für die Strom-Messungen und die  $^{236}\text{U}$ -Messung wurde das Niederenergie-Massenspektrometer in insgesamt drei Einstellungen betrieben:

1. Masse 252 amu:

Das Molekülion  $^{236}\text{U}^{16}\text{O}^-$  des Isotops  $^{236}\text{U}$  hat eine Masse von 252 amu. Mit dieser Einstellung wird  $^{236}\text{U}$  durch den Beschleuniger und die Filter zum Detektor am Ende der  $20^\circ$ -Beamline gelenkt.

2. Masse 254 amu:

$^{238}\text{U}$  wird als  $^{238}\text{U}^{16}\text{O}^-$  in den Beschleuniger injiziert, um den  $^{238}\text{U}$ -Strom

zur Bestimmung des Isotopenverhältnisses zu messen. Mit dieser Einstellung des Injektionsmagneten wird  $^{238}\text{U}$  auf den Faraday-Cup hinter dem Analysier-Magneten gelenkt ( $^{238}\text{U}$  Hochenergie-Messung).

3.  $^{238}\text{U}$ -Messung vor dem Beschleuniger:

Die  $^{238}\text{U}^{16}\text{O}^-$ -Ionen werden in einen seitlich versetzten Faraday-Cup vor dem Beschleuniger gelenkt.

Die Beschleuniger-Spannung wurde jeweils zwischen den Einstellungen für  $^{236}\text{U}^{5+}$  und  $^{238}\text{U}^{5+}$  hin und her geschaltet, sodaß beide Isotope den Hochenergie-Analysiermagneten passieren konnten. Da die Messung des  $^{238}\text{U}$ -Stromes vor der elektrostatischen Analyse stattfand, war eine Umschaltung des elektrostatischen Analysators auf  $^{238}\text{U}$  nicht notwendig.

### Optimierung der Strahlführungskomponenten:

Der Übersichtlichkeit halber sind in Abbildung 7.3a.) nur wenige Strahlführungskomponenten wie Quadrupol-Magnete und elektrostatische Steerer eingezeichnet. Diese Komponenten bilden zusammen mit den magnetischen und elektrostatischen Analyse-Komponenten eine komplexe Einheit. Alle Parameter müssen vor einer AMS-Messung aufeinander eingestellt werden, um eine optimale Transmission des Ionenstrahles durch den gesamten Aufbau bis zum Detektor zu erzielen. Die Optimierung wird computergestützt durchgeführt; die entsprechenden Programme sind in [95] beschrieben worden. Sie funktioniert nach folgendem Prinzip: Die Grobeinstellung des Systems (Auswahl des Ions) wird von Hand vorgenommen. Dann werden die verschiedenen Parameter der Steuer- und Analyse-Einheiten computergesteuert innerhalb eines vorgegebenen Bereichs variiert und dabei der Strahl-Strom im Faraday Cup bzw. die Detektor-Zählrate optimiert. Die Parameter-Kombination mit der höchsten Zählrate wird als optimal übernommen. Die Optimierung geschieht in mehreren Stufen: Die erste Stufe ist ein Faraday-Cup direkt hinter dem Hochenergie-Magneten. Die zweite Stufe ist ebenfalls ein Faraday-Cup, der sich hinter dem elektrostatischen Analysator befindet. Die dritte Stufe schließlich ist der Tieftemperatur-Detektor. Um die Optimierung innerhalb weniger Stunden durchführen zu können, ist eine relativ hohe Zählrate von ca. 1 kHz erforderlich. Solche Raten lassen sich mit  $^{236}\text{U}$  nicht erreichen. Daher wurde die Optimierung für das Isotop  $^{238}\text{U}$  durchgeführt. Die optimierten Parameter wurden dann mit der Masse skaliert, um die optimalen Parameter für  $^{236}\text{U}$  zu bestimmen.

### Justage des Detektoraufbaus:

Vor den Detektoren befand sich im Kryostat ein System von vier Blenden (s. Kap. 4.1) der Abmessung  $4 \times 15 \text{ mm}^2$ . Um die Einstrahlung von Umgebungswärme und die Kondensation von Restgas auf dem Detektor zu minimieren (s. Kap. 5.2.2), wurde außerdem zwischen Silizium-Detektor und Kryostat im Strahlrohr ein auf Stickstofftemperatur gekühltes Rohr angebracht. Der Rohrdurchmesser betrug 10 mm, die Länge des Rohres ca. 50 cm.

Um eine optimale Detektionseffizienz zu erreichen, war es notwendig, die Blenden und das stickstoffgekühlte Rohr genau kollinear mit der Strahlachse einzujustieren. Dies wurde zu Beginn des Experiments vor dem Abkühlen durchgeführt, da es für die Justage des Blendensystems im Kryostaten notwendig

war, die Detektoren direkt zu sehen. Dies ist nur von vorne durch das Blenden-system des Strahleintritts möglich (s. Abb. 4.1). Ein Theodolit wurde mittels mehrerer Fadenkreuze und eines Spiegels so justiert, daß er unter einem Winkel von  $90^\circ$  genau in Strahlachse ausgerichtet war. Das Gestell des Kryostaten hat drei Auflagen, die mittels mehrerer Feingewinde in allen drei Raumdimensionen verstellbar sind (siehe auch [19]). Der Kryostat wurde so justiert, daß sich der Detektor SA121 - von dem die beste Energieauflösung erwartet wurde - genau im Fadenkreuz des Theodoliten befand. Das stickstoffgekühlte Rohr wurde im warmen Zustand mit Hilfe des Theodoliten auf die Strahlachse adjustiert, bevor das Strahlrohr geschlossen und evakuiert wurde. Erst im evakuierten Strahlrohr wurde das Rohr auf Stickstoff-Temperatur abgekühlt.

#### **Auswahl des Detektors:**

Aufgrund seiner geringeren Wärmekapazität wurde zunächst erwartet, daß der Detektor SA121 die beste Energieauflösung erreichen würde. Es stellte sich allerdings während der vorbereitenden Messungen vor dem AMS-Experiment heraus, daß dieser Detektor von Wärmestrahlung stärker aufgeheizt wurde als der Detektor Al12. Der Detektor konnte zunächst nicht weit genug gekühlt werden, um die Übergangstemperatur zu erreichen. Daher war es notwendig, eine zweite Helium-Pumpe an den Kryostaten anzuschließen, um die Pumpleistung und damit die Kühlleistung zu erhöhen. Diese zweite Pumpe verursachte zusätzliche mikrophonische Störungen. Außerdem zeigte dieser Detektor eine deutliche Degradation durch Strahlenschäden (s. Kap. 5.3). Daher wurde für die AMS-Messungen der Detektor Al12 benutzt, mit dem die beste Energieauflösung von  $\Delta E/E = 4.6 \times 10^{-3}$  erzielt worden war. Die Mitte dieses Detektors befand sich 5 mm unterhalb der auf die Strahlachse einjustierten Mitte von SA121. Durch die Optimierung der Strahlführungskomponenten, insbesondere der elektrostatischen Steerer, wurde die Abweichung der Detektorposition des Detektors Al12 von der idealen Strahlachse korrigiert.

#### **Bestimmung der Transmission:**

Um das Isotopenverhältnis von  $^{236}\text{U}$ , das im Tieftemperatur-Detektor nachgewiesen wird, zu  $^{238}\text{U}$  zu bestimmen, muß die Transmission von der Position des Faraday-Cups zur Messung des  $^{238}\text{U}$ -Stromes bis zur Position des Detektors für Uranionen bekannt sein. Steier et al. haben die Transmissionseigenschaften von VERA für das Uran-Isotop  $^{238}\text{U}$  ausführlich untersucht [26, 28]. Von der Position des Faraday Cups bis zu der Position des Silizium-Detektors (s. Abbildung 7.3a.) sind die im Aufbau auftretenden ionenoptischen Verluste von Ionen vernachlässigbar, wenn kein Flugzeit-Detektor im Strahlrohr eingebaut ist. Der Silizium-Detektor hat einen Durchmesser von 10 mm, das entspricht einer aktiven Detektorfläche von  $34 \text{ mm}^2$ . In diesem Detektor erwartet man daher nicht, daß durch die Detektorfläche bedingte Verluste der nachgewiesenen Ionen auftreten. Um die Transmission auf den Tieftemperatur-Detektor zu bestimmen, wurde daher das Verhältnis der Zählraten von diesem Detektor zur Zählrate auf dem Silizium-Detektor bestimmt, indem die  $^{236}\text{U}$ -Zählrate von Tieftemperatur-Detektor und Silizium-Detektor in einem Rate-Meter gemessen wurden (s. auch Verschaltung der Datenaufnahme in Abb. 7.4). Der Abstand zwischen beiden Detektoren betrug ca. 40 cm.

Nach der Optimierung mit  $^{238}\text{U}$  wurde für dieses Isotop ein Verhältnis der Zählraten von Tieftemperatur- zu Siliziumdetektor  $T = (0.84 \pm 0.05)$  erreicht. Der Tieftemperatur-Detektor hat eine aktive Fläche von  $(5.3 \pm 0.4) \text{ mm}^2$ . Der Durchmesser des  $^{238}\text{U}$ -Strahles wurde durch schrittweises Schließen des Strahlrohrventils zu maximal 1 mm abgeschätzt. Daher sind die fehlenden 15% in der Transmission wahrscheinlich nicht auf unvollständigen Nachweis der Uranionen durch die relativ kleine Detektorfläche, sondern auf Verluste am Blendensystem zurückzuführen. Die Blenden wurden im warmen Zustand so justiert, daß der gesamte Detektor ausgeleuchtet wurde. Es ist jedoch nicht ausgeschlossen, daß aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnung der Kryostat-Komponenten beim Abkühlen ein Teil des Detektors abgeschirmt wurde. Wenn das Blendensystem im kalten Zustand nicht absolut kollinear zur Strahlachse justiert war, kann es Teile des Ionenstrahls abgeschirmt haben. Für das Stickstoff-gekühlte Rohr gilt dasselbe Argument.

Nach Umskalierung auf  $^{236}\text{U}$  betrug das Verhältnis zwischen den Zählraten von Silizium- und Tieftemperaturdetektor nur noch  $T = (0.17 \pm 0.05)$ . Da der Detektor Al12 nicht genau auf der Strahlachse justiert war, sondern 5 mm unterhalb (s.o.), war die Umskalierung der Parameter von  $^{238}\text{U}$  auf  $^{236}\text{U}$  offenbar nicht ausreichend genau, um die optimierten Parameter für  $^{236}\text{U}$  zu ermitteln. Um die Bestimmung der optimalen Parameter für  $^{236}\text{U}$  zu verbessern, wurde daher ein zweiter Optimierungsschritt mit dem Isotop  $^{235}\text{U}$  durchgeführt, dessen Masse näher an der von  $^{236}\text{U}$  liegt. Nach diesem zweiten Optimierungsschritt wurde für das  $^{236}\text{U}$  eine Transmission von  $T = (0.65 \pm 0.10)$  erreicht.

Der  $^{238}\text{U}$ -Strahl wird durch ein System von Schlitzen in seiner Intensität und Energieschärfe begrenzt. Da für die AMS-Messung von  $^{236}\text{U}$  alle Schlitze entlang der Beamline maximal offen waren, betrug der Durchmesser dieses Strahls ca. 3 mm (FWHM) [96], während der  $^{238}\text{U}$ -Strahl nur einen Durchmesser von  $\leq 1 \text{ mm}$  hatte (s.o.). Das bedeutet, daß entsprechend dieser groben Abschätzung mit einem Detektor mit einer Fläche von  $2.4(1) \times 2.2(1) \text{ mm}^2$  ca. 58% aller  $^{236}\text{U}$ -Ionen im Detektor nachgewiesen werden, wenn man ein Gauß-förmiges Strahlprofil annimmt. Die Transmission ist daher für  $^{236}\text{U}$  im wesentlichen durch die aktive Fläche des Detektors begrenzt, wobei die für  $^{238}\text{U}$  diskutierten Verluste an den Blenden auch für  $^{236}\text{U}$  zur Begrenzung der Transmission beitragen.

Zwischen Beginn und Ende der Messungen wurde eine allmähliche Verschlechterung der Transmission auf  $T = (0.55 \pm 0.10)$  beobachtet, die durch langsames Driften der elektrostatischen und magnetischen Felder der Strahlführungskomponenten bedingt war. Die jeweiligen Meßergebnisse für das Isotopenverhältnis wurden darauf korrigiert.

#### **Verschaltung der Datenaufnahme:**

Um aus den Daten des Tieftemperatur-Detektors und den Strom-Messungen von VERA das Verhältnis  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  mit hoher Genauigkeit zu bestimmen, war es notwendig, beide Datenaufnahme-Systeme zu koppeln. Insbesondere mußte die  $^{236}\text{U}$ -Meßzeit des Tieftemperatur-Detektors auf die  $^{238}\text{U}$ -Meßzeit des VERA-Systems normiert werden. In Abbildung 7.4 ist die Verschaltung der Datenaufnahme und die Kopplung mit dem System von VERA dargestellt.

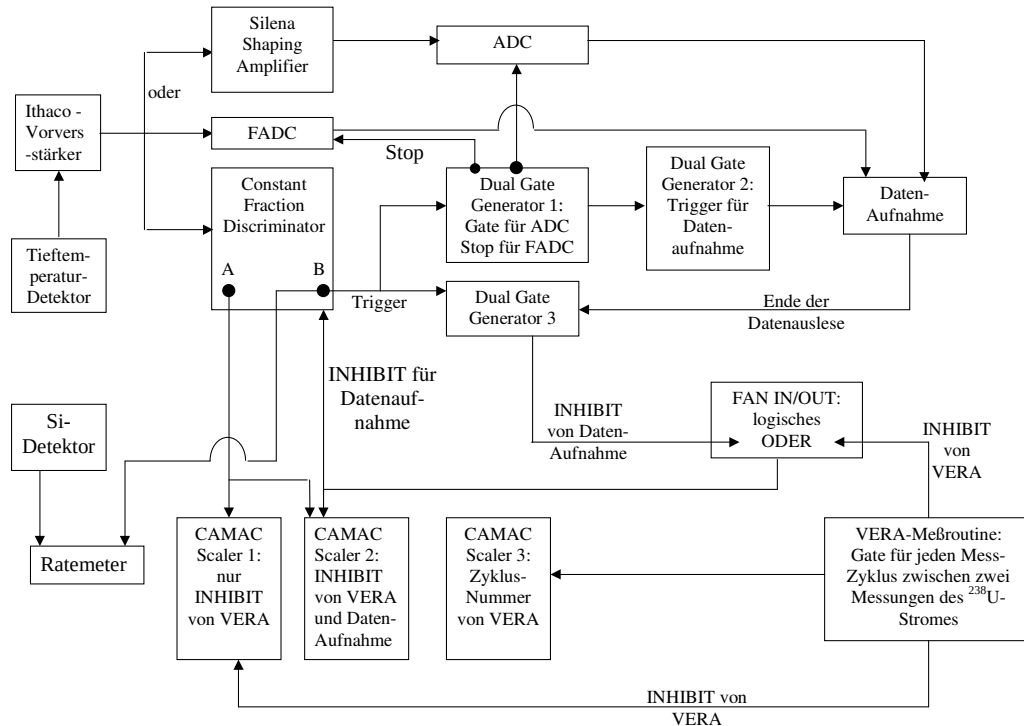


Abbildung 7.4: Die Verschaltung der Datenaufnahme und die Kopplung mit der Datenaufnahme und Steuerung von VERA während der AMS-Messungen

Die VERA-Datenaufnahme erzeugte für jeden  $^{236}\text{U}$ -Meß-Zyklus ein Gate-Signal, das logisch invertiert und in ein INHIBIT-Signal umgewandelt wurde (s. Abb. 7.3b.). Wenn kein INHIBIT an den Constant Fraction Discriminator gegeben wurde, wurden Daten aus dem Tieftemperatur-Detektor aufgezeichnet. Außerdem wurde in Scaler 3 die Zyklus-Nummer mitprotokolliert, um später die Meß-Zyklen den Daten des Tieftemperatur-Detektors eindeutig zuzuordnen zu können. Das Zyklus-INHIBIT wurde auch zu Scaler 1 geschickt, der die Signale eines elektronischen Pulsers aufnahm und der Bestimmung der Totzeit des Datenaufnahme-Systems diente. Für die absolute Bestimmung von Zählraten muß diese Computer-Totzeit mit berücksichtigt werden. Von der Datenaufnahme des Tieftemperatur-Detektors wurde ein zweites INHIBIT erzeugt, das das Ende der Datenauslese für ein einzelnes Ereignis angab. Die Länge dieses INHIBIT-Signals, das den Zeitraum vom Trigger vom CFD bis zum Ende der Datenauslese umfaßte, wurde vor Beginn der Messungen fest eingestellt: Für die Messungen mit dem Hauptverstärker und ADC betrug die Länge  $600\ \mu\text{s}$ , für die Messungen mit dem FADC  $30.5\ \text{ms}$ . Dieses INHIBIT wurde in einem logischen ODER mit dem Zyklus-INHIBIT von VERA verknüpft und auf den Scaler 2 gegeben, der dieselben Pulsersignale aufnahm wie Scaler 1. Das Verhältnis von Scaler 1 (nur VERA-INHIBIT) zu Scaler 2 (VERA-INHIBIT und INHIBIT von Datenaufnahme) ist somit ein Maß für die Totzeit des Datenaufnahmesystems. Die Daten wurden mit dem bei GSI entwickelten System "LYNX/OS" ausgelesen und im binären Format aufgezeichnet. Sie wurden dann offline analysiert (s. Kap. 7.5). Zusätzlich wurde die Datenaufzeichnung während der Messungen mit dem Programm "Go4"



überwacht (s. auch Kap. 4.1.2).

Es wurden zwei Meßreihen durchgeführt:

- In der ersten Meßreihe wurden die Daten aus dem Vorverstärker in den SILENA Hauptverstärker eingespeist und mit einem ADC ausgelesen. Die Einstellungen des Vorverstärkers waren: Verstärkung 1000, Grenzfrequenz des Hochpasses 10 Hz, Grenzfrequenz des Tiefpasses 10 kHz. Die Shaping Zeit des Hauptverstärkers betrug 25  $\mu$ s, die Verstärkung lag bei Faktor 20. Diese Messungen werden in der folgenden Diskussion mit ADC1 bezeichnet. Einige Messungen, die mit dem konventionellen ADC vor dem zweiten Optimierungsschritt durchgeführt wurden, sind unter ADC3 zusammengefaßt.
- Um die Energieauflösung durch digitales Filtern eventuell weiter zu verbessern, wurde in einer zweiten Meßreihe ein VME Flash-ADC (FADC) der Firma SIS GmbH (Modell 3301) benutzt. Damit wurde das Vorverstärker-Signal digitalisiert. Dieser Flash-ADC hat insgesamt 8 Kanäle, von denen aber nur einer benutzt wurde. Die Digitalisierungsfrequenz beträgt bis zu 100 MHz. Da die Abklingzeiten der Signale des Tieftemperatur-Detektors jedoch einige 100  $\mu$ s betragen, wurden die Signale in dieser Messung mit einer Frequenz von 400 kHz aufgenommen. Bei 8192 Kanälen entspricht dies einer Zeitauflösung von 2 ns. Um sehr starke Störungen bei einer Frequenz von 1 kHz vorab zu eliminieren, wurde die Grenzfrequenz des Hochpasses des Vorverstärkers auf 1 kHz eingestellt. Die digitalisierten Signale wurden mit dem Programm zum "Optimum Filtering" (s. Kap. 4.1.3) analysiert. Parallel wurden aus einem weiteren Ausgang des Vorverstärkers die Signale in den Hauptverstärker eingespeist und mit dem konventionellen ADC ausgelesen. Die Messungen, die mit dem Flash ADC durchgeführt wurden, werden in der folgenden Diskussion mit FADC bezeichnet, die parallel dazu mit dem konventionellen ADC durchgeführten Messungen mit ADC2.

## 7.5 Untergrund durch benachbarte Uran-Isotope

Untergrund aus langlebigen Isobaren ist für sehr schwere Ionen wie Uran nicht vorhanden:  $^{236}\text{Pa}$  hat eine Halbwertszeit von nur 9.1 m.  $^{236}\text{Np}$  hat zwar eine Halbwertszeit von  $1.5 \times 10^5$  Jahren, kommt aber in natürlichem Uranerz allenfalls in Spuren vor, sodaß es als Untergrund ebenfalls keine Rolle spielt. Nennenswerter Untergrund kommt nur von den benachbarten Uran-Isotopen. Die Uranisotope  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  und  $^{238}\text{U}$  können das Niederenergie-Massenspektrometer ebenfalls passieren, wenn sie Molekül-Ionen derselben Masse bilden wie  $^{236}\text{U}^{16}\text{O}^-$  (s. Abb. 7.3):  $^{238}\text{U}$  als  $^{238}\text{U}^{14}\text{N}^-$ ,  $^{235}\text{U}$  als  $^{235}\text{U}^{17}\text{O}^-$  und  $^{234}\text{U}$  als  $^{234}\text{U}^{18}\text{O}^-$ . In Kapitel 5.2.1 wurde dargestellt, daß die Massentrennung des Analysemagneten zusammen mit der elektrostatischen Analyse ausreichend ist, um die benachbarten Isotope abzutrennen. Dennoch ist es nach mehrfachen Ladungsaustauschreaktionen möglich, daß Uran-Isotope anderer Masse als 236 amu die verschiedenen Filterstufen passieren (s. Abb. 7.5).



und für  $^{234}\text{U}$   $\Delta E/E = 8.4 \times 10^{-3}$ .

- Umladung in der elektrostatischen Analyse:  
Umladung  $5+ \rightarrow 4+$   
Die Energieauflösung der elektrostatischen Analyse von  $\Delta E/E = 10^{-4}$  genügt prinzipiell, um Untergrund mit einer relativen Energiedifferenz  $\Delta E/E = 4.2 \times 10^{-3}$  abzutrennen. Wenn jedoch im elektrostatischen Analysator eine erneute Umladung der Untergrund-Ionen von  $5+$  auf  $4+$  stattfindet, ändert sich der durch  $E/q$  vorgegebene Biegeradius. Untergrund-Ionen, die ca. 10 mm von der Sollbahn des  $^{236}\text{U}^{5+}$  entfernt sind und kurz vor dem Austritt aus dem elektrostatischen Analysator umgeladen werden, passieren auch diese Analysestufe.
- Umladung zwischen elektrostatischer Analyse und Schalt-Magnet:  
Umladung  $4+ \rightarrow 5+$   
Die Energie der Untergrund-Ionen hat sich durch den zweiten Umladungsprozeß im elektrostatischen Analysator nicht geändert, wohl aber ihre magnetische Steifigkeit  $p/q$ . Die relativ geringe Selektivität des  $20^\circ$ -Schalt-Magneten reicht aus, um Untergrund-Ionen der Ladung  $4+$  abzutrennen. Es ist jedoch möglich, daß auf der Strecke zwischen elektrostatischer Analyse und Schalt-Magnet ein erneuter Umladungsprozeß von  $4+$  nach  $5+$  stattfindet. Die Untergrund-Ionen, die dann nach dreifacher Umladung wieder die Ladung  $5+$  haben, passieren somit auch diese letzte Analysestufe und erreichen den Detektor.
- elastisch gestreute Ionen:  
Wenn Ionen im elektrostatischen Analysator elastisch an Restgasmolekülen gestreut werden und danach den "richtigen" Impuls, d.h. die richtige magnetische Steifigkeit haben, können sie den Umlenk-Magneten ebenfalls passieren.

Da Silizium-Detektoren bei Bestrahlung mit Uran-Ionen sehr anfällig für Strahlenschäden sind, wird bei VERA konventionell eine Ionisationskammer zum Nachweis des  $^{236}\text{U}$  verwendet. Diese Ionisationskammer hat eine Energieauflösung von 3 – 5 % [85]. Damit ist es keinesfalls möglich, die benachbarten Isotope im Energiespektrum zu trennen. Daher wurde in früheren Messungen zusätzlich ein Flugzeitspektrometer benutzt, das eine Zeitauflösung von  $\Delta t/t = 0.9 \times 10^{-3}$  erreicht [26]. Im Flugzeitspektrum haben benachbarte Isotope gleicher Energie eine Trennung von  $\Delta t/t = -\Delta v/v = \Delta M/M$ . Mit der erreichten Zeitauflösung von  $\Delta t/t = 0.9 \times 10^{-3}$  ist die Abtrennung des Untergrunds mit  $\Delta M/M = 4.2 \times 10^{-3}$  kein Problem. In Kapitel 7.3 wurde allerdings dargestellt, daß die Sensitivität konventioneller AMS-Experimente für Uran-Isotope auf eine Größenordnung von  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} \approx 10^{-10}$  limitiert ist, da sowohl im Flugzeitspektrometer als auch in der Ionisationskammer Verluste auftreten und in bisherigen Experimenten lediglich eine Transmission von  $(0.20 \pm 0.06)$  erreicht werden konnte.

Ein Detektor mit einer Energieauflösung, die ausreicht, die benachbarten Uran-Isotope im Energiespektrum zu trennen, erlaubt es, auf einen Flugzeit-Detektor zu verzichten, was eine deutliche Steigerung der Transmission und damit der Sensitivität bedeutet. Mit dem Detektor Al12 wurde für Uran eine Energieauflösung von  $\Delta E/E = 4.6 \times 10^{-3}$  erreicht (s. Kap. 5.2.3). Abbildung 7.6 zeigt ein simuliertes Energiespektrum für  $^{236}\text{U}$  inklusive des erwarteten Untergrunds durch die Nachbar-Isotope mit einer angenommenen Energieauflösung des Detektors von  $\Delta E/E =$

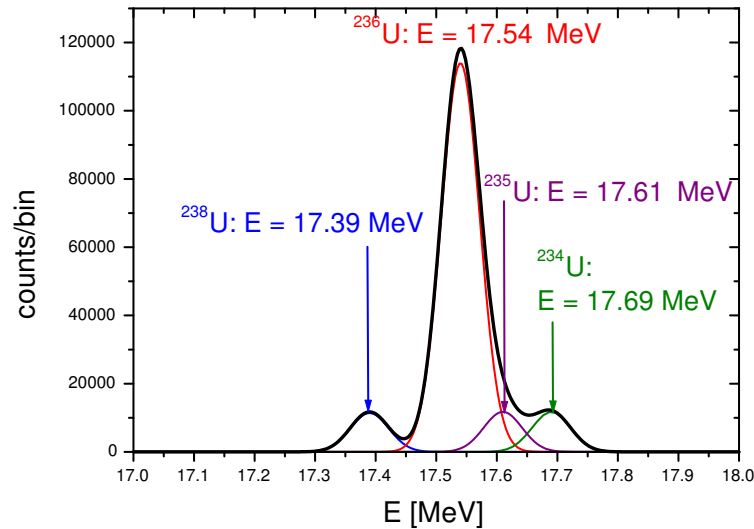


Abbildung 7.6: Simulation der Untergrund-Verhältnisse bei Verwendung eines energieauflösenden Tieftemperatur-Detektors. Die Energien der Nachbar-Isotope von  $^{236}\text{U}$  wurden entsprechend der im Text diskutierten Produktionsmechanismen bestimmt. Angenommen wurde eine Energieauflösung des Detektors von  $\Delta E/E = 4.6 \times 10^{-3}$  und ein Verhältnis der Uranisotope  $^{236}\text{U}$  zu  $^{234,235,238}\text{U}$  von jeweils 10:1.

$4.6 \times 10^{-3}$ : Das  $^{236}\text{U}^{5+}$  hat eine Energie von  $E = 17.54$  MeV. Daraus ergibt sich, entsprechend dem oben diskutierten Produktionsmechanismus, für  $^{238}\text{U}^{5+}$  eine Energie von  $E = 17.39$  MeV, für  $^{235}\text{U}^{5+}$   $E = 17.61$  MeV und für  $^{234}\text{U}^{5+}$   $E = 17.69$  MeV. Das Verhältnis von  $^{236}\text{U}$  zu  $^{234,235,238}\text{U}$  wurde mit jeweils 10:1 angenommen. Wie in Kapitel 7.8 gezeigt wird, ist dies ein realistischer Wert.

Die erreichte Energieauflösung reicht aus, um  $^{238}\text{U}$  und  $^{234}\text{U}$  im Energiespektrum deutlich von  $^{236}\text{U}$  zu trennen.  $^{235}\text{U}$  ist als Schulter im Spektrum von  $^{236}\text{U}$  sichtbar. Daher wird kein Flugzeit-Spektrometer mehr zur Abtrennung des Untergrunds benötigt. Außerdem kann der Tieftemperatur-Detektor ohne Eintrittsfenster oder -folien betrieben werden. Damit läßt sich prinzipiell eine Transmission von 100% erreichen, wenn die aktive Fläche des Detektors ausreichend groß dimensioniert ist.

## 7.6 Untersuchte Proben

Die Probenpräparation wurde vom Institut für Isotopenforschung durchgeführt. Es wurden sieben verschiedene Targets (Gemeint sind Targets, die in der Sputter-Ionenquelle verwendet wurden) untersucht, die aus fünf verschiedenen Material-Proben extrahiert wurden:

- Proben aus angereichertem Material:  
Die Proben UD250 (Target 4) und UD150 (Target 5) wurden auf der Basis von isotonenreinem  $^{236}\text{U}$  hergestellt, das in Form von Urannitrat  $\text{U}(\text{NO}_3)_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$  zur Verfügung stand. Dieses wurde gewogen und in Salpeter-Säure gelöst.  $^{238}\text{U}$  in Form von Uranylinitrat  $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$  wurde ebenfalls gewogen und gelöst.

Durch stöchiometrische Mischung der beiden Uran-Lösungen lassen sich Proben eines definierten Isotopenverhältnisses herstellen. Das Uran wird unter Zugabe von Eisen und Ammoniak als  $\text{UO}_2(\text{OH})_2$  gemeinsam mit  $\text{FeO}_2(\text{OH})_2$  ausgefällt und dann geheizt, um Uranoxid  $\text{U}_3\text{O}_8$  zu erhalten, das als Target-Material für die Ionenquelle dient. Folgende Isotopenverhältnisse wurden hergestellt:

$$\begin{aligned}\text{UD250: } ^{236}\text{U}/^{238}\text{U} &= 2.58(5) \times 10^{-9} \\ \text{UD150: } ^{236}\text{U}/^{238}\text{U} &= 1.55(3) \times 10^{-9}\end{aligned}$$

Der angegebene Fehler beruht auf dem Fehler beim Wiegen der Uran-Verbindungen.

Der Quotient aus den beiden Isotopenverhältnissen beträgt  $\text{UD250}/\text{UD150} = 1.66(7)$ . Da die hohe Anreicherung mit  $^{236}\text{U}$  zu hohen  $^{236}\text{U}$ -Zählraten führt, erwartet man für diese Proben keinen meßbaren Untergrund durch die Nachbarisotope.

- Proben aus Material der Mine "K.u.K. Uranfabrik Joachimsthal":  
In Kap. 7.3 wurde dargestellt, daß es für systematische AMS-Untersuchungen notwendig ist, einen Materialstandard zu etablieren, für den das absolute Isotopenverhältnis  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  sehr genau bekannt ist. Da außerdem das Ziel ist, geologische Proben mit kleinen Isotopenverhältnissen miteinander zu vergleichen, sollte das Isotopenverhältnis des Material-Standards in vergleichbarer Größenordnung liegen. Angereichertes Material wie UD150 oder UD250 scheidet daher als Material-Standard aus. Das VERA-Labor des Instituts für Isotopenforschung befindet sich im Besitz von Uranylнитrat, das aus der Mine "K.u.K. Uranfabrik Joachimsthal" stammt, aus der auch Marie und Pierre Curie ihr Uranerz bezogen. Dieses Uranylнитrat wurde vor 1918 hergestellt und im Keller des Instituts eingelagert. Es war niemals anthropogener Kontamination durch Kernwaffen-Explosionen und radioaktiven Fallout ausgesetzt. Daher ist es als Material-Standard für natürliches Uran sehr gut geeignet (s. auch Kap. 7.2).

Die Präparation der Proben für die Beschleuniger-Massenspektrometrie wurde in [26] beschrieben. Sie wurden durch Verbrennung von  $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$  zu  $\text{U}_3\text{O}_8$  bei 700 °C hergestellt. Dabei ist wichtig, daß die Verbrennung möglichst vollständig erfolgt. Reste von  $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$ , die durch unvollständige Verbrennung entstehen, können in der Ionenquelle  $\text{UN}^-$  bilden, das als Quelle von Untergrund bereits diskutiert wurde.

Für das Experiment wurden zwei Proben präpariert: Joachimsthal 1 (Targets 34 und 35) stammt von demselben Material, an dem die in Kap. 7.3 vorgestellten Messungen von Steier et al. durchgeführt wurden. Sie bestimmten das Isotopenverhältnis zu  $6.1 \times 10^{-11}$  [26]. Joachimsthal 2 (Targets 8 und 9) stammt von Material, das an einer anderen Stelle in derselben Mine gefördert wurde. Man erwartet, daß das Verhältnis  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  für diese Probe in derselben Größenordnung liegt wie für Joachimsthal 1. Ein Ziel der vorliegenden Arbeit war es, den Wert für  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  mit verbesserter Genauigkeit zu messen und damit die Etablierung eines Materialstandards zu ermöglichen.

- eine Probe extrahiert aus Quellwasser aus Bad Gastein:  
Die Probe "Bad Gastein" (Target 11) wurde aus Quellwasser extrahiert. Dieses Quellwasser stammt aus einer Quelle in der österreichischen Region Bad Gastein, die für ihren besonders hohen Urangehalt bekannt ist.

5 l Quellwasser wurden zunächst mit Salzsäure versetzt, um den vorhandenen Kalk auszutreiben, und dann auf ca. 500 ml eingedampft. Aus dieser eingedampften Lösung wurde das Uran mittels einer Ionentauscher-Säule extrahiert und in Salpetersäure gelöst. Dann wurde es, wie die Proben UD250 und UD150, mit Eisen als  $\text{UO}_2(\text{OH})_2$  ausgefällt und durch Heizen in  $\text{U}_3\text{O}_8$  überführt, das als Targetmaterial diente. Aufgrund der komplizierten Probenpräparation stand nur sehr wenig Probenmaterial zur Verfügung, das nur eine einzige Messung von 20 Minuten Dauer erlaubte.

Da es sich um Uran handelt, das aus dem natürlichen Gestein der Alpen herausgewaschen wurde, erwartet man ein Isotopenverhältnis  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  in der Größenordnung  $10^{-12} - 10^{-14}$ . Die Messung dieser Probe stellte einen ersten Versuch dar, die Sensitivität der Methode um ein bis drei Größenordnungen zu steigern.

Alle Targets waren auf einem Targetrad montiert und wurden jeweils zyklisch nacheinander vermessen. Die Ansteuerung der Targetrad-Position wurde von VERA im Rahmen der automatisierten Mess-Routine automatisch durchgeführt.

## 7.7 Methode der Datenanalyse

Um systematische Fehler durch Schwankungen des Quellenstroms oder Änderung der Maschinen-Parameter zu minimieren, wurden für jede Probe mehrere Messungen durchgeführt. Lediglich für die Probe "Bad Gastein" war nur eine einzige Messung möglich, denn die zur Verfügung stehende Menge an Probenmaterial war gering. Jede Messung wurde einzeln ausgewertet und das Isotopenverhältnis bestimmt. Aus den Einzelmessungen wurde dann für jede Probe der gewichtete Mittelwert gebildet:

$$\overline{{}^{236}\text{U}/{}^{238}\text{U}} = \frac{\sum_i w_i \cdot ({}^{236}\text{U}/{}^{238}\text{U})_i}{\sum_i w_i}, \quad w_i = \left[ \Delta \left( \frac{{}^{236}\text{U}}{{}^{238}\text{U}} \right)_i \right]^{-2} \quad (7.2)$$

Der Fehler  $\Delta({}^{236}\text{U}/{}^{238}\text{U})$  ergab sich dabei aus dem Fitfehler für die  $^{236}\text{U}$ -Zählrate; der Fehler im  $^{238}\text{U}$ -Strom ist aufgrund der häufigen Messung (s.o.) vernachlässigbar. Der statistische Fehler des Mittelwerts ergibt sich nach [97] zu:

$$\Delta \overline{{}^{236}\text{U}/{}^{238}\text{U}} = \sqrt{(\sum_i w_i)^{-1}} \quad (7.3)$$

Die Prozedur der Bestimmung des Isotopenverhältnisses für die Einzelmessung war für ADC- und FADC-Messungen gleich; bei der FADC-Messung ging der eigentlichen Datenanalyse noch der Schritt des digitalen Filterns voraus, der in Kap. 4.1.3 bereits ausführlich beschrieben wurde. Folgende Schritte wurden jeweils vorgenommen:

1. Bestimmung der Energieauflösung:

Vor Beginn der eigentlichen Messung wurden für die verschiedenen Uranisotope Eichspektren aufgenommen, um ihre Position im Energiespektrum und die aktuelle Energieauflösung zu ermitteln. Da für die Proben UD250 und UD150 aufgrund des hohen Isotopenverhältnisses kein Untergrund erwartet wurde, wurden auch diese Proben zur Ermittlung der Energieauflösung herangezogen, insbesondere da nach dem zweiten Optimierungsschritt mit  $^{235}\text{U}$  aus Zeitgründen nicht noch einmal Kalibrationsmessungen vorgenommen wurden. Alle Spektren wurden mit einer Gaußfunktion gefittet und aus der FWHM die Energieauflösung des Detektors bestimmt. Die entsprechende Breite des Peaks wurde dann für die anderen  $^{236}\text{U}$ -Proben als bekannt vorausgesetzt, um die Anzahl der Fitparameter zu reduzieren.

2. Aussortieren der fehlerhaften Zyklen und Bestimmung des durchschnittlichen  $^{238}\text{U}$ -Stroms:

Während einer AMS-Messung wird der Niederenergie-Strom jede Sekunde aufgezeichnet (s. Kap. 7.4). Schwankungen der Quelle werden registriert, können aber erst offline bei der Bestimmung des insgesamt über eine Messung gemittelten  $^{238}\text{U}$ -Stromes berücksichtigt werden. Wenn z.B. durch Überschläge in der Quelle der Niederenergie-Strom für einige Zyklen einen bestimmten Toleranzwert überschreitet, werden diese Zyklen offline aussortiert und verworfen, um eine Verfälschung der Meßergebnisse zu vermeiden. Dieser Schritt wurde von einer in [95] vorgestellten Software automatisch durchgeführt. Da jeder Zyklus exakt 1000 ms lang ist, wird über die vorgegebene Meßzeit (1200 s) minus der Anzahl der verworfenen Zyklen die tatsächliche Meßzeit bestimmt. Aus dem gemittelten Niederenergiestrom wird der gemittelte  $^{238}\text{U}$ -Hochenergie-Strom bestimmt, der in das Isotopenverhältnis eingeht. Dazu wird aus den sechs Messungen des Hochenergiestroms und des Niederenergiestroms, die parallel durchgeführt wurden, die mittlere Transmission durch den Beschleuniger während einer  $^{236}\text{U}$ -Messung von 1200 s berechnet. Die mittlere Transmission mal dem mittleren Niederenergiestrom ergibt den mittleren  $^{238}\text{U}$ -Strom auf der Hochenergie-Seite.

3. Bestimmung der Zählrate von  $^{236}\text{U}$ :

Das Energiespektrum wurde je nach Probe mit Gauß-Kurven für  $^{236}\text{U}$  und die Untergrundisotope  $^{238}\text{U}$  und  $^{234}\text{U}$  gefittet, deren relative Lage entsprechend ihrer Energie nach Kap. 7.5 ermittelt wurde. Die Fläche der Gaußkurven wurde durch die tatsächliche Meßzeit geteilt, um die  $^{236}\text{U}$ -Zählrate zu erhalten. Für die Proben UD250 und UD150 wurde kein Untergrund erwartet, daher wurde nur ein Gauß-Peak gefittet (s.o.). Für die Proben Joachimsthal 1 und 2 sowie die Probe Bad Gastein wurde die Breite der Gauß-Verteilungen festgehalten und lediglich die Fläche und die Position variiert. Die Variation der Position war notwendig, weil aufgrund des bereits diskutierten Effekts von Restgas-Kondensation auf dem Detektor die Position der Peaks sich zu niedrigeren Kanal-Nummern hin verschob und die Extrapolation der Energieeichung aus den gleichzeitig aufgezeichneten Alpha-Signalen einen größeren Fehler ergeben hätte als das Fitten der Peak-Position.

4. Bestimmung der Computer-Totzeit:

In Kap. 7.4 wurde diskutiert, daß prinzipiell zwei Scaler dazu dienen sollten, die Computer-Totzeit zu messen und für jedes File die  $^{236}\text{U}$ -Zählrate entsprechend zu korrigieren. Es stellte sich erst nach dem Experiment heraus, daß zumindest einer der Scaler nicht korrekt funktioniert hat: Die Information über die Computer-Totzeit war nicht verwertbar.

Eine andere Möglichkeit, die Computer-Totzeit zu berechnen, bietet die Zählrate der Alpha-Teilchen. Diese Zählrate ist über den im vorliegenden Experiment diskutierten Zeitraum von einigen Tagen konstant, da die Nuklide der Alpha-Quelle Halbwertszeiten von einigen hundert Jahren haben. Da die Zählrate außerdem bei ca. 1 Hz liegt, erwartet man keinen meßbaren Beitrag zur Computer-Totzeit durch die Alpha-Quelle. Die höchsten Uran-Zählraten lagen bei ca. 10 Hz, sodaß sich möglicherweise bereits Totzeit bemerkbar machen kann. Daher wurde für jedes File die Alpha-Zählrate aus der Amplitude der drei Alpha-Peaks und der tatsächlichen Meßzeit bestimmt und daraus die Alpha-Zählrate berechnet. Der Vergleich mit der Alphazählrate in Messungen ohne Uran-Strahl liefert dann für jede Messung mit Uran-Strahl ein Maß für die Computer-Totzeit.

## 7.8 Ergebnisse der AMS-Messungen

### 7.8.1 Bestimmung der Energieauflösung

#### 7.8.1.1 aus den Kalibrations-Messungen:

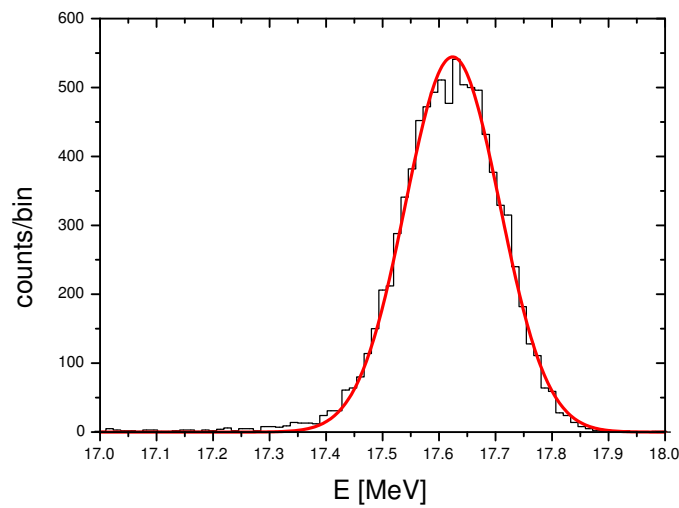
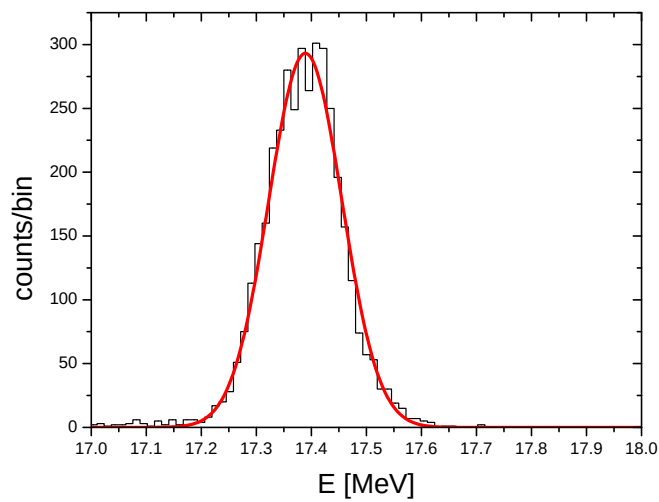
Um die Position der Untergrund-Isotope im Spektrum zu bestimmen und damit zusätzlich zur Energieeichung mit Hilfe der Alpha-Quelle eine zweite Energieeichung zu erhalten, wurde für jedes Isotop eine Kalibrationsmessung durchgeführt und Position und Energieauflösung bestimmt. Hierzu wurde für das jeweilige Isotop der Ladungszustand 5+ ausgewählt und die Beschleuniger-Spannung (s. Kap. 7.5) so eingestellt, daß die Isotope denselben Impuls hatten und damit an der Position im Energiespektrum nachgewiesen wurden, in der sie als Untergrund bei der  $^{236}\text{U}$ -Messung auftauchen würden. Die Eichung mit Alpha-Teilchen und Uran-Ionen ergab einen Eichfaktor von 78.9(1) Kanäle/MeV, die Eichung der Uran-Isotope ohne Alpha-Teilchen einen Eichfaktor von 81(2) Kanäle/MeV. Beide Eichungen stimmen im Rahmen des Fehlers überein, was eine weitere Bestätigung für die ausgezeichnete Linearität des Detektors darstellt (vgl. Kap. 5.2.3.2).

In Abbildung 7.7 sind die Kalibrationsspektren für  $^{238}\text{U}$  ( $E = 17.39$  MeV),  $^{235}\text{U}$  ( $E = 17.61$  MeV) und  $^{236}\text{U}$  ( $E = 17.54$  MeV) zusammengestellt. Die Energien ergeben sich aus der Bedingung für das Passieren des Analyse-Magneten (s. Kap. 7.5). Für  $^{234}\text{U}$  ( $E = 17.69$  MeV) wurde keine Eichmessung durchgeführt, da ein Beitrag dieses Isotops zunächst als vernachlässigbar angenommen wurde. Alle Messungen wurden mit der Probe UD150 (Target 5) nach dem ersten Optimierungsschritt der VERA-Parameter mit  $^{238}\text{U}$  vorgenommen; die Transmission für  $^{238}\text{U}$  betrug  $T = 0.85$ , die für  $^{236}\text{U}$  nur  $T = 0.17$  (s. Kap. 7.3). Für  $^{238}\text{U}$  und  $^{235}\text{U}$  wurde die Zählrate mit Hilfe von Schlitzen reduziert.

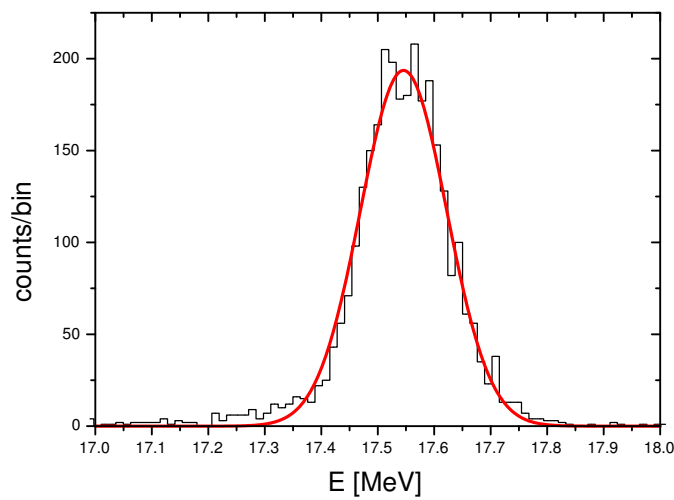
Die Energieauflösung für die drei Isotope ist sehr unterschiedlich:



a.)



b.)



c.)

Abbildung 7.7: Die Spektren der Kalibrationsmessungen für a.)  $^{238}\text{U}$  ( $E = 17.39$  MeV,  $\Delta E = 153(3)$  keV), b.)  $^{235}\text{U}$  ( $E = 17.61$  MeV,  $\Delta E = 191(3)$  keV) und c.)  $^{236}\text{U}$  ( $E = 17.54$  MeV,  $\Delta E = 170(3)$  keV). Die Spektren wurden jeweils mit einer Gauß-Kurve gefittet.

- Für  $^{238}\text{U}$  beträgt die Auflösung  $\Delta E = 153(3)$  keV bzw.  $\Delta E/E = 8.8 \times 10^{-3}$ . Das ist fast einen Faktor zwei schlechter als die zu Beginn der Strahlzeit erreichte Auflösung von  $\Delta E/E = 4.6 \times 10^{-3}$ . Dafür gibt es zwei mögliche Ursachen:
  - Die Wärmekapazität in der AMS-Messung betrug  $C = 2.9(8)$  nJ/K im Vergleich mit  $C = 2.2(6)$  nJ/K in der Messung mit der besten Auflösung, da trotz des verbesserten Vakuums in der Beamline von  $p = 10^{-7}$  mbar und des Einbaus eines Stickstoff-gekühlten Rohres die Kondensation von Restgas auf dem Detektor nicht völlig unterdrückt werden konnte. Es wurde in Kap. 5.2 ausführlich diskutiert, daß die kondensierte Restgas-Schicht die Energieauflösung verschlechtert, da sie aufgrund ihrer geringen Wärmeleitfähigkeit eine langsamere Thermalisierung und damit eine zusätzliche Ortsabhängigkeit der Detektor-Responsefunktion hervorruft.
  - Das Baseline Noise wurde für die Messungen mit Hauptverstärker und ADC nicht direkt bestimmt. Nur für die Messungen mit dem FADC wurde aus dem Filterprogramm ein Wert für das Baseline Noise ermittelt; es lag bei 100 keV und war damit um einen Faktor zwei höher als für die Messungen mit der besten erreichten Auflösung. Durch die Kopplung der Datenaufnahme-Systeme von VERA und Tieftemperatur-Detektor wurden durch Erdungsschleifen zusätzliche Störungen in das System eingetragen.
- Die Auflösung für  $^{235}\text{U}$  beträgt  $\Delta E = 191(3)$  keV, das entspricht  $\Delta E/E = 10.8 \times 10^{-3}$ . Das ist deutlich schlechter als für  $^{238}\text{U}$ . Da beide Spektren direkt nacheinander aufgenommen wurden, ist es unwahrscheinlich, daß eine Verschlechterung der Detektorauflösung die Ursache ist. Die Verbreiterung des Peaks im Spektrum kann jedoch erklärt werden, wenn man annimmt, daß die Umrechnung der für  $^{238}\text{U}$  optimierten VERA-Parameter auf  $^{235}\text{U}$  nicht die optimalen Parameter für  $^{235}\text{U}$  liefert. Dies wurde in Kap. 7.5 bei der Beschreibung der Optimierungs-Prozedur bereits diskutiert. Der letzte Quadrupol hinter dem  $20^\circ$ -Magneten (s. Abb. 7.3) wurde während der Optimierung so eingestellt, daß sich der Focus des  $^{238}\text{U}$ -Strahls in der Detektorebene befand. Durch die nicht optimale Umrechnung der Quadrupol-Parameter auf  $^{235}\text{U}$  bzw.  $^{236}\text{U}$  kann sich der Focus verschoben haben. Das bedeutet, daß die Energieauflösung in diesem Fall nicht vom Detektor, sondern von der Energiebreite des Strahls begrenzt wird.
- Für das Isotop  $^{236}\text{U}$  liegt die Auflösung mit  $\Delta E = 170(3)$  keV zwischen den beiden Werten für die anderen Isotope. Da das  $^{236}\text{U}$  mit seiner Masse näher am  $^{238}\text{U}$  liegt, ist möglicherweise der Fehler bei der Umskalierung nicht so groß, weshalb die Auflösung besser ist. Für diese Argumentation spricht auch, daß nach der zweiten Optimierung von VERA mit dem Isotop  $^{235}\text{U}$  für das  $^{236}\text{U}$  eine mit der  $^{238}\text{U}$ -Messung vergleichbare Energieauflösung erzielt wurde (s. Abschnitt 7.8.1.2).

Die Kalibrations-Messungen waren somit für die Bestimmung der Energieauflösung des Detektors ungeeignet, da nur der Wert von  $^{238}\text{U}$  die tatsächliche Energieauflösung des Detektors wiedergibt. Da nach dem zweiten Optimierungsschritt mit  $^{235}\text{U}$  keine erneuten Kalibrationsmessungen vorgenommen wurden, wur-

de die Energieauflösung des Detektors für  $^{236}\text{U}$  aus den Messungen des Isotopenverhältnisses für die Proben UD250 und UD150 ermittelt.

### 7.8.1.2 aus den AMS-Messungen für die Proben "UD250" und "UD150":

Da für die Proben UD250 und UD150 aufgrund des hohen Isotopenverhältnisses kein Untergrund erwartet wird, wurden die Spektren dieser Proben mit nur einer Gauß-Kurve für  $^{236}\text{U}$  gefittet und daraus die Energieauflösung des Detektors bestimmt. In Abbildung 7.8 sind die aufsummierten Spektren aller Messungen für die Probe UD250 und die Probe UD150 gezeigt, die nach dem zweiten Optimierungsschritt mit  $^{235}\text{U}$  durchgeführt wurden. ADC1 bezeichnet dabei die Messungen der ersten Meßreihe, die nur mit Hauptverstärker und ADC durchgeführt wurde. FADC und ADC2 sind die Messungen der zweiten Meßreihe, in der mit dem FADC und dem konventionellen ADC parallel Daten aufgenommen wurden.

Auf der Hochenergie-Seite des Peaks ist in allen Spektren eine mehr oder weniger ausgeprägte "Schulter" zu erkennen. Für das erste Spektrum links oben des UD250 kann man aufgrund der relativ hohen Zählrate von ca. 10 Hz annehmen, daß es sich um einen "Pile up"-Effekt handelt. Bei den anderen drei Spektren jedoch lag die Zählrate bei 1 – 2 Hz, sodaß ein Pile up sicher nicht zu erwarten ist. Zudem werden vom Filter-Programm Mehrfach-Signale, durch die Pile up entsteht, aussortiert. In Kap. 7.8.3 werden andere Möglichkeiten diskutiert, die Schulter zu erklären. Für die Bestimmung der Energieauflösung wurde diese Schulter nicht in den Fit einbezogen.

Die Ergebnisse der Energieauflösung für die Einzel-Messungen sind in Anhang B zusammengestellt.

- Für die Messungen, die nur mit dem Hauptverstärker und dem konventionellen ADC durchgeführt wurden (ADC1), wurde eine durchschnittliche Auflösung von  $\overline{\Delta E} = 158(2)$  keV erreicht. Das stimmt im Rahmen des Fehlers mit der Auflösung von 153(3) keV überein, die für das Kalibrationsspektrum von  $^{238}\text{U}$  erreicht wurde, und ist deutlich besser als die in der Kalibrations-Messung für  $^{236}\text{U}$  erreichte Auflösung von 170 keV. Das deutet ebenso wie die deutlich verbesserte Transmission von 65% darauf hin, daß die Optimierung mit  $^{235}\text{U}$  bessere Parameter für die optimalen Einstellungen von  $^{236}\text{U}$  lieferte.
- Die gemittelte erreichte Auflösung für die parallel zum FADC mit dem konventionellen ADC aufgenommenen Spektren ist mit  $\overline{\Delta E} = 149(4)$  keV vergleichbar mit derjenigen, die in der Mess-Reihe ADC1 erreicht wurde.
- Für die Messungen mit dem FADC beträgt die durchschnittliche Auflösung  $\overline{\Delta E} = 135(6)$  keV. Durch das digitale Filtern konnte also eine deutliche Verbesserung der Auflösung erzielt werden. Die Verbesserung ist konsistent mit dem ermittelten Baseline Noise von 100 keV (s.o.), wenn man die glättende Wirkung des Hauptverstärkers mit berücksichtigt.
- Die erreichte relative Energieauflösung beträgt

$$\begin{aligned}\Delta E/E &= (9.0 \pm 0.1) \times 10^{-3} \text{ für den ADC} \\ \Delta E/E &= (7.7 \pm 0.3) \times 10^{-3} \text{ für den FADC.}\end{aligned}$$

Für die Isotope  $^{234}\text{U}$  und  $^{238}\text{U}$  mit einer relativen Trennung von  $\Delta E/E = 8.4 \times 10^{-3}$  ist somit eine Trennung möglich, jedoch sind beide Isotope

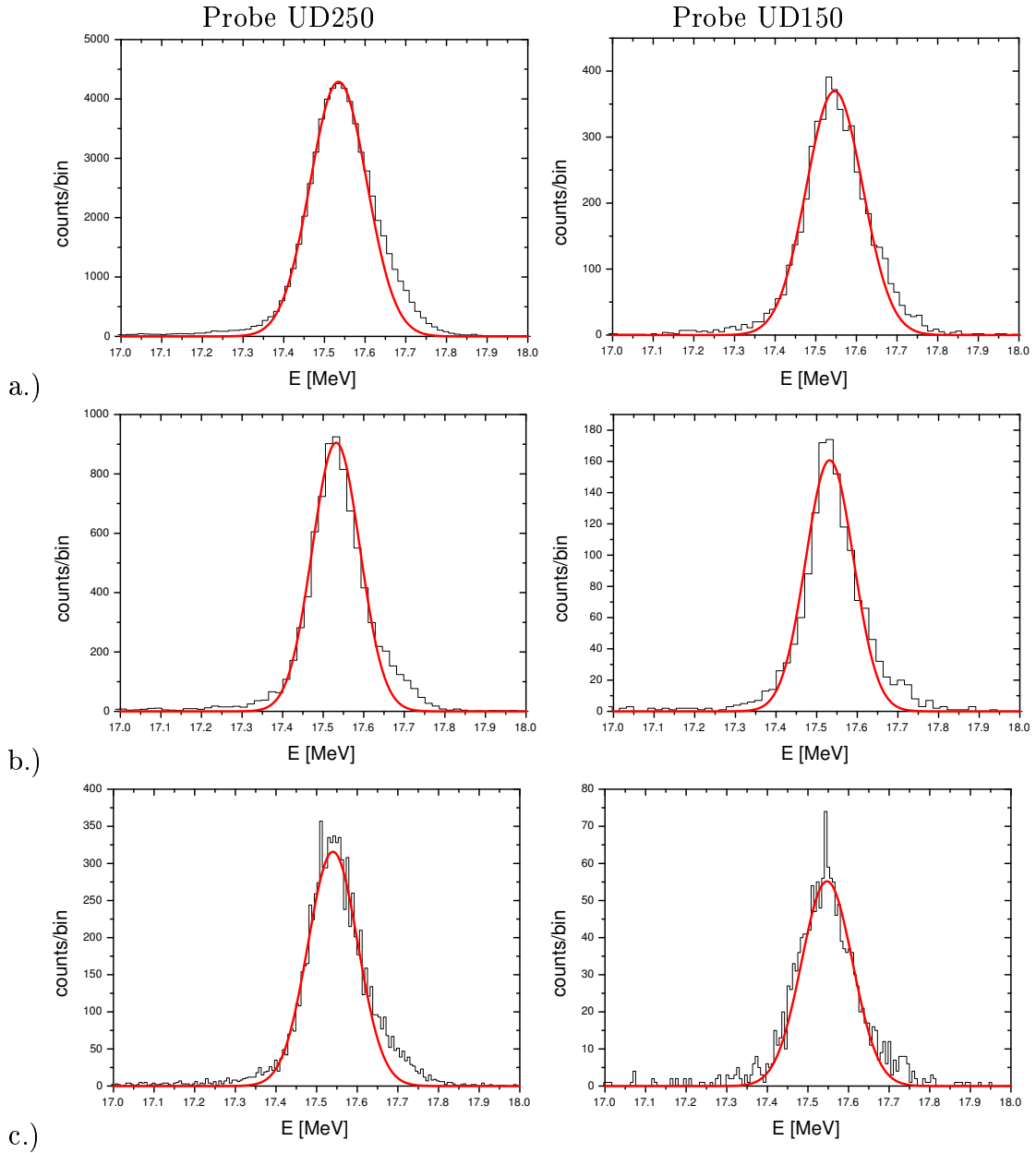


Abbildung 7.8: Summen-Spektren für  $^{236}\text{U}$  ( $E = 17.54$  MeV) für die Proben UD250 (linke Spalte) und UD150 (rechte Spalte): a.) Messungen mit ADC1,  $\Delta E = 158(3)$  keV, b.) Messungen mit FADC,  $\Delta E = 135(6)$  keV, c.) Messungen mit ADC2,  $\Delta E = 149(4)$  keV. Zur Diskussion der verschiedenen Messungen siehe Text. Alle Spektren wurden mit einer Gauß-Kurve gefittet; die "Hochenergie-Schulter" wurde nicht in den Fit einbezogen.

lediglich als Schultern im Spektrum zu erkennen. Um das direkt benachbarte Untergrund-Isotop  $^{235}\text{U}$  vom  $^{236}\text{U}$  zu trennen, ist die Energieauflösung nicht ausreichend, da die relative Trennung im Energiespektrum  $\Delta E/E = 4.2 \times 10^{-3}$  beträgt. Ein möglicher Anteil dieses Isotops wird in Kap. 7.8.4.5 diskutiert.

- Einige AMS-Messungen wurden bereits vor der zweiten Optimierungsstufe mit  $^{235}\text{U}$  mit einer Transmission von nur 17% durchgeführt; für diese Messungen

betrug die Energieauflösung  $\overline{\Delta E} = 180(4)$  keV, vergleichbar mit der Auflösung aus dem Kalibrationsspektrum für  $^{236}\text{U}$  von  $\Delta E = 170(3)$  keV.

### 7.8.2 Bestimmung der Computer-Totzeit

In Kapitel 7.6 wurde diskutiert, daß die Computer-Totzeit aus der Alpha-Zählrate bestimmt werden mußte, weil die für diesen Zweck vorgesehenen Scaler nicht korrekt funktionierten, die Fehlfunktion der Scaler aber erst nach Ende der AMS-Messungen bei der Offline-Analyse festgestellt wurde. Zu diesem Zweck wurde für jede Messung die Summe aller Alpha-Ereignisse in einem vorgegebenen Energie-Fenster bestimmt. Die Summe der Alpha-Ereignisse wurde dann für jedes File durch die tatsächliche Meßzeit geteilt, um die Zählrate zu erhalten. Ein Vergleich der Alpha-Zählraten ohne Schwerionenbestrahlung mit der Alpha-Zählrate unter Schwerionenbestrahlung ergibt dann jeweils die Totzeit.

Abbildung 7.9 zeigt die Alpha-Zählrate für alle Messungen mit konventionellem Hauptverstärker und ADC (links) und unter Einbeziehung des FADC (rechts) in Abhängigkeit von der  $^{236}\text{U}$ -Zählrate. Für beide Fälle beobachtet man eine statistische Verteilung der Werte um den gewichteten Mittelwert; eine Abhängigkeit von der  $^{236}\text{U}$ -Zählrate ist nicht zu erkennen. Die Computer-Totzeit ist daher so gering, daß sie innerhalb der Meßgenauigkeit für die beobachteten Zählraten vernachlässigbar ist. Dies ist in Übereinstimmung mit den Totzeiten, die aus den Längen der INHIBIT-Signale der Datenauslese erwartet werden: Eine Länge des INHIBIT-Signals von  $600\text{ }\mu\text{s}$  bedeutet bei einer Zählrate von 10 Hz eine Totzeit von 0.6 %, eine Länge von 30.5 ms bei einer Zählrate von 1 Hz eine Totzeit von 3.0 %. Beide Werte sind kleiner oder gleich dem statistischen Fehler der Einzel-Messung, der 3 % beträgt.

Allerdings ist der gewichtete Mittelwert für die beiden Mess-Reihen unterschiedlich: Er beträgt für die Messungen mit dem konventionellen ADC 1.169(6) Hz und für die Messungen mit dem FADC 1.078(8) Hz. Um diese Diskrepanz zu klären, wurde für einige Messungen, die ohne die Kopplung der Datenaufnahme mit dem VERA-System aufgenommen wurden, die Alpha-Zählrate bestimmt. Die Meßzeit wurde hierbei bestimmt aus der Differenz zwischen der Zeit, zu der der erste Buffer einer Datei aufgezeichnet wurde, und der Zeit für den letzten Buffer. Ein Buffer hatte eine Länge von 10 s. Für diese Daten wurde für die Messungen nur mit konventionellem ADC ein Wert der Alpha-Zählrate von 1.09(1) Hz ermittelt, für eine Messung unter Einbeziehung des FADC ein Wert von 1.07(3) Hz. Die Werte stimmen im Rahmen des Fehlers untereinander überein und sind in exzellenter Übereinstimmung mit dem Wert, der nach der Kopplung der Datenaufnahme-Systeme von VERA und Tieftemperatur-Detektor für die Messungen mit dem FADC ermittelt wurde. Der Mittelwert aus diesen drei Werten beträgt 1.082(6) Hz.

Die Alpha-Zählrate für die Messungen mit den gekoppelten Datenaufnahmesystem, jedoch ohne FADC, ist um 10% größer. Offenbar ist für diese Messungen die angenommene tatsächliche Meßzeit nicht korrekt ermittelt worden, jedoch läßt sich nach Abbau der gesamten Meßelektronik nicht mehr rekonstruieren, woher der Fehler kam. Mögliche Ursachen werden in Abschnitt 7.8.4.5 diskutiert. Die Ergebnisse aus den Meßreihen ADC1 und ADC3 wurden entsprechend den Alpha-Zählraten korrigiert: Der Korrekturfaktor beträgt  $1.082(6)/1.169(6) = 0.93(1)$ . Für diese Messungen wurde der Fehler des Korrektur-Faktors als zusätzlicher systematischer Fehler berücksichtigt.

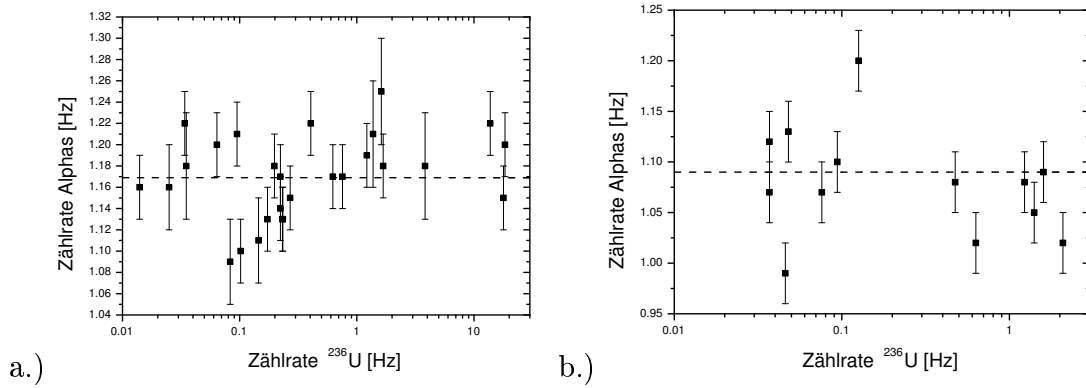


Abbildung 7.9: Zusammenstellung der Alpha-Zählraten aller Messungen, aufgetragen gegen  $^{236}\text{U}$ -Zählraten für a.) nur konventionellen ADC und b.) inklusive FADC. Die Fehler sind die statistischen Unsicherheiten. Die gewichteten Mittelwerte sind als gestrichelte Linie eingezeichnet, zur Diskussion siehe Text.

### 7.8.3 Bestimmung der $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$ -Isotopenverhältnisse für die verschiedenen Materialproben

#### 7.8.3.1 Die Proben "UD250 und UD150":

Wie bereits mehrfach diskutiert, wurde für diese Proben kein Untergrund durch benachbarte Isotope erwartet. Entgegen dieser Erwartung wird in allen Spektren in Abb. 7.8 eine ausgeprägte "Hochenergie-Schulter" beobachtet. Diese kann nur für die Messung ADC1 der Probe UD250 als Pileup-Effekt interpretiert werden; für die anderen Messungen ist die Zählrate zu gering, um nennenswerten Pileup zu erzeugen. Insbesondere werden Pileup-Ereignisse durch das Filter-Programm für die FADC-Daten aussortiert.

Es wurde daher versucht, die Schulter mit einem Untergrund-Peak zu fitten. Die Position im Energiespektrum entspricht der von  $^{234}\text{U}$ . Abbildung 7.10 zeigt dieselben Summenspektren wie Abbildung 7.8, dieses Mal jedoch gefittet mit zwei Gaußkurven, von denen die linke an der Position von  $^{236}\text{U}$  ( $E = 17.54$  MeV), die rechte an der Position von  $^{234}\text{U}$  ( $E = 17.69$  MeV) lokalisiert ist. Die schwarze Kurve zeigt die Summe aus beiden Gaußkurven.

Die Summe aus beiden Gauß-Kurven beschreibt das aufgenommene Spektrum einschließlich der Schulter sehr gut. Offenbar ist – entgegen der ursprünglichen Annahme – doch ein nicht vernachlässigbarer Untergrund aus  $^{234}\text{U}$  in den Proben enthalten. Für das Spektrum a.) von UD250 ist die Übereinstimmung weniger gut, hier wird der Einfluß des  $^{234}\text{U}$  aufgrund der relativ hohen Zählrate von ca. 20 Hz von Pileup überdeckt. Dies muß bei der Bestimmung der  $^{236}\text{U}$ -Zählrate als zusätzlicher Fehler berücksichtigt werden, der daher größer als der reine Fitfehler aus der Gaußkurve ist.

Die Ergebnisse für die Isotopenverhältnisse der Proben UD250 und UD150 sind zusammen mit den Ergebnissen der anderen Messungen in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Eine Diskussion der Ergebnisse, Vergleich mit den Literaturwerten sowie eine Diskussion des  $^{234}\text{U}$ -Untergrunds erfolgt in Abschnitt 7.8.4.

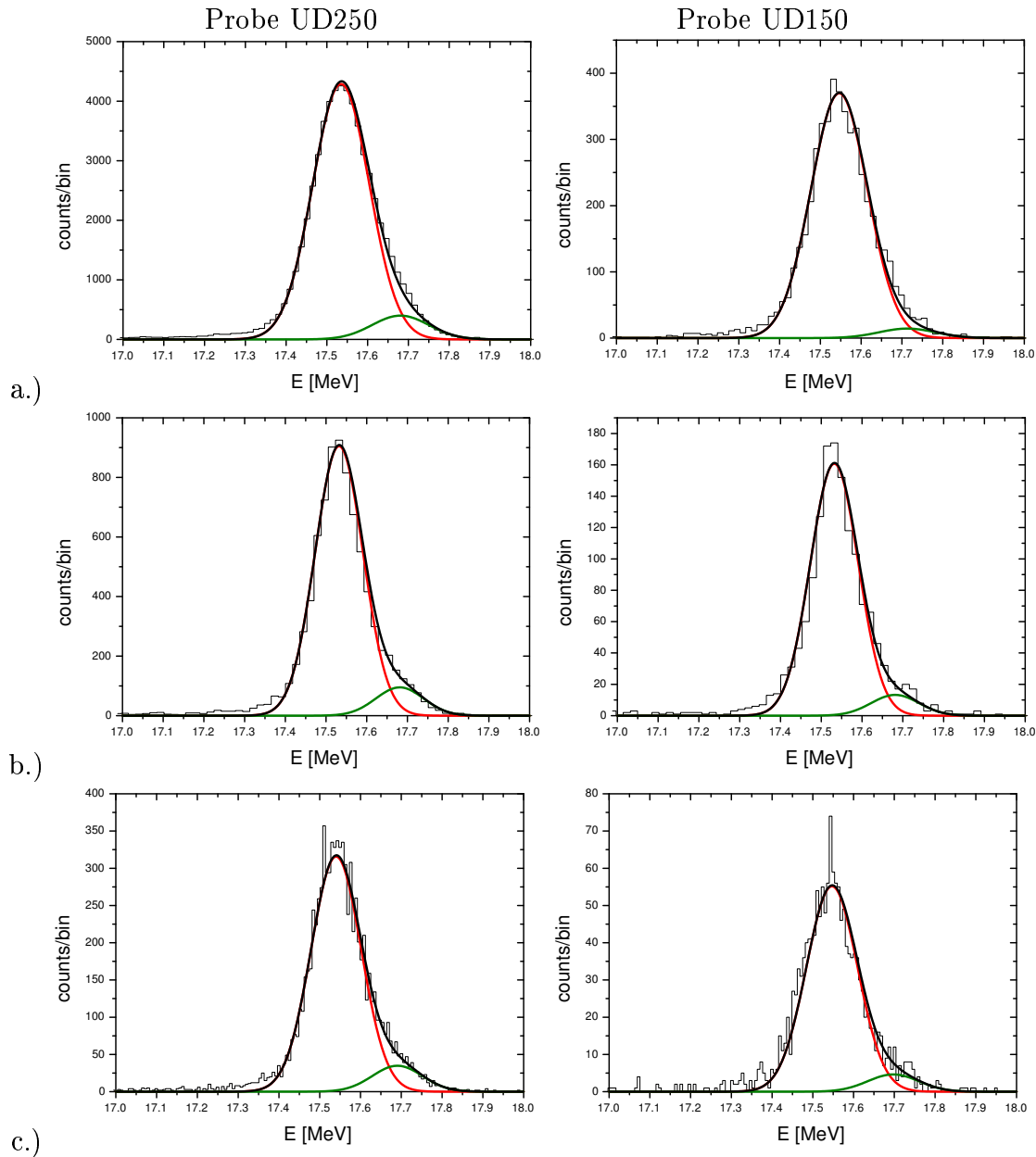


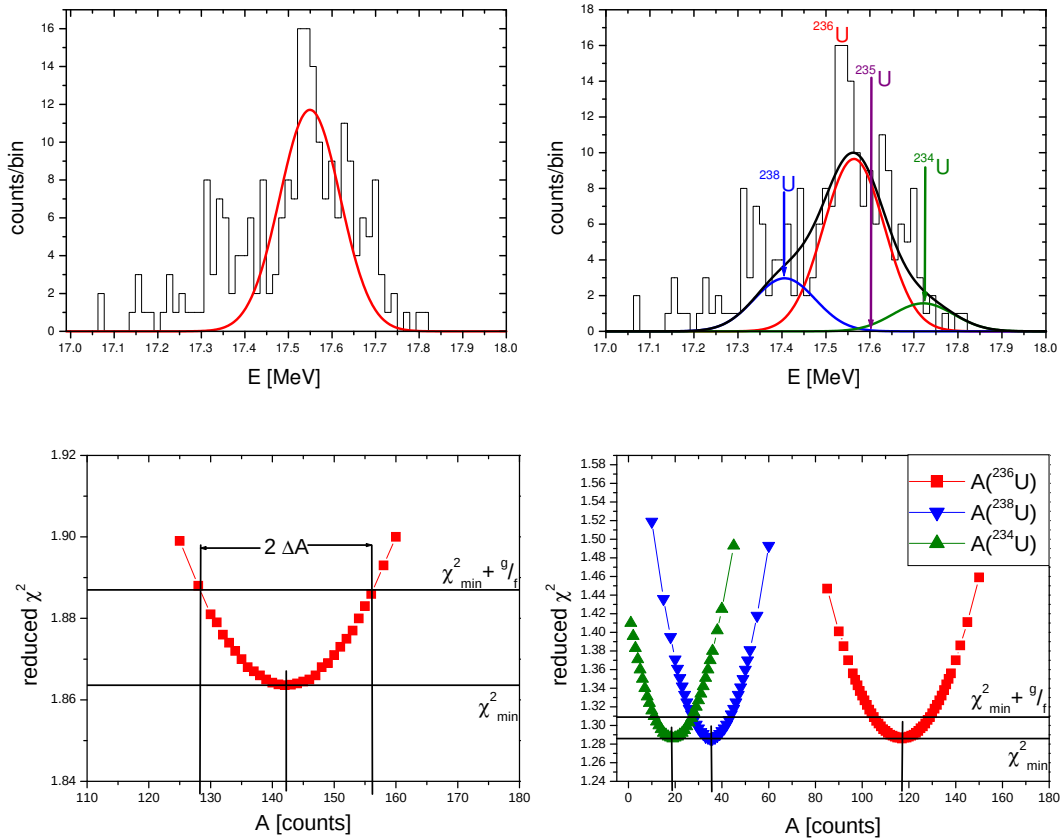
Abbildung 7.10: Summen-Spektren für die Proben UD250 (linke Spalte) und UD150 (rechte Spalte): a.) Messungen mit ADC1, b.) Messungen mit FADC, c.) Messungen mit ADC2, gefittet mit zwei Gauß-Kurven an der Position von  $^{236}\text{U}$  (rot) und  $^{234}\text{U}$  (grün).

### 7.8.3.2 Die Proben "Joachimsthal 1 und 2":

Für die Bestimmung der Uranzählraten in den Proben Joachimsthal 1 und 2 sowie in der Probe Bad Gastein, die im nächsten Abschnitt separat diskutiert wird, wurde die Breite der Gaußverteilung als bekannt vorausgesetzt. Die Amplitude und die Position im Spektrum wurden unter der Annahme von  $^{234}\text{U}$ - und  $^{238}\text{U}$ -Untergrund-Beiträgen für drei Peaks gefittet. Das  $^{235}\text{U}$  konnte mit der erreichten Energieauflösung nicht abgetrennt werden. Ein möglicher Beitrag dieses Isotops ist im  $^{236}\text{U}$ -Beitrag enthalten und wird in Abschnitt 7.8.4.5 diskutiert. Die Untergrund-

beiträge (s. Kap. 7.5) waren nicht zwangsläufig konstant, sondern konnten von Messung zu Messung variieren durch die unterschiedliche chemische Zusammensetzung der Probe und wenn sich das Vakuum an den "Umladungspunkten" veränderte: Für einige Messungen wurde ein hoher Untergrund beobachtet, für andere hingegen konnte überhaupt kein Untergrund nachgewiesen werden. Daher wurde, wie bereits in Abschnitt 7.7 diskutiert, jede Messung einzeln ausgewertet und als Endergebnis der gewichtete Mittelwert bestimmt.

Um die Situation zu verdeutlichen, sind in Abbildung 7.11 und Abbildung 7.12 zwei Beispiele für Spektren mit besonders hohem Untergrundanteil gezeigt: Abbildung 7.11 zeigt ein Spektrum, das mit dem konventionellen ADC (Meßreihe ADC1) aufgenommen wurde. Dargestellt sind jeweils die Bestfits für eine und für drei Gaußkurven sowie die Summe aus den drei Gaußkurven. Unter den beiden Bildern ist für jeden Fit das reduzierte  $\chi^2$  in Abhängigkeit von der Amplitude A der Gaußkurve aufgetragen. Im untersuchten Bereich von A sind alle  $\chi^2$ -Kurven symmetrische



a.)

b.)

Abbildung 7.11: Beispiel für die Abtrennung des Untergrundes für die Probe Joachimsthal 2: Für eine Einzelmessung mit besonders hohem Untergrund-Anteil ist der Fit mit a.) einer Gauß-Kurve (nur  $^{236}\text{U}$ ) und b.) mit drei Gauß-Kurven (Untergrund von  $^{238}\text{U}$  und  $^{234}\text{U}$ ) gezeigt. Die schwarze Kurve in b.) beschreibt die Summe der Gauß-Kurven. Unter den beiden Spektren sieht man die ermittelten Werte des reduzierten  $\chi^2$  in Abhängigkeit von der Amplitude A einer jeden Gaußkurve. Zur besseren Zuordnung sind die Symbole durch Linien verbunden. Die Breite  $\Delta A$  beschreibt den Fitfehler für die Amplitude (zur ausführlichen Diskussion siehe Text).



Parabeln mit einem klar definierten Minimum  $A_0$ .  $\Delta A$  bezeichnet den Fitfehler, der im folgenden als "statistischer" Fehler bezeichnet wird (s. auch Kap. 7.7). Er wird folgendermaßen ermittelt: Für eine beliebige Größe  $x_0$ , die mittels einer  $\chi^2$ -Minimierung ermittelt wird, definiert das sog. "Quantil von  $\chi^2$ "  $g$ , das z.B. in [97] definiert wird, den Fehler  $\Delta x$  von  $x_0$  durch die "Breite" der  $\chi^2$ -Parabel gemäß

$$\chi^2(x_0 \pm \Delta x) = \chi^2(x_0) + g \quad (7.4)$$

$g$  ist abhängig vom für den Fit gewählten Konfidenzlevel. Für einen Konfidenzlevel von 63% ("ein Sigma") ist  $g = 1$ . Betrachtet man das reduzierte  $\chi^2$ , muß  $g$  noch durch die Anzahl  $f$  der Freiheitsgrade geteilt werden. In der Abbildung bezeichnet  $\chi_{min}^2$  den minimalen Wert des reduzierten  $\chi^2$  an der Stelle  $A_0$  und  $\chi_{min}^2 + g/f$  das  $\chi^2$  zur Bestimmung des Fehlers  $\Delta A$ . Nach [97] beschreibt das minimale  $\chi^2$  den besten Fit an die Daten. Für den "Bestfit" sollte das reduzierte  $\chi^2$  einen Wert nahe 1 annehmen.

Für die in Abbildung 7.11 dargestellte Messung ist für den Fit mit einer Gauß-Kurve  $\chi_{min}^2 = 1.864$ , für den Fit mit drei Gauß-Kurven  $\chi_{min}^2 = 1.286$ . Daraus folgt, daß der Fit mit drei Gauß-Kurven eine bessere Beschreibung der Daten darstellt. Das für die Analyse verwendete Programm "PAW" gibt für dieses Beispiel folgende Ergebnisse an:  $A(^{236}\text{U}) = (117 \pm 13)$ ,  $A(^{238}\text{U}) = (36 \pm 8)$ ,  $A(^{234}\text{U}) = (19 \pm 8)$ , für einen Peak  $A(^{236}\text{U}) = (142 \pm 12)$ . Die angegebenen Fehler sind konsistent mit der Breite der  $\chi^2$ -Parabeln: für  $A(^{236}\text{U})$  ist  $\Delta A = 12$ , für  $A(^{238}\text{U})$  ist  $\Delta A = 8$ , für  $A(^{234}\text{U})$  ist  $\Delta A = 8$  und für den Fit mit einem Peak ist  $\Delta A = 14$ .

Als Beispiel für die Verbesserung der Untergrund-Abtrennung durch die bessere Energieauflösung sind in Abbildung 7.12 die parallel aufgenommenen Spektren einer Messung mit FADC und mit konventionellem ADC gegenübergestellt. Die verbesserte Energieauflösung durch digitales Filtern erlaubt im FADC-Spektrum eine deutlichere Abtrennung der Untergrund-Peaks als mit dem konventionellen ADC. Dies wird vor allem im reduzierten Fit-Fehler für die Untergrund-Isotope deutlich:

$$\begin{array}{lll} \text{FADC:} & 60 \pm 8 & 16 \pm 6 & 10 \pm 4 \\ \text{ADC2:} & 54 \pm 8 & 26 \pm 8 & 34 \pm 50 \end{array}$$

In Abbildung 7.13 sind alle Einzelmessungen für die Proben Joachimsthal 1 und 2 aufaddiert und in Summenspektren dargestellt. Die bereits mehrfach diskutierte zeitliche Änderung der Energieeichung durch die Erhöhung der Wärmekapazität des Detektors wurde korrigiert. Eingezeichnet sind auch die Bestfits der Gaußkurven für die drei Uranisotope  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  und  $^{234}\text{U}$  sowie die Summe aller Gaußkurven. Wie sich ein möglicher  $^{235}\text{U}$ -Beitrag auf das Isotopenverhältnis auswirken kann, wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

Um Fehler durch die Korrektur der Eichung zu vermeiden, wurden die Summenspektren nicht zur Bestimmung der Isotopenverhältnisse herangezogen, sondern der gewichtete Mittelwert der Einzel-Messungen gebildet. Dieser ist für alle Messungen in Tabelle 7.1 aufgelistet: "ADC1" bezeichnet die Messungen, die nur mit Hauptverstärker und ADC durchgeführt wurden. "FADC" bezeichnet die FADC-Messungen nach dem digitalen Filtern. "ADC2" bezeichnet die Messungen, die mit dem Hauptverstärker und ADC parallel zur Datenaufnahme mit dem FADC gemacht wurden. "ADC3" schließlich bezeichnet diejenigen Messungen, die vor der zweiten Optimierung von VERA mit nur 17% Transmission durchgeführt wurden.

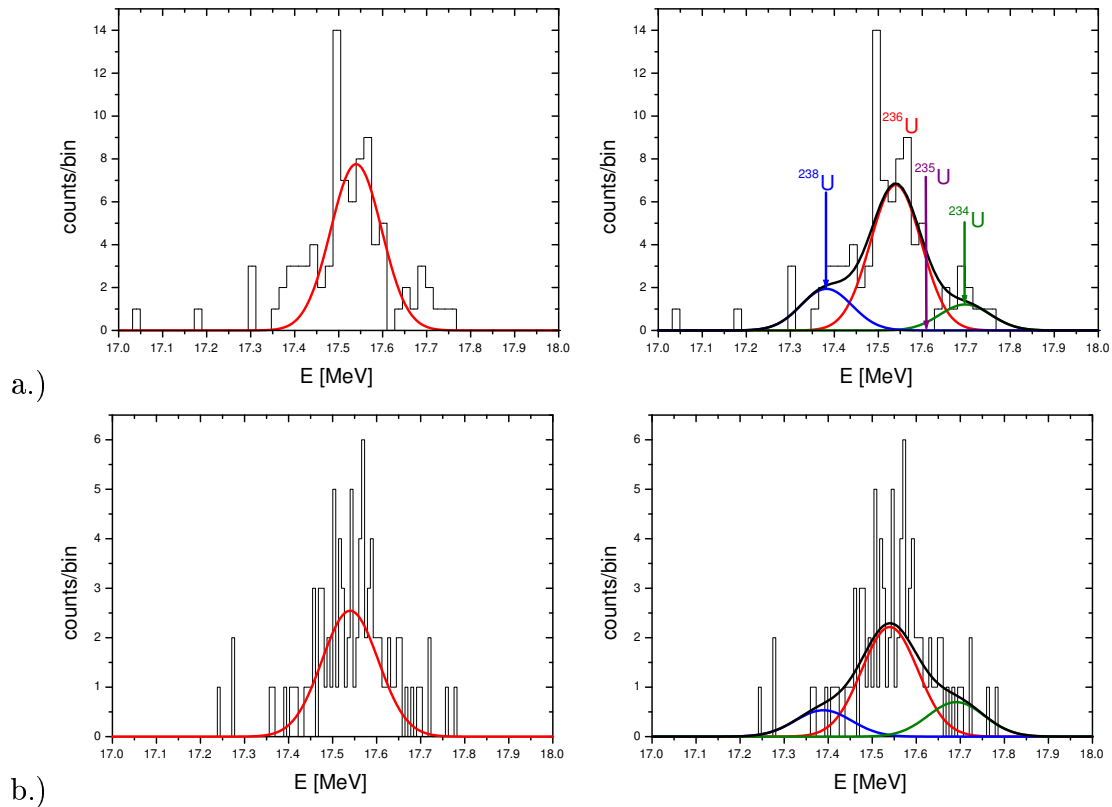


Abbildung 7.12: Verbesserung der Untergrund-Abtrennung durch die verbesserte Energieauflösung: Dargestellt sind zwei parallel aufgenommene Spektren, die a.) mit FADC ( $\Delta E/E = 7.7 \times 10^{-3}$ ), und b.) mit konventionellem ADC ( $\Delta E/E = 9.0 \times 10^{-3}$ ) aufgenommen wurden.

Um den relativen Beitrag des Untergrunds zu verdeutlichen, ist neben dem Isotopenverhältnis die Summe der Uran-Counts für  $^{236}\text{U}$  sowie  $^{238}\text{U}$  und  $^{234}\text{U}$  aller Messungen angegeben.

Der systematische Fehler setzt sich zusammen aus dem Fehler für die Transmission (s. Kap. 7.3) und dem Fehler für die Bestimmung der Computer-Totzeit aus der Alpha-Zählrate (s. Kap. 7.7.2). Andere systematische Fehlerquellen, z.B. systematische Fehler in der Messung des  $^{238}\text{U}$ -Stroms, sind vernachlässigbar [96]. Zum systematischen Fehler für die Quotienten der Isotopenverhältnisse, UD250/UD150 sowie Joachimsthal 1/Joachimsthal 2, trägt lediglich der Fehler aus der Bestimmung der Totzeit bei, da die Transmission während einer Meß-Reihe in guter Näherung als konstant angenommen werden kann.

Die Ergebnisse der Einzelmessungen sind in Anhang B tabelliert aufgeführt. Dort sind die Ergebnisse für Joachimsthal 1 und 2 auch graphisch dargestellt; man beobachtet in der Tat eine statistische Verteilung der einzelnen Meßwerte. Systematische Einflüsse wie etwa eine Änderung der Transmission während einer Meßreihe wurden nicht beobachtet.

### 7.8.3.3 Die Probe "Bad Gastein":

Es wurde bereits diskutiert, daß für die Probe Bad Gastein aufgrund der komplizierten und aufwändigen Probenpräparation nur eine einzige Messung von 1200 s

| Probe                                | $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$                                                          | $A(^{236}\text{U})$<br>[counts] | $A(^{238}\text{U})$<br>[counts/%] | $A(^{234}\text{U})$<br>[counts/%] |
|--------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| <b>UD250</b>                         |                                                                                          |                                 |                                   |                                   |
| ADC1                                 | $(1.34 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.24_{\text{syst}}) \times 10^{-9}$                    | $56648 \pm 1019$                | —                                 | $(3140 \pm 175)/5.2(3)$           |
| FADC                                 | $(1.36 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.27_{\text{syst}}) \times 10^{-9}$                    | $7646 \pm 100$                  | —                                 | $(670 \pm 59)/8.1(7)$             |
| ADC2                                 | $(1.34 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.26_{\text{syst}}) \times 10^{-9}$                    | $7513 \pm 91$                   | —                                 | $(608 \pm 45)/7.5(6)$             |
| <b>Mittelwert</b>                    | <b><math>(1.35 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.18_{\text{syst}}) \times 10^{-9}</math></b>  |                                 |                                   |                                   |
| <b>UD150</b>                         |                                                                                          |                                 |                                   |                                   |
| ADC1                                 | $(8.64 \pm 0.14_{\text{stat}} \pm 1.56_{\text{syst}}) \times 10^{-10}$                   | $4556 \pm 74$                   | —                                 | $(179 \pm 28)/3.8(6)$             |
| FADC                                 | $(7.62 \pm 0.22_{\text{stat}} \pm 1.54_{\text{syst}}) \times 10^{-10}$                   | $1328 \pm 39$                   | —                                 | $(103 \pm 17)/7(1)$               |
| ADC2                                 | $(7.40 \pm 0.22_{\text{stat}} \pm 1.49_{\text{syst}}) \times 10^{-10}$                   | $1297 \pm 38$                   | —                                 | $(132 \pm 21)/9(1)$               |
| ADC3                                 | $(11.38 \pm 0.18_{\text{stat}} \pm 3.75_{\text{syst}}) \times 10^{-10}$                  | $4095 \pm 64$                   | $(181 \pm 41)/4.2(9)$             | —                                 |
| <b>Mittelwert</b>                    | <b><math>(8.39 \pm 0.09_{\text{stat}} \pm 1.05_{\text{syst}}) \times 10^{-10}</math></b> |                                 |                                   |                                   |
| <b>UD250/UD150</b>                   |                                                                                          |                                 |                                   |                                   |
| ADC1                                 | $(1.55 \pm 0.05_{\text{stat}} \pm 0.05_{\text{syst}})$                                   |                                 |                                   |                                   |
| FADC                                 | $(1.79 \pm 0.08_{\text{stat}} \pm 0.06_{\text{syst}})$                                   |                                 |                                   |                                   |
| ADC2                                 | $(1.81 \pm 0.08_{\text{stat}} \pm 0.06_{\text{syst}})$                                   |                                 |                                   |                                   |
| <b>Mittelwert</b>                    | <b><math>(1.61 \pm 0.03_{\text{stat}} \pm 0.04_{\text{syst}})</math></b>                 |                                 |                                   |                                   |
| <b>Joachimsthal 1</b>                |                                                                                          |                                 |                                   |                                   |
| ADC1                                 | $(3.99 \pm 0.09_{\text{stat}} \pm 0.70_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$                   | $2346 \pm 53$                   | $(61 \pm 20)/2.3(8)$              | $(168 \pm 27)/6(1)$               |
| FADC                                 | $(3.84 \pm 0.21_{\text{stat}} \pm 0.76_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$                   | $389 \pm 21$                    | $(30 \pm 10)/6(2)$                | $(67 \pm 12)/14(2)$               |
| ADC2                                 | $(3.56 \pm 0.23_{\text{stat}} \pm 0.71_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$                   | $352 \pm 23$                    | $(77 \pm 41)/15(4)$               | $(91 \pm 18)/18(4)$               |
| ADC3                                 | $(3.37 \pm 0.32_{\text{stat}} \pm 1.09_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$                   | $137 \pm 13$                    | $(38 \pm 9)/20(5)$                | $(16 \pm 5)/8(3)$                 |
| <b>Mittelwert</b>                    | <b><math>(3.89 \pm 0.08_{\text{stat}} \pm 0.35_{\text{syst}}) \times 10^{-11}</math></b> |                                 |                                   |                                   |
| <b>Joachimsthal 2</b>                |                                                                                          |                                 |                                   |                                   |
| ADC1                                 | $(2.45 \pm 0.08_{\text{stat}} \pm 0.43_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$                   | $1136 \pm 38$                   | $(106 \pm 20)/8(2)$               | $(133 \pm 22)/10(2)$              |
| FADC                                 | $(2.49 \pm 0.20_{\text{stat}} \pm 0.49_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$                   | $186 \pm 15$                    | $(21 \pm 8)/8(3)$                 | $(47 \pm 12)/19(5)$               |
| ADC2                                 | $(2.26 \pm 0.21_{\text{stat}} \pm 0.44_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$                   | $197 \pm 18$                    | $(74 \pm 23)/19(7)$               | $(130 \pm 54)/32(14)$             |
| ADC3                                 | $(1.66 \pm 0.28_{\text{stat}} \pm 0.57_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$                   | $36 \pm 6$                      | $(44 \pm 5)/55(8)$                | —                                 |
| <b>Mittelwert</b>                    | <b><math>(2.29 \pm 0.07_{\text{stat}} \pm 0.29_{\text{syst}}) \times 10^{-11}</math></b> |                                 |                                   |                                   |
| <b>Joachimsthal 1/Joachimsthal 2</b> |                                                                                          |                                 |                                   |                                   |
| ADC1                                 | $(1.63 \pm 0.09_{\text{stat}} \pm 0.02_{\text{syst}})$                                   |                                 |                                   |                                   |
| FADC                                 | $(1.54 \pm 0.21_{\text{stat}} \pm 0.02_{\text{syst}})$                                   |                                 |                                   |                                   |
| ADC2                                 | $(1.58 \pm 0.25_{\text{stat}} \pm 0.02_{\text{syst}})$                                   |                                 |                                   |                                   |
| ADC3                                 | $(2.03 \pm 0.53_{\text{stat}} \pm 0.04_{\text{syst}})$                                   |                                 |                                   |                                   |
| <b>Mittelwert</b>                    | <b><math>(1.70 \pm 0.06_{\text{stat}} \pm 0.01_{\text{syst}})</math></b>                 |                                 |                                   |                                   |

Tabelle 7.1: Zusammenstellung der Ergebnisse für die AMS-Messungen der Proben UD250, UD150 sowie Joachimsthal 1 und 2. Die statistischen Fehler ergeben sich aus den Fitfehlern für die Einzelmessungen (s. Kap. 7.7); für die Probe UD250 ist bei der Messung ADC1 der Fehler aus dem Pileup-Effekt mit eingerechnet (s. Kap. 7.8.3.1). Die Mittelwerte bezeichnen die mit dem Gesamtfehler (quadratische Summe aus statistischem und systematischem Fehler) gewichteten Mittelwerte der drei Messungen ADC1, FADC und ADC3. Außerdem ist der Untergrund-Anteil bezogen auf die Gesamtzahl der Ereignisse in Prozent angegeben (s. auch [98]).

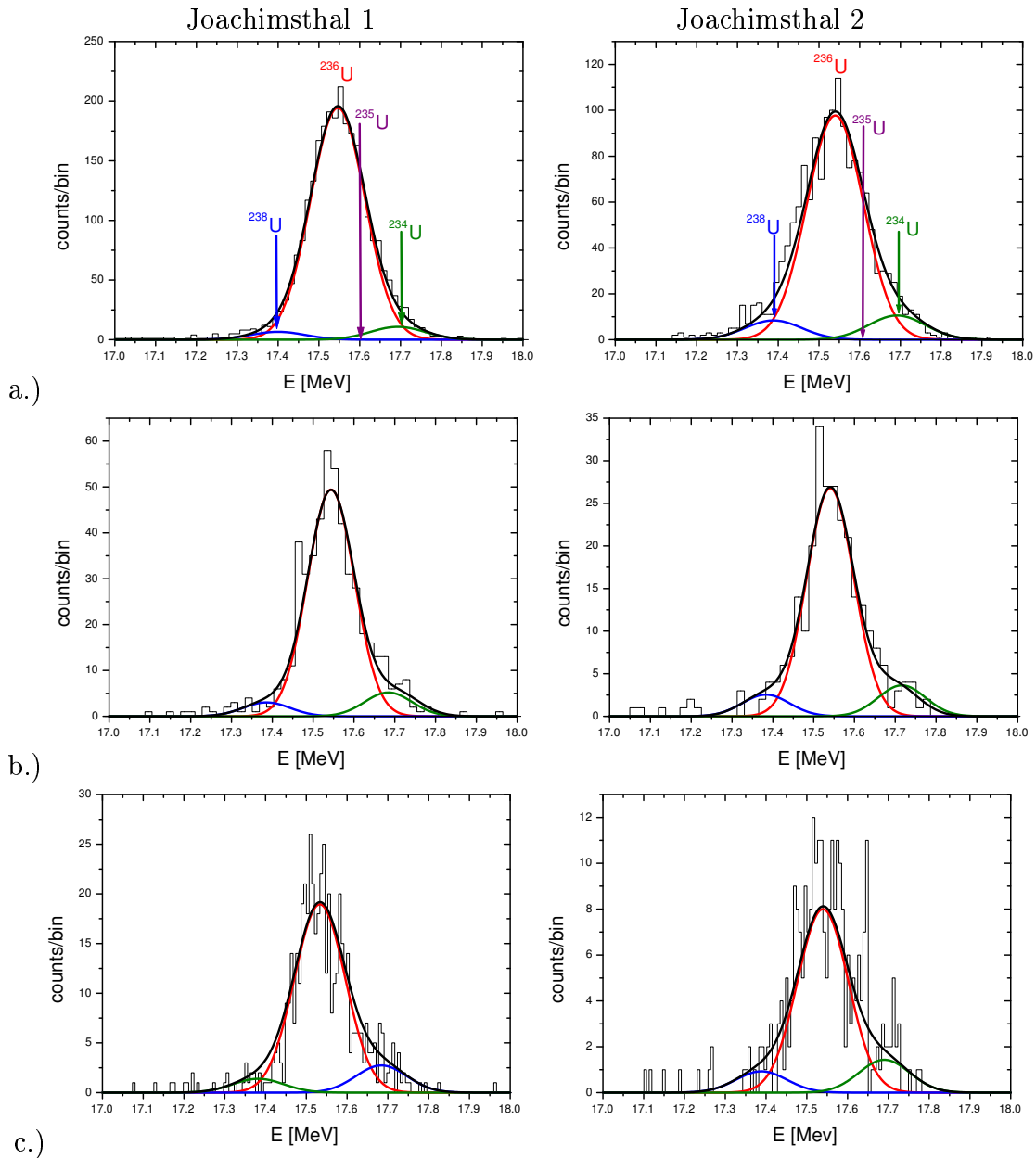


Abbildung 7.13: Dargestellt ist die Summe aller Einzelspektren für Joachimsthal 1 und Joachimsthal 2 für a.) die Messungen ADC1, b.) die Messungen FADC und c.) die Messungen ADC2. Eingezeichnet sind jeweils die Bestfits für drei Gaußkurven sowie die Summe aus den drei Gaußkurven.

Dauer möglich war. In diesen 20 Minuten wurden insgesamt 21 Ereignisse registriert. Abbildung 7.14 zeigt das entsprechende Energiespektrum.

Der Bestfit der Gaußkurven ergibt für  $^{236}\text{U}$  einen Wert für die Amplitude von  $(21 \pm 4)$  Ereignissen, für  $^{234}\text{U}$  einen Wert von  $(10 \pm 3)$  Ereignissen. Das sind mehr Ereignisse, als im gesamten Spektrum registriert wurden. Bedingt durch die geringe Statistik wird bei einem Fit die Amplitude der Gauß-Kurven offenbar überschätzt. Um ein der Realität entsprechendes Ergebnis zu erhalten, wurden die unter den drei Gauß-Kurven liegenden Ereignisse daher "von Hand" ausgezählt. Damit erhält man  $(2 \pm 2)$   $^{238}\text{U}$ -Ereignisse,  $(5 \pm 3)$   $^{234}\text{U}$ -Ereignisse und  $(14 \pm 4)$   $^{236}\text{U}$ -Ereignisse. Das

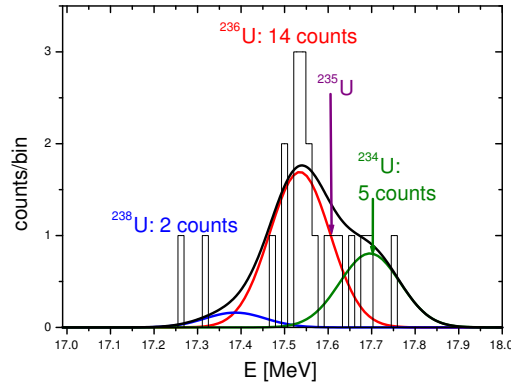


Abbildung 7.14: Spektrum für die Beiträge der Isotope  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  und  $^{234}\text{U}$  der Probe "Bad Gastein": Eingezeichnet sind die Bestfits für drei Gaußkurven sowie die Summe der drei Gaußkurven (schwarz). Ein möglicher Anteil an  $^{235}\text{U}$  wird im Text diskutiert.

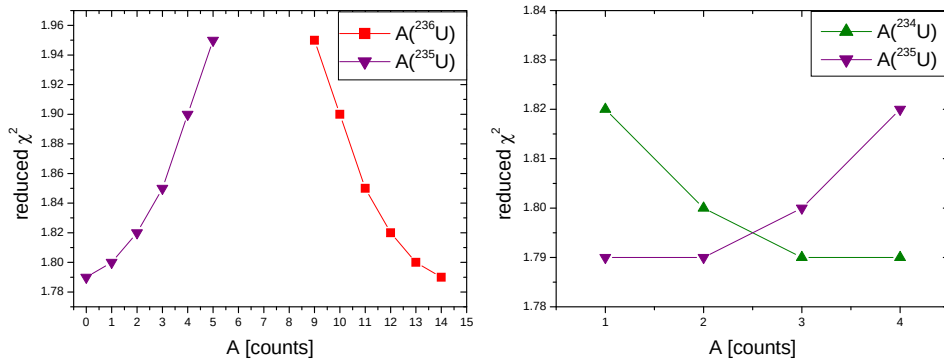


Abbildung 7.15:  $\chi^2$ -Parabeln für die Abschätzung des möglichen Anteils an  $^{235}\text{U}$  im Spektrum aus Abbildung 7.14. Dargestellt sind die  $\chi^2$ -Parabeln für die Amplituden der Gaußkurven für  $^{236}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  und  $^{234}\text{U}$ , wenn ein zunehmender Anteil an  $^{235}\text{U}$  im Spektrum angenommen wird. Aus dem reduzierten  $\chi^2$  kann kein Anteil an  $^{235}\text{U}$  im Spektrum gefolgert werden.

Ergebnis für das Isotopenverhältnis beträgt:

$$^{236}\text{U}/^{238}\text{U} = (6.1 \pm 1.7_{\text{stat}} \pm 1.2_{\text{syst}}) \times 10^{-12}$$

Der Untergrund-Anteil durch Nachbarisotope bezogen auf die Gesamtzahl der Ereignisse liegt für diese Probe insgesamt bei ca. 30 %.

Da ein Fit mit vier Gaußkurven unter Einbeziehung eines möglichen Untergrund-Anteils von  $^{235}\text{U}$  aufgrund der geringen Anzahl an Datenpunkten nicht möglich war, wurde das reduzierte  $\chi^2$  für verschiedene Anteile von  $^{235}\text{U}$  berechnet und mit dem minimalen Wert ohne  $^{235}\text{U}$  verglichen, um den möglichen Anteil von  $^{235}\text{U}$  im Spektrum abzuschätzen. Abbildung 7.15 zeigt die  $\chi^2$ -Parabeln für die Amplituden von  $^{236}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  und  $^{234}\text{U}$  für diesen Vergleich. Durch Berücksichtigung eines Anteils von  $^{235}\text{U}$  im Spektrum konnte keine Verringerung des  $\chi^2$  erreicht werden.

Eine Diskussion des Ergebnisses folgt im nächsten Abschnitt.

## 7.8.4 Diskussion der ermittelten $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$ -Isotopenverhältnisse

### 7.8.4.1 Die Proben UD250 und UD150:

Sowohl für die Probe UD250 als auch für UD150 stimmen die Ergebnisse für die Meßreihen ADC1 sowie FADC/ADC2 im Rahmen des ermittelten Fehlers gut überein. Dies spricht dafür, daß der beobachtete Pileup-Effekt für die Messung ADC1 das Isotopenverhältnis nicht wesentlich verfälscht.

Die bei der Herstellung der Verdünnungslösungen ermittelten Isotopenverhältnisse betragen für UD250  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} = 2.58(5) \times 10^{-9}$  und für UD150  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} = 1.55(3) \times 10^{-9}$ , das Verhältnis UD250/UD150 beträgt somit 1.66(7). Dieses Verhältnis wird durch die gemessenen Isotopenverhältnisse sehr gut reproduziert. Die absolut gemessenen Isotopenverhältnisse betragen jedoch nur 52(7)% (UD250) bzw. 54(7)% (UD150) der vorhergesagten Werte. Steier et al. haben in einer Messung von vier Proben aus vergleichbaren Verdünnungslösungen mit dem konventionellen Energie-Flugzeit-Setup für alle Isotopenverhältnisse 65(2)% des nominellen Wertes gemessen [26]. Sie erklären die Diskrepanz damit, daß der Wert für das Isotopenverhältnis in den Verdünnungslösungen falsch bestimmt wurde: Uranylнитrat, das Material, aus dem die Proben UD250 und UD150 hergestellt wurden (s. Kap. 7.6), ist stark hygroskopisch, d.h. es lagert Wassermoleküle aus der Umgebung sehr leicht an. Wenn das Material beim Wiegen nicht vollkommen trocken war, sondern sich Wassermoleküle angelagert hatten, ist die durch Wiegen bestimmte Menge an Uranylнитrat, die für die Lösungen verwendet wurde, nicht korrekt, sondern geringer als abgewogen [96]. Das durch Abwiegen bestimmte Isotopenverhältnis der Lösungen ist dann größer oder kleiner als das tatsächliche Isotopenverhältnis.

Rechnet man zu den durchschnittlich 53(5)% aus der vorliegenden Arbeit noch einen Untergrundanteil an  $^{234}\text{U}$  von 5.3(1) %, ist das Ergebnis in guter Übereinstimmung mit den Messungen von Steier et al.

### 7.8.4.2 Die Proben Joachimsthal 1 und 2:

Auch für diese beiden Proben stimmen die Ergebnisse von ADC1 und FADC im Rahmen des ermittelten Fehlers überein. Der Untergrund-Anteil, bezogen auf die Gesamtzahl der Ereignisse, liegt für  $^{238}\text{U}$  bei durchschnittlich 4(1)%, für  $^{234}\text{U}$  bei 10(1)%. Bei einer Sensitivität von  $10^{-11}$  stellt der Untergrund demnach keine entscheidende Limitierung der Genauigkeit dar.

Das Ergebnis für die Probe Joachimsthal 1 ist im Rahmen der Fehler in Übereinstimmung mit dem von Steier et al. [26] gemessenen Wert  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} = (6.1 \pm 0.4_{\text{stat}} \pm 1.8_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$ . Das Ergebnis für die Probe Joachimsthal 2 ist signifikant geringer als der Wert von Steier et al. Da diese Probe von Material stammt, das an einer anderen Stelle in der Mine entnommen wurde, ist dies durchaus erklärbar. Die unmittelbare Umgebung des Gesteins (Anteil an  $^{235}\text{U}$  bzw. an Neutronenabsorbern, Gegenwart von Wasser als Moderator) beeinflußt den Neutronenfluß und damit das Isotopenverhältnis (s. Kap. 7.2).

Das Verhältnis von Joachimsthal 1 zu Joachimsthal 2 stimmt für alle Messungen im Rahmen des statistischen Fehlers gut überein. Dieses Verhältnis ist unabhängig von der Transmission, der systematische Fehler wird dominiert vom Fehler aus der Bestimmung der Computer-Totzeit. Dieses Ergebnis verdeutlicht noch einmal die Bedeutung, die einem Material-Standard mit sehr genau bekanntem Isotopenverhältnis

zukommt: Mit der erreichten Genauigkeit ist es prinzipiell möglich, verschiedene Proben miteinander und insbesondere mit einem Materialstandard zu vergleichen, deren Isotopenverhältnis im Rahmen des systematischen Fehlers übereinstimmen. Mit dem genaueren Ergebnis für  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  in der Probe Joachimsthal 1 wurde die Etablierung eines Material-Standards ermöglicht. Sowohl der statistische als auch der systematische Fehler konnten deutlich reduziert werden.

#### 7.8.4.3 Die Probe Bad Gastein:

Für die Probe "Bad Gastein" liegt der Untergrund-Anteil bei ca. 30% und wird dominiert von  $^{234}\text{U}$ . Bei Isotopenverhältnissen dieser Größenordnung hat der Untergrund durch benachbarte Isotope bereits deutlichen Einfluß auf das Isotopenverhältnis; eine gute Energieauflösung zur Untergrund-Abtrennung gewinnt daher mehr und mehr an Bedeutung. Mit der besten erreichten Energieauflösung von  $\Delta E/E = 4.6 \times 10^{-3}$  wird eine noch bessere Abtrennung der verschiedenen Untergrund-Beiträge und auch eine eindeutige Identifikation von  $^{235}\text{U}$  im Energiespektrum möglich sein. Die Genauigkeit war für diese Messung jedoch insgesamt nicht vom Untergrund-Anteil und auch nicht vom systematischen Fehler, sondern vom statistischen Fehler limitiert.

Das Isotopenverhältnis für die Probe "Bad Gastein" ist das kleinste jemals für  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  gemessene Isotopenverhältnis. Im Vergleich mit dem Wert von Steier et al. für Joachimsthal 1 (s.o.) konnte die Sensitivität um *eine Größenordnung* gesteigert werden. Diese Steigerung der Sensitivität wurde vor allen Dingen durch die Steigerung der Transmission von 0.2 auf 0.65 erreicht; mit einer Transmission von  $T = 0.2$  wären bei gleicher Menge an Probenmaterial insgesamt nur 7 – 8 Uran-Ereignisse meßbar gewesen, für  $^{236}\text{U}$  nur 3 – 4 Ereignisse. Der statistische Fehler läge dann bei 50 – 60 %.

Mit einer Transmission nahe 1, die sich durch eine größere aktive Detektorfläche erreichen läßt, und etwas mehr Probenmaterial wird sich die Genauigkeit für die Messung solch kleinster Isotopenverhältnisse weiter steigern lassen, zumal die Etablierung eines Materialstandards den systematischen Fehler minimiert.

#### 7.8.4.4 Diskussion der erreichten Meßgenauigkeit:

Der Hauptbeitrag zum Meßfehler für die hier diskutierten absoluten  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$ -Verhältnisse kam (außer für die Probe Bad Gastein) von der Bestimmung der Transmission. Die Details sind in Kap. 7.4 diskutiert. Die Transmission wurde je zweimal bestimmt: Am Anfang und am Ende einer jeden Meßreihe (ADC1, FADC/ADC2, ADC3). Aufgrund von starken Intensitätsschwankungen, die in Schwankungen der Ionenquelle begründet waren, betrug der Fehler der Transmissionsmessung 17%. Ein Detektor mit größerer aktiver Fläche könnte dieses Problem lösen: Es wurde bereits diskutiert (s. Kap. 7.3), daß die Begrenzung der Transmission auf 0.65 sich im wesentlichen dadurch erklären läßt, daß bei einem Strahldurchmesser von ca. 3 mm nicht alle  $^{236}\text{U}$ -Ionen den nur 2.4 mm breiten Detektor treffen. Bei einer Detektorfläche, die größer als die Strahlfläche ist, treffen alle Ionen den Detektor. Die Transmission beträgt dann nahe 100%, der systematische Fehler ist entsprechend gering. Außerdem kann die Transmissionsmessung in zukünftigen Experimenten automatisiert werden, sodaß z.B. am Anfang und am Ende einer jeden Einzel-Messung eine Transmissions-Messung durchgeführt wird.

#### 7.8.4.5 Offene Fragen:

- Untergrund-Beiträge:

Für die Messung ADC3, bei der nur mit  $^{238}\text{U}$  optimiert war, besteht der beobachtbare Untergrund im wesentlichen aus  $^{238}\text{U}$ , wie zu erwarten war. Nach der zweiten Optimierungsstufe mit  $^{235}\text{U}$  beträgt der Untergrund-Anteil von  $^{238}\text{U}$  ca. 4 %; für die Proben UD250 und UD150 mit dem relativ großen Isotopenverhältnis wird kein  $^{238}\text{U}$  nachgewiesen. Man beobachtet jedoch sowohl für diese Proben als auch für die Proben mit kleinerem Isotopenverhältnis einen deutlichen Untergrund-Beitrag von  $^{234}\text{U}$ . Dieser Beitrag ist bisher nicht verstanden

In Kap. 7.3 wurde diskutiert, daß der Untergrund als Molekülonen gleicher Masse wie  $^{236}\text{U}^{16}\text{O}^-$  in den Beschleuniger injiziert wird:  $^{238}\text{U}$  als  $^{238}\text{U}^{14}\text{N}^-$ ,  $^{235}\text{U}$  als  $^{235}\text{U}^{17}\text{O}^-$  und  $^{234}\text{U}$  als  $^{234}\text{U}^{18}\text{O}^-$ . Betrachtet man die Massenanteile der verschiedenen Isotope für Uran und Sauerstoff in natürlichem Uranerz, erhält man 0.029 %  $^{235}\text{U}^{17}\text{O}^-$  und 0.001 %  $^{234}\text{U}^{18}\text{O}^-$ . Das Verhältnis von  $^{234}\text{U}$  zu  $^{235}\text{U}$  beträgt demnach 1:29. Wenn man annimmt, daß die Wahrscheinlichkeit für die diversen Umladungsprozesse für alle Isotope gleich groß ist, sollte demnach 29 mal soviel  $^{235}\text{U}$  im Untergrund enthalten sein wie  $^{234}\text{U}$ .

Diese einfache Abschätzung berücksichtigt jedoch nicht, daß Untergrund von  $^{235}\text{U}$  auch als  $^{235}\text{U}^{16}\text{OH}^-$  und  $^{234}\text{U}$  als  $^{234}\text{U}^{16}\text{OH}_2^-$  in den Tandem-Beschleuniger gelangen kann. Das Verhältnis dieser Molekülonen wird beeinflusst von den Details der Probenpräparation (unvollständige Verbrennung etc., s. Kap. 7.5). Es ist daher nicht zu erwarten, daß sich das tatsächliche Isotopenverhältnis der Untergrund-Isotope im Anteil am Untergrund widerspiegelt.

Da die ermittelten Isotopenverhältnisse gut mit den Ergebnissen früherer Messungen übereinstimmen, tendenziell sogar etwas geringer sind, kann ein Anteil an  $^{235}\text{U}$  im Untergrund relativ sicher ausgeschlossen werden.

- Inkonsistenz der Alpha-Zählraten für die Messungen ADC1 und FADC/ADC2: Wodurch die Abweichung in der Alpha-Zählrate in der Meßreihe ADC1 verursacht wurde, konnte nach Abbau der gesamten Meßelektronik nicht rekonstruiert werden. Möglich wäre es, daß eine Störung auf dem Gate-Signal von VERA das Zeitverhalten des CFD beeinflußt hat, sodaß der Trigger nicht immer bei derselben relativen Signalamplitude ausgelöst wurde. Das Timing des Trigger- und Gatesignals beeinflußt die Maximum-Findung des ADC und muß daher exakt stimmen, sonst kann es sein, daß nicht das korrekte Maximum ermittelt wird. Auch eine falsche logische Verknüpfung kommt als Ursache für die Inkonsistenz in Frage.
- Die unterschiedliche Energieauflösung für verschiedene Uran-Isotope wurde ebenso wie die unterschiedliche Transmission damit begründet, daß die Optimierung der verschiedenen Strahlführungskomponenten und anschließende Skalierung der Werte mit der Masse nicht automatisch die optimalen Parameter für das andere Isotop liefert, mit deren Masse skaliert wurde. In diesem Zusammenhang stellt sich die Frage, ob die Tatsache, daß die Bestimmung der



Transmission für  $^{238}\text{U}$  an der Position des Silizium-Detektors praktisch 100 % betrug, auch auf das Isotop  $^{236}\text{U}$  zutrifft, oder ob für dieses Isotop Verluste in der Strahlführung möglich sind. Für zukünftige AMS-Messungen an  $^{236}\text{U}$  ist es daher sinnvoll, ein hochangereichertes Target mit einem  $^{236}\text{U}$ -Anteil von einigen Prozent (z.B. aus Reaktormaterial) einzusetzen und mit diesem Target sowohl die Optimierung als auch die Transmissions-Eigenschaften zu untersuchen.

# Kapitel 8

## Diskussion der Ergebnisse und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde zunächst untersucht, ob kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren für einen Einsatz in der "Beschleuniger-Massenspektrometrie (AMS)" geeignet sind. Da die Untersuchungen positive Resultate erbrachten, wurden diese Detektoren in einem zweiten Teil der Arbeit in einem AMS-Experiment zur präzisen Bestimmung des Isotopenverhältnisses  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  in natürlichem Uran eingesetzt.

Kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren wurden von Meier [19] und v. Kienlin [22] für den Nachweis energetischer Schwerionen im Energie-Bereich 5 – 100 MeV/amu entwickelt. Abhängig von den experimentellen Bedingungen wurde damit eine relative Energieauflösung von  $\Delta E/E = 1 - 4 \times 10^{-3}$  erreicht. Beschleuniger-Massenspektrometrie findet typischerweise bei im Vergleich dazu niedrigen Ionen-Energien von 0.1 – 1 MeV/amu statt. Daher wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit die systematische Untersuchung der Detektor-Eigenschaften auf diesen Energiebereich ausgedehnt. Um die Energieauflösung der Detektoren in diesem Energiebereich zu optimieren, wurden zudem Detektoren mit verringerter Wärmekapazität, d.h. einem dünneren Absorber, getestet. Im Anschluß an diese Charakterisierungsmessungen erfolgte dann der erste Einsatz eines kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektors in der Beschleuniger-Massenspektrometrie. Im folgenden sollen die Ergebnisse dieser Untersuchungen nochmals zusammengefaßt und Perspektiven diskutiert werden.

### **Test eines neu aufgebauten Germanium-Thermistors:**

Aufbauend auf der Arbeit von v. Kienlin [22] wurde ein nach einem neuen Verfahren kontaktierter Germanium-Thermistor (Kap. 3) mit einem Saphir-Absorber getestet. Mit Germanium-Thermistoren lassen sich leichter als mit Phasenübergangsthermometern großflächige Detektor-Arrays realisieren, weil sich ihre Arbeitstemperatur relativ frei wählen läßt, während die Übergangstemperatur von Phasenübergangsthermometern von Materialeigenschaften bestimmt wird. Für einige Anwendungen bei GSI-Energien, z.B. beim Schwerionen-Separator SHIP (s.u.) ist ein solches Detektorarray erforderlich.

Verglichen mit den Ergebnissen der Vorgängerarbeit [22, 23] konnte die Energieauflösung für 5-MeV-Alpha-Teilchen von 400(20) keV auf 163(5) keV ver-

bessert werden (s. Kap. 4). In einem ersten Experiment mit dem Ziel, das Verhalten unter Schwerionen-Bestrahlung zu untersuchen, wurde für Kohlenstoff-Ionen der Energie 43 MeV eine relative Auflösung von  $\Delta E/E = 1.7(7)\%$  erreicht. In einer kurzen Testmessung mit Molybdän-Ionen der relativ hohen Energie 393 MeV wurde eine relative Auflösung von  $\Delta E/E = 7.2(2) \times 10^{-3}$  erreicht (Kap. 5.1). Die Energieauflösung bei diesen Messungen war wesentlich durch das SNR begrenzt und stellt sicher nicht das intrinsische Limit der erreichbaren Detektorauflösung dar. Weitere systematische Untersuchungen der neuen Germanium-Thermistoren unter optimierten Bedingungen werden zeigen, ob und wie sie in Kombination mit einem Saphir-Absorber erfolgreich eingesetzt werden können.

### **Herstellung und Test eines Detektors mit Aluminium-Phasenübergangsthermometer und Saphir-Absorber geringerer Wärmekapazität:**

In den Vorgängerarbeiten [76, 19, 20] wurden für die Detektoren mit Aluminium-Phasenübergangsthermometern lediglich Saphir-Absorber der Standard-Dicke 330  $\mu\text{m}$  oder, für relativistische Schwerionen, entsprechend dickere Absorber verwendet. Bei den Untersuchungen im Bereich niedriger Energien stellte sich heraus, daß die Sensitivität der Detektoren im Energiebereich 5 – 15 MeV durch die Wärmekapazität limitiert wird. Um die Wärmekapazität zu verringern, wurden Detektoren mit einer Absorberdicke von 100  $\mu\text{m}$  produziert. Da aber die verfügbaren Saphir-Kristalle mit 100  $\mu\text{m}$  Dicke eine andere Kristallorientierung haben als die mit 330  $\mu\text{m}$  Dicke, war die Qualität des Aluminium-Films auf diesen Substraten deutlich schlechter. Die Übergangstemperaturen lagen zum größten Teil unterhalb des mit dem verwendeten Kryostaten zugänglichen Bereichs. Es konnten insgesamt nur zwei Detektoren mit einer Übergangstemperatur von 1.5 K produziert werden. Einer davon wurde auch für Untersuchungen mit Schwerionen eingesetzt; der andere war aufgrund seines geringen  $\delta R/\delta T$  zur Energie-Messung untauglich. Sowohl für Alpha-Teilchen als auch für Schwerionen im Energiebereich 0.1 – 1 MeV/amu war die Energieauflösung des Detektors mit 100  $\mu\text{m}$  dickem Absorber in der gleichen Größenordnung wie für die Detektoren mit dickerem Absorber, teilweise sogar etwas schlechter. Dafür gibt es zwei mögliche Ursachen: Aufgrund des geringeren Gewichts weist dieser Detektor eine höhere Anfälligkeit für mikrophonische Störungen auf, die sich in einem deutlich erhöhten Baseline Noise widerspiegeln. Zum anderen wurde auch für die Detektoren der Dicke 330  $\mu\text{m}$  beobachtet, daß die Qualität des Aluminium-Films Einfluß auf die Energieauflösung hat. Des weiteren ist eine Limitierung der Auflösung durch eine Ortsabhängigkeit der Detektor-Responsefunktion, die durch die starke Anisotropie der Wärmeleitfähigkeit entlang und senkrecht zur Detektorfläche entstehen kann, nicht auszuschließen.

Es ist prinzipiell möglich, Saphir-Kristalle mit 100  $\mu\text{m}$  Dicke zu produzieren, die dieselbe Kristallorientierung haben wie die 330  $\mu\text{m}$  dicken Substrate. Es ist notwendig, mit solchen Substraten weitere Detektoren zu produzieren und zu untersuchen, ob ihre Energieauflösung wirklich von der Qualität der Aluminium-Schicht abhängt, oder ob andere Einflüsse zum Tragen kommen. Eine mögliche Ortsabhängigkeit der Detektor-Responsefunktion kann z.B.

untersucht werden, indem eine bewegliche Blende vor den Detektor gefahren und die Energieauflösung mit und ohne Blende verglichen wird. Prinzipiell ist es nicht ausgeschlossen, daß mit verringerter Wärmekapazität und einer verbesserten Qualität des Aluminium-Films eine weitere Verbesserung der Energieauflösung erreicht werden kann.

### **Energieauflösung für 5-MeV-Alpha-Teilchen:**

Anknüpfend an die Arbeit von Meier [19] wurde das Verhalten verschiedener Detektoren mit Aluminium-Phasenübergangsthermometer bei der Bestrahlung mit Alpha-Teilchen untersucht. Meier hat im Ausblick seiner Arbeit eine veränderte Geometrie der Aluminium-Mäander-Struktur vorgeschlagen, die als Phasenübergangsthermometer benutzt wird. In der vorliegenden Arbeit wurden Detektoren mit dieser veränderten Geometrie hergestellt (Kap. 3) und mit Alpha-Teilchen charakterisiert (Kap. 4). Es stellte sich heraus, daß die Energieauflösung nicht wesentlich von  $\delta R/\delta T$  abhängt. Vielmehr spielen die thermische Ankopplung der Detektoren und die Qualität des Aluminiumfilms eine entscheidende Rolle. Neu produzierte Detektoren hatten im Vergleich zu solchen, die von Meier produziert worden waren, schmalere Übergänge  $\delta T$ . Ihre thermische Ankopplung war um einen Faktor zwei bis vier geringer als bei den von Meier verwendeten Detektoren. Die beste erreichte Auflösung betrug  $\Delta E = 29(3)$  keV im Vergleich mit  $\Delta E = 66(4)$  keV für die von Meier produzierten Detektoren. Mit  $\Delta E = 29(3)$  keV liegt die beste erreichte Auflösung bereits in der Nähe der Auflösung von Silizium-Oberflächensperrschicht-Zählern, die für Alpha-Teilchen bei 5 MeV eine Energieauflösung von ca. 10 keV erreichen, obwohl die Tieftemperatur-Detektoren nicht in erster Linie für Detektion von Alpha-Teilchen optimiert wurden. Das macht die kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren sehr interessant für Anwendungen, in denen es notwendig ist, Schwerionen und ihre Alpha-Zerfälle simultan und zeitaufgelöst mit hoher Energieauflösung nachzuweisen (s.u.).

### **Systematische Untersuchungen des Detektorverhaltens für Schwerionen im Energiebereich 0.1 – 1 MeV/amu:**

Da bei GSI die minimale Energie des Beschleuniger-Systems auf 1.4 MeV/amu begrenzt ist, wurden diese Untersuchungen am Tandem-Beschleuniger VERA des "Institut für Isotopenforschung und Kernphysik" der Universität Wien durchgeführt. Dieser Beschleuniger erlaubt es, Ionenenergie und Ion in kurzen Zeitabständen zu variieren. Damit war es zum ersten Mal möglich, systematische Untersuchungen des Detektor-Verhaltens mit verschiedenen Ionen und Energien durchzuführen. Zudem ist die Energieschärfe des Schwerionenstrahles mit  $\Delta E/E \leq 10^{-4}$  um mindestens eine Größenordnung besser als am UNILAC-Beschleuniger der GSI. Im Gegensatz zu den Experimenten bei GSI war daher die Energiebreite des Strahls für die Detektorauflösung nicht der limitierende Faktor.

Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Kapitel 5.2 zusammengestellt. Es stellte sich heraus, daß die Energieauflösung durch zwei Faktoren bestimmt wird: Vor allem für Energien  $E \leq 15$  MeV ist das SNR der limitierende Faktor. Für  $E \geq 15$  MeV gewinnt jedoch zunehmend ein zweiter Effekt an Bedeutung, für den die Energieauflösung proportional der Ionenenergie

ist:  $\Delta E \sim E$ . Mehrere Einflüsse können ein solches Verhalten auslösen (die Details sind in Kap. 5.2.3.2 diskutiert): Eine bereits für den 100  $\mu\text{m}$ -Absorber diskutierte Ortsabhängigkeit der Detektor-Responsefunktion kann eine lineare Abhängigkeit der Energieauflösung von der Energie erzeugen. Desweiteren diskutieren McCammon et al. [35] sog. "Excess noise", das sie auf die Fluktuation der Elektronentemperatur im Phasenübergangsthermometer zurückführen. Weitere Untersuchungen in einem größeren Energiebereich bzw. mit einer beweglichen Blende, die eine mögliche Ortsabhängigkeit nachzuweisen erlaubt, können diese Fragen beantworten und damit möglicherweise weitere entscheidende Hinweise zum Verständnis der Mechanismen des Energieübertrags auf den Absorber liefern.

In einer zweiten Messung unter optimierten Bedingungen (Verbesserung des SNR durch Verringerung des Baseline Noise etc.) wurde für 17-MeV-Uran-Ionen eine Auflösung von  $\Delta E/E = 4.6 \times 10^{-3}$  erreicht. Dies ist mehr als eine Größenordnung besser als für konventionell verwendete Silizium-Detektoren ( $\Delta E/E = 5.7\%$ ) oder Ionisationskammern ( $\Delta E/E = 3 - 5\%$  [26]).

Die Antwort-Funktion des Detektors ist vollkommen linear und zeigt keinen Pulshöhendefekt. Das bedeutet, daß für solche Detektoren massenabhängige Energieverlustprozesse in der Tat vernachlässigbar sind. Im Vergleich dazu wurde für einen konventionellen Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektor ein Pulshöhendefekt von bis zu 70% beobachtet. Diese Linearität ebenso wie der große dynamische Bereich (s.u.) zusammen mit der exzellenten Energieauflösung machen diese Detektoren zu einem wertvollen Werkzeug der Schwerionenphysik im Bereich relativ niedriger Energien  $E = 0.1 - 1 \text{ MeV/amu}$ , die konventionellen Halbleiterdetektoren und Ionisationskammern überlegen sind.

### **Einsatz der Detektoren zur direkten Massenidentifikation:**

Für einige Anwendungen in der Schwerionenphysik ist die Bestimmung der Masse von Reaktionsprodukten von besonderem Interesse. Konventionelle Massenspektrometer sind für schwere Ionen sehr groß und unhandlich und decken dabei nur einen kleinen Raumwinkel ab. Außerdem erschweren "Ladungsvieldeutigkeiten" die exakte Bestimmung der Masse insbesondere für relativ langsame schwere Ionen. Eine alternative Methode ist die Bestimmung der Masse durch Messung der Flugzeit und der kinetischen Energie. Um allerdings Massen von  $M \approx 300 \text{ amu}$  mit einer Genauigkeit von 1 amu bestimmen zu können, ist eine Massenauflösung von der Größenordnung  $\Delta M/M = 1 - 2 \times 10^{-3}$  erforderlich. Mit dem Einsatz eines Tieftemperatur-Detektors war es erstmals möglich, die für diese Massenauflösung erforderliche Größenordnung in der Energieauflösung zu erreichen.

Es wurden mehrere Test-Experimente durchgeführt:

- Für den Einsatz zur direkten Massen-Identifikation sogenannter "Superschwerer Elemente" am Experiment SHIP der GSI ist es notwendig, nicht nur das superschwere Nuklid mit genügender Energieauflösung nachzuweisen, sondern auch eventuelle Alpha-Zerfälle müssen identifiziert werden. In einem ersten Test am SHIP mit der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(^{102}\text{Ru}, \gamma)^{160}\text{Hf}$  wurden die entstehenden Reaktionsprodukte und ihre Alphazerfälle simultan und zeitaufgelöst nachgewiesen. Mehrere Zerfallsketten konnten

identifiziert werden. Der dynamische Bereich der Detektoren ist somit ausreichend groß für gleichzeitigen Schwerionen- und Alpha-Nachweis bei den für SHIP typischen Schwerionen-Energien von ca. 100 MeV. Mit diesem Test wurde gezeigt, daß ein Einsatz von kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren zum Nachweis superschwerer Elemente prinzipiell möglich ist. Der nächste Schritt für diese Anwendung besteht im Aufbau eines Detektorarrays, dessen größere aktive Fläche eine zuverlässige Detektion der seltenen SHE-Ereignisse ermöglichen wird.

- Zusätzlich wurden erste Testexperimente mit einer kombinierten Energie-Flugzeit-Messung durchgeführt. Eine Messung an hochenergetischen Wismut-Ionen bei GSI ergab eine relative Massenauflösung  $\Delta M/M = 8.5 \times 10^{-3}$  bei einer Ionenenergie von 980 MeV. In einer Messung am VERA-Beschleuniger für Blei der Energie 17 MeV konnte eine relative Massentrennung von  $\Delta M/M = 11.0 \times 10^{-3}$  erzielt werden. Damit konnten die Blei-Isotope  $^{206}\text{Pb}$  und  $^{208}\text{Pb}$  im Energie-Flugzeit-Spektrum separiert werden.

Beide Messungen wurden nicht unter optimalen Bedingungen durchgeführt; ihre Energieauflösung war durch Temperaturstabilität und elektronische Rauschbeiträge limitiert. Außerdem war die Wärmekapazität der Detektoren durch Kondensation von Restgas erhöht, was ebenfalls zu einer Verschlechterung der Auflösung führte. Es werden weitere Messungen unter optimierten Bedingungen notwendig sein, um das volle Potential der Detektoren für diese Anwendungen auszuloten.

### **Einsatz in der Beschleuniger-Massenspektrometrie:**

Hauptziel der vorliegenden Arbeit war die Anwendung von kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren zur Lösung physikalischer Fragestellungen in der Beschleuniger-Massenspektrometrie, konkret für die Bestimmung des Isotopenverhältnisses  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  in Proben von natürlichem Uran. Das erwartete Isotopenverhältnis liegt in der Größenordnung  $10^{-10} - 10^{-14}$ . Prinzip und Funktionsweise der Beschleuniger-Massenspektrometrie ist in Kap. 7.1 ausführlich beschrieben.  $^{236}\text{U}$  wird durch Neutroneneinfang in der Reaktion  $^{235}\text{U}(n,\gamma)^{236}\text{U}$  gebildet. Es stellt daher ein natürliches Monitor-Nuklid für Neutronenflüsse dar. Insbesondere kann das Verhältnis von  $^{236}\text{U}$  zu  $^{235}\text{U}$  dazu benutzt werden, die Existenz von sog. "natürlichen Reaktoren" [25] zu untersuchen. Konventionelle Detektionssysteme limitierten vor Durchführung des in der vorliegenden Arbeit diskutierten Experiments die Sensitivität der Beschleuniger-Massenspektrometrie von  $^{236}\text{U}$  auf  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} \approx 10^{-10}$ .

In dem hier vorgestellten Experiment wurde das Isotopenverhältnis von  $^{236}\text{U}$  zu dem häufigsten Isotop  $^{238}\text{U}$  bestimmt, das 98% des natürlichen Urans ausmacht. Auch diese Messungen wurden am "Institut für Isotopenforschung und Kernphysik" der Universität Wien durchgeführt. Es wurden fünf Proben untersucht: Zwei stammten aus verdünnten Lösungen von angereichertem Uran ("UD250 und UD150"); ihr Isotopenverhältnis lag bei  $1 - 2 \times 10^{-9}$ . Da das Isotopenverhältnis dieser Proben bekannt war, dienten sie im wesentlichen dazu sicherzustellen, daß bei den Messungen keine systematischen Fehler auftraten, und zur Bestimmung der Energieauflösung des Detektors (für Details siehe Kap. 7.8.3). Zwei Proben stammten aus der Mine "K.u.K. Joachimsthal"

und wurden vor 1918 im Keller des Instituts für Isotopenforschung eingelagert; sie unterlagen daher keiner Kontamination durch radioaktiven Fallout der Atombombentests und sind deswegen als Material-Standard für AMS-Labors sehr gut geeignet. Jedoch muß in einem solchen Material-Standard das Isotopenverhältnis sehr genau vermessen werden. Eine erste Messung von Steier et al. [26] ergab für eine Probe dieses Materials ein Isotopenverhältnis von  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} = (6.1 \pm 0.4_{\text{stat}} \pm 1.8_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$ . Die Probe "Joachimsthal 1" stammte von demselben Material wie die Steier-Probe. Die Probe "Joachimsthal 2" stammte aus derselben Mine, aber von einem anderen Ort. Die fünfte Probe schließlich bestand aus Uran, das aus 5 l Wasser einer Quelle in Bad Gastein extrahiert wurde, die für ihren besonders hohen Uran-Gehalt bekannt ist. Da es sich um Uran handelt, das aus dem Gestein der Alpen herausgewaschen wurde, lag das erwartete Isotopenverhältnis in der Größenordnung  $10^{-12} - 10^{-14}$ . Diese Messung stellte einen ersten Versuch dar, die Sensitivität der Methode um ein bis drei Größenordnungen zu steigern. Aufgrund des limitierten Probenmaterials war nur eine einzige Messung von 20 Minuten Dauer möglich.

Für die Isotopenverhältnisse wurden folgende Ergebnisse erzielt:

|                        |                                                                                                        |
|------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| <b>UD250:</b>          | $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} = (1.35 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.18_{\text{syst}}) \times 10^{-9}$  |
| <b>UD150:</b>          | $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} = (8.39 \pm 0.09_{\text{stat}} \pm 1.05_{\text{syst}}) \times 10^{-10}$ |
| <b>Joachimsthal 1:</b> | $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} = (3.89 \pm 0.08_{\text{stat}} \pm 0.35_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$ |
| <b>Joachimsthal 2:</b> | $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} = (2.29 \pm 0.07_{\text{stat}} \pm 0.29_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$ |
| <b>Bad Gastein:</b>    | $^{236}\text{U}/^{238}\text{U} = (6.1 \pm 1.7_{\text{stat}} \pm 1.2_{\text{syst}}) \times 10^{-12}$    |

Der systematische Fehler ist hauptsächlich durch die Bestimmung der Transmission limitiert; ein Detektor mit größerer aktiver Fläche wird in Zukunft eine Transmission von nahe 100% ermöglichen und damit diese Fehlerquelle minimieren. Das Ergebnis für Joachimsthal 1 stimmt im Rahmen des Fehlers mit dem Ergebnis von Steier et al. aus der früheren Messung [26] überein. Sowohl der statistische als auch der systematische Fehler konnten deutlich reduziert werden. Das zeigt zum einen, daß die Etablierung eines Materialstandards mit hoher Präzision mit Hilfe dieser Detektoren möglich ist. Zum anderen erlaubt die erreichte Präzision es bereits, Proben mit unterschiedlichen Isotopenverhältnissen im Verhältnis zu einem solchen Materialstandard zu vermessen: Das Verhältnis von  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  (Joachimsthal 1) zu  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  (Joachimsthal 2) beträgt 1.63(8). Die Abweichung für die Probe Joachimsthal 2 erklärt sich damit, daß die Probe von einem anderen Ort innerhalb der Mine stammt. Die lokale Umgebung wie Konzentration von  $^{235}\text{U}$  oder auch Neutronenabsorbern im umgebenden Gestein können die lokale Anreicherung von  $^{236}\text{U}$  beeinflussen. Ist ein Materialstandard mit großer Präzision etabliert, können andere Proben im Verhältnis zu diesem Materialstandard vermessen und miteinander verglichen werden. Der systematische Fehler wird dadurch minimiert.

Mit der Probe "Bad Gastein" konnte die Sensitivität der Methode im Vergleich mit der Messung von Steier et al. um eine Größenordnung verbessert werden. Dieses Ergebnis stellt das kleinste bisher gemessene Isotopenverhältnis

für  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$  dar. Die Genauigkeit ist noch limitiert zum einen durch die geringe Statistik der Messung, zum anderen durch die Ungenauigkeit in der Bestimmung der Detektionseffizienz (s.o.); dieses Problem kann in Zukunft mit einer Transmission nahe 100% und mehr Probenmaterial mit einem vertretbaren Aufwand an Meßzeit gelöst werden. Zum anderen limitiert die Bestimmung des Untergrunds die Genauigkeit. In zukünftigen Messungen unter optimierten Bedingungen sollte es möglich sein, die bisher beste erreichte Energieauflösung für Uran in einer AMS-Messung zu reproduzieren und auf diese Weise mit einer Abtrennung von  $^{235}\text{U}$  eine weiter verbesserte Untergrund-Abtrennung zu erreichen. Damit wird es möglich sein, die Sensitivität weiter zu verbessern und Isotopenverhältnisse bis zu  $10^{-14}$  messen zu können.

Der erste Einsatz kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren in der Beschleuniger-Massenspektrometrie verlief somit erfolgreich. Diese Detektoren haben das Potential, ein wertvolles Instrument in der Beschleuniger-Massenspektrometrie von schweren Ionen zu werden, und eröffnen damit die Möglichkeit, sie in Zukunft in interessanten Experimenten aus einer Vielzahl von Arbeitsgebieten einzusetzen.



# Anhang A

## Zusammenstellung der Ergebnisse aus Kap. 5.2

a.) Tieftemperatur-Detektor:

| Ion                     | E [MeV] | Position [Kanäle] | $\Delta E$ [keV] | $\Delta E/E$ [ $10^{-3}$ ] |
|-------------------------|---------|-------------------|------------------|----------------------------|
| $^4\text{He}^{2+}$      | 5.16    | 340(4)            | 70(4)            | 13.6(8)                    |
| $^4\text{He}^{2+}$      | 5.48    | 372(4)            | 74(4)            | 13.5(8)                    |
| $^4\text{He}^{2+}$      | 5.81    | 402(4)            | 80(4)            | 13.7(8)                    |
| $^{12}\text{C}^{3+}$    | 11.93   | 1109(28)          | 135(3)           | 11.3(3)                    |
| $^{12}\text{C}^{4+}$    | 14.90   | 1451(24)          | 151(3)           | 10.1(2)                    |
| $^{12}\text{C}^{5+}$    | 17.88   | 1788(22)          | 143(2)           | 8.0(1)                     |
| $^{12}\text{C}^{6+}$    | 20.85   | 2126(21)          | 157(3)           | 7.5(1)                     |
| $^{197}\text{Au}^{5+}$  | 17.89   | 1804(18)          | 126(1)           | 7.0(1)                     |
| $^{197}\text{Au}^{6+}$  | 20.79   | 2128(21)          | 166(3)           | 8.0(1)                     |
| $^{197}\text{Au}^{7+}$  | 23.76   | 2469(21)          | 160(3)           | 6.7(1)                     |
| $^{197}\text{Au}^{9+}$  | 29.60   | 3136(18)          | 194(4)           | 6.6(1)                     |
| $^{197}\text{Au}^{10+}$ | 32.56   | 3472(20)          | 215(4)           | 6.6(1)                     |
| $^{197}\text{Au}^{11+}$ | 35.31   | 3811(22)          | 267(3)           | 7.5(1)                     |
| $^{197}\text{Au}^{15+}$ | 47.58   | 5215(28)          | 344(4)           | 7.2(1)                     |
| $^{197}\text{Au}^{20+}$ | 62.45   | 6923(24)          | 476(8)           | 7.6(1)                     |
| $^{238}\text{U}^{6+}$   | 20.85   | 2150(22)          | 154(2)           | 7.4(1)                     |
| $^{238}\text{U}^{8+}$   | 26.84   | 2837(22)          | 211(3)           | 7.9(1)                     |

b.) Silizium-Detektor:

| Ion                    | E [MeV] | Position [Kanäle] | $\Delta E$ [keV] | $\Delta E/E$ [ $10^{-3}$ ] |
|------------------------|---------|-------------------|------------------|----------------------------|
| $^{12}\text{C}^{3+}$   | 11.93   | 1304(1)           | 63(1)            | 5.28(3)                    |
| $^{12}\text{C}^{4+}$   | 14.90   | 1634(1)           | 119(1)           | 7.99(5)                    |
| $^{12}\text{C}^{5+}$   | 17.88   | 1974(1)           | 70(3)            | 3.91(14)                   |
| $^{12}\text{C}^{6+}$   | 20.85   | 2306(1)           | 102(2)           | 4.89(9)                    |
| $^{197}\text{Au}^{5+}$ | 17.89   | 983(1)            | 1270(2)          | 71.0(1)                    |
| $^{197}\text{Au}^{6+}$ | 20.79   | 1510(1)           | 1247(8)          | 60.1(4)                    |
| $^{238}\text{U}^{6+}$  | 20.85   | 930(1)            | 1188(4)          | 57.3(2)                    |

Tabelle A.1: Zusammenstellung der Ergebnisse für Peak Position und Energieauflösung für die Messungen aus Kap. 5.2. Die Fehler ergeben sich aus dem Fitfehler und dem Fehler in der Eichung.

# Anhang B

## Zusammenstellung der Ergebnisse der AMS-Einzelmessungen

### B.1 Energieauflösung

| Probe   | $\Delta E$ [keV] | Probe | $\Delta E$ [keV] |        | Probe   | $\Delta E$ [keV] |
|---------|------------------|-------|------------------|--------|---------|------------------|
| UD250   | 164(2)           | UD250 | FADC             | ADC    | UD150   | 194(5)           |
|         | 157(2)           |       | 132(3)           | 150(4) |         | 187(3)           |
|         | 158(2)           |       | 143(11)          | 149(4) |         | 183(6)           |
| UD150   | 193(4)           | UD150 | 141(5)           | 139(6) | Eich236 | 172(3)           |
|         | 149(5)           |       | 134(4)           | 136(4) |         |                  |
|         | 128(11)          |       | 142(7)           | 152(6) |         |                  |
| Eich238 | 153(2)           |       | 144(7)           | 147(7) |         |                  |

a.)

b.)

c.)

Tabelle B.1: Zusammenstellung der Energieauflösung für die Einzelmessungen: a.) Messungen ADC1, b.) Messungen FADC und ADC2, c.) Messungen ADC3. Die Messungen Eich236 und Eich238 bezeichnen die Energieauflösung, die aus den Kalibrationsmessungen für das jeweilige Isotop ermittelt wurde.

### B.2 $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$ -Isotopenverhältnisse

In die hier aufgelisteten Isotopenverhältnisse ist die Transmission nicht eingerechnet, da diese für die Dauer einer Meßreihe als konstant angenommen wurde. Da die Uran-Ionen fünffach positiv geladen waren, muß der  $^{238}\text{U}$ -Strom mit 5 multipliziert werden, um das korrekte Isotopenverhältnis zu erhalten.

| Probe     | $^{238}\text{U}$ -Strom<br>[particle As] | $^{236}\text{U}$<br>[counts] | $^{238}\text{U}$<br>[counts] | $^{234}\text{U}$<br>[counts] | $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$ |
|-----------|------------------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|---------------------------------|
| UD250     | $2.71 \times 10^{-6}$                    | 15083(412)                   | —                            | 701(80)                      | $8.91(24) \times 10^{-10}$      |
|           | $3.52 \times 10^{-6}$                    | 21339(727)                   | —                            | 960(90)                      | $9.70(33) \times 10^{-10}$      |
|           | $3.29 \times 10^{-6}$                    | 20226(583)                   | —                            | 1250(100)                    | $9.84(28) \times 10^{-10}$      |
| UD150     | $4.76 \times 10^{-7}$                    | 2010(47)                     | —                            | —                            | $6.76(16) \times 10^{-10}$      |
|           | $4.09 \times 10^{-7}$                    | 1456(45)                     | —                            | 129(24)                      | $5.70(18) \times 10^{-10}$      |
|           | $3.17 \times 10^{-7}$                    | 1090(35)                     | —                            | 50(14)                       | $5.50(18) \times 10^{-10}$      |
| Joach1    | $3.91 \times 10^{-6}$                    | 750(30)                      | 5(8)                         | 51(15)                       | $3.07(12) \times 10^{-11}$      |
|           | $2.84 \times 10^{-7}$                    | 41(6)                        | 6(3)                         | 9(3)                         | $2.31(34) \times 10^{-11}$      |
|           | $2.88 \times 10^{-6}$                    | 486(24)                      | 32(12)                       | 26(11)                       | $2.70(13) \times 10^{-11}$      |
| Joach2    | $1.84 \times 10^{-6}$                    | 318(20)                      | 7(8)                         | 26(11)                       | $2.77(17) \times 10^{-11}$      |
|           | $1.71 \times 10^{-6}$                    | 281(18)                      | 7(7)                         | 19(9)                        | $2.63(17) \times 10^{-11}$      |
|           | $1.48 \times 10^{-6}$                    | 263(18)                      | 4(7)                         | 11(7)                        | $2.84(19) \times 10^{-11}$      |
|           | $1.26 \times 10^{-6}$                    | 207(17)                      | 1(27)                        | 26(12)                       | $2.63(22) \times 10^{-11}$      |
|           | $8.51 \times 10^{-7}$                    | 77(9)                        | 6(5)                         | 15(4)                        | $1.45(17) \times 10^{-11}$      |
|           | $2.44 \times 10^{-6}$                    | 274(19)                      | 8(8)                         | 10(9)                        | $1.80(12) \times 10^{-11}$      |
|           | $2.63 \times 10^{-6}$                    | 268(18)                      | 19(9)                        | 32(11)                       | $1.63(11) \times 10^{-11}$      |
|           | $2.21 \times 10^{-6}$                    | 237(17)                      | 26(9)                        | 31(11)                       | $1.72(12) \times 10^{-11}$      |
|           | $1.30 \times 10^{-6}$                    | 170(15)                      | 14(9)                        | 17(9)                        | $2.09(18) \times 10^{-11}$      |
|           | $1.06 \times 10^{-6}$                    | 110(13)                      | 33(8)                        | 28(7)                        | $1.66(20) \times 10^{-11}$      |
| Gastein 1 | $5.28 \times 10^{-7}$                    | 14(4)                        | 2(2)                         | 5(3)                         | $4.2(1.2) \times 10^{-12}$      |
| Gastein 2 | $5.28 \times 10^{-7}$                    | 21(4)                        | 2(2)                         | 10(3)                        | $6.4(1.2) \times 10^{-12}$      |

Tabelle B.2: Zusammenstellung der Ergebnisse der AMS-Einzelmessungen für die Meßreihe ADC1. Die Fehler sind die Fitfehler. Für die Probe UD250 ist in den Fehler für die  $^{236}\text{U}$ -Zählrate die Unsicherheit aus der Berücksichtigung der "Schulter" eingerechnet. Gastein 1 und Gastein 2 sind die beiden Auswertungen für die Probe Bad Gastein: Bei Gastein 1 wurden die Ereignisse unter der Gauss-Funktion abgezählt. Gastein 2 gibt die Fit-Ergebnisse wider.

| Probe  | $^{238}\text{U}$ -Strom<br>[particle As] | $^{236}\text{U}$<br>[counts] | $^{238}\text{U}$<br>[counts] | $^{234}\text{U}$<br>[counts] | $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$ |
|--------|------------------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|---------------------------------|
| UD150  | $6.99 \times 10^{-7}$                    | 972(31)                      | 43(20)                       | —                            | $2.22(8) \times 10^{-10}$       |
|        | $1.45 \times 10^{-6}$                    | 2296(48)                     | 101(31)                      | —                            | $2.53(5) \times 10^{-10}$       |
|        | $8.61 \times 10^{-7}$                    | 827(29)                      | 37(18)                       | —                            | $1.54(5) \times 10^{-10}$       |
| Joach1 | $2.01 \times 10^{-6}$                    | 87(9)                        | —                            | 16(5)                        | $6.93(72) \times 10^{-12}$      |
|        | $1.61 \times 10^{-6}$                    | 50(9)                        | 38(9)                        | —                            | $4.97(89) \times 10^{-12}$      |
| Joach2 | $3.18 \times 10^{-7}$                    | 15(4)                        | 18(3)                        | —                            | $7.6(2.0) \times 10^{-12}$      |
|        | $1.29 \times 10^{-6}$                    | 21(5)                        | 26(4)                        | —                            | $2.60(62) \times 10^{-12}$      |

Tabelle B.3: Zusammenstellung der Ergebnisse der AMS-Einzelmessungen für die Meßreihe ADC3.

| Probe  | $^{238}\text{U}$ -Strom | $^{236}\text{U}$ | $^{238}\text{U}$ | $^{234}\text{U}$ | $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$ |
|--------|-------------------------|------------------|------------------|------------------|---------------------------------|
|        | [particle As]           | [counts]         | [counts]         | [counts]         |                                 |
| UD250  | $5.31 \times 10^{-7}$   | 2504(61)         | —                | 193(24)          | $7.55(18) \times 10^{-10}$      |
|        | $4.19 \times 10^{-7}$   | 1889(49)         | —                | 170(41)          | $7.21(19) \times 10^{-10}$      |
|        | $3.73 \times 10^{-7}$   | 1747(48)         | —                | 145(30)          | $7.49(21) \times 10^{-10}$      |
|        | $3.08 \times 10^{-7}$   | 1523(40)         | —                | 162(19)          | $7.82(21) \times 10^{-10}$      |
| UD150  | $2.72 \times 10^{-7}$   | 734(30)          | —                | 71(14)           | $4.32(18) \times 10^{-10}$      |
|        | $2.34 \times 10^{-7}$   | 594(25)          | —                | 32(10)           | $4.06(17) \times 10^{-10}$      |
| Joach1 | $1.18 \times 10^{-6}$   | 175(14)          | 7(6)             | 33(9)            | $2.37(19) \times 10^{-11}$      |
|        | $7.56 \times 10^{-7}$   | 85(9)            | 10(6)            | 12(5)            | $1.79(19) \times 10^{-11}$      |
|        | $9.36 \times 10^{-7}$   | 127(12)          | 13(6)            | 22(7)            | $2.17(21) \times 10^{-11}$      |
| Joach2 | $8.69 \times 10^{-7}$   | 60(8)            | 16(6)            | 10(4)            | $1.10(15) \times 10^{-11}$      |
|        | $6.05 \times 10^{-7}$   | 56(8)            | 1(21)            | 15(6)            | $1.48(21) \times 10^{-11}$      |
|        | $4.82 \times 10^{-7}$   | 61(8)            | 5(5)             | 11(7)            | $2.02(26) \times 10^{-11}$      |
|        | $2.02 \times 10^{-7}$   | 19(5)            | 2(2)             | 11(6)            | $1.50(40) \times 10^{-11}$      |

Tabelle B.4: Zusammenstellung der Ergebnisse der AMS-Einzelmessungen für die Meßreihe FADC.

| Probe  | $^{238}\text{U}$ -Strom | $^{236}\text{U}$ | $^{238}\text{U}$ | $^{234}\text{U}$ | $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$ |
|--------|-------------------------|------------------|------------------|------------------|---------------------------------|
|        | [particle As]           | [counts]         | [counts]         | [counts]         |                                 |
| UD250  | $5.31 \times 10^{-7}$   | 2505(55)         | —                | 160(25)          | $7.55(18) \times 10^{-10}$      |
|        | $4.19 \times 10^{-7}$   | 1887(47)         | —                | 150(24)          | $7.21(19) \times 10^{-10}$      |
|        | $3.73 \times 10^{-7}$   | 1669(41)         | —                | 220(24)          | $7.16(21) \times 10^{-10}$      |
|        | $3.08 \times 10^{-7}$   | 1452(38)         | —                | 78(17)           | $7.54(21) \times 10^{-10}$      |
| UD150  | $2.72 \times 10^{-7}$   | 742(29)          | —                | 78(17)           | $4.36(18) \times 10^{-10}$      |
|        | $2.34 \times 10^{-7}$   | 555(24)          | —                | 54(13)           | $3.79(17) \times 10^{-10}$      |
| Joach1 | $1.18 \times 10^{-6}$   | 151(15)          | 10(11)           | 23(10)           | $2.05(20) \times 10^{-11}$      |
|        | $7.56 \times 10^{-7}$   | 88(11)           | 44(37)           | 37(11)           | $1.86(23) \times 10^{-11}$      |
|        | $9.36 \times 10^{-7}$   | 113(13)          | 23(13)           | 31(10)           | $1.93(22) \times 10^{-11}$      |
| Joach2 | $8.69 \times 10^{-7}$   | 54(8)            | 26(8)            | 34(50)           | $0.99(15) \times 10^{-11}$      |
|        | $6.05 \times 10^{-7}$   | 43(10)           | 24(16)           | 35(13)           | $1.14(27) \times 10^{-11}$      |
|        | $4.82 \times 10^{-7}$   | 57(10)           | 24(14)           | 27(15)           | $1.89(33) \times 10^{-11}$      |
|        | $2.02 \times 10^{-7}$   | 43(7)            | 2(2)             | 34(6)            | $3.41(56) \times 10^{-11}$      |

Tabelle B.5: Zusammenstellung der Ergebnisse der AMS-Einzelmessungen für die Meßreihe ADC2.

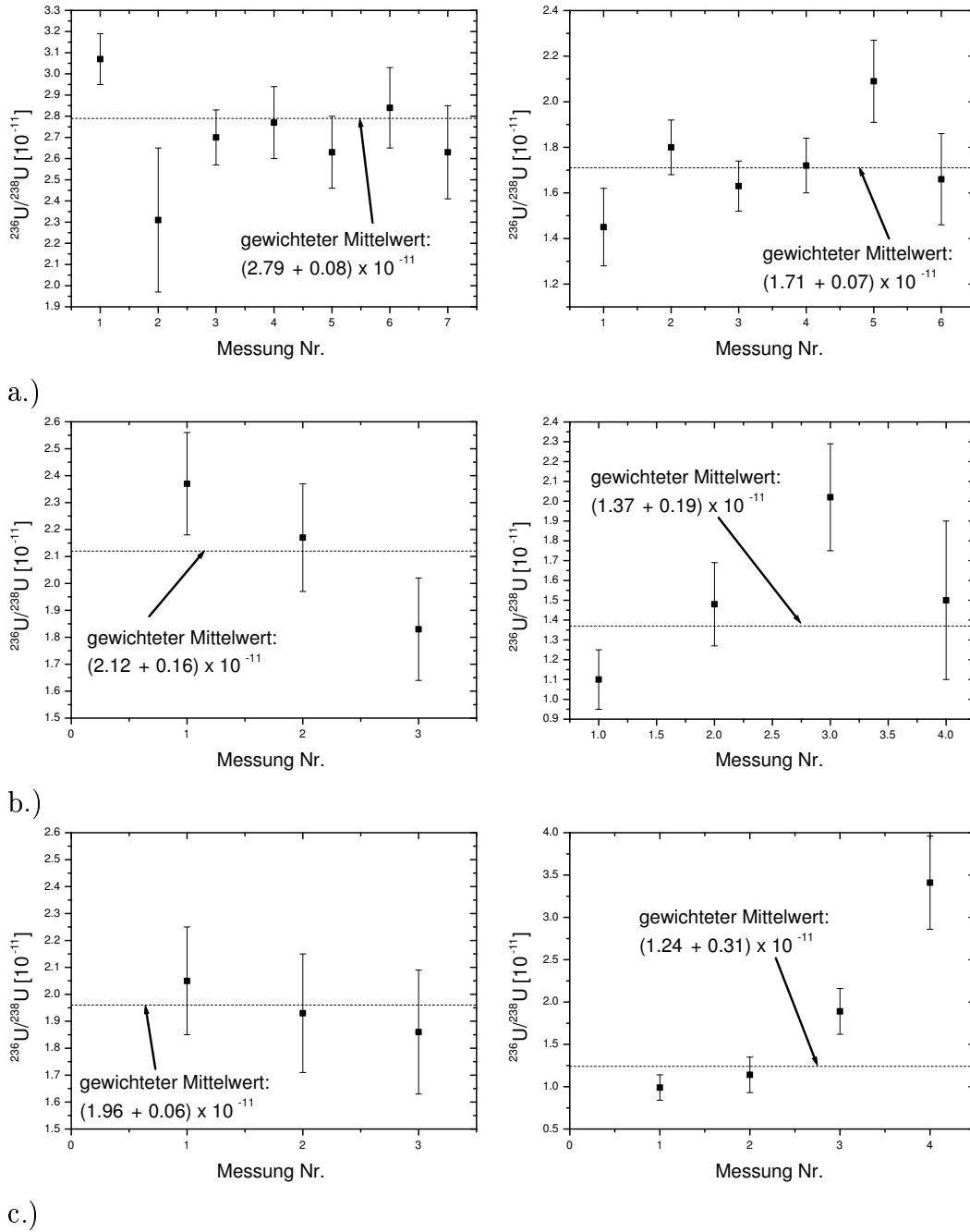


Abbildung B.1: Um die statistische Verteilung der Isotopenverhältnisse für die Einzelmessungen der Proben Joachimsthal 1 und 2 zu prüfen, wurden die Werte graphisch aufgetragen für a.) Meßreihe ADC1, b.) Meßreihe FADC und c.) Meßreihe ADC2. Die gestrichelte Linie bezeichnet jeweils den gewichteten Mittelwert. Alle Einzelergebnisse sind statistisch um den Mittelwert verteilt; die Annahme, daß sich die Transmission während einer Meßreihe nicht meßbar geändert hat, ist gerechtfertigt.

# Abbildungsverzeichnis

|      |                                                                                               |     |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 2.1  | Detektionsprinzip eines Einteilchen-Kalorimeters . . . . .                                    | 7   |
| 2.2  | Schematisches Temperatursignal . . . . .                                                      | 8   |
| 2.3  | Temperatur-Abhängigkeit des Widerstandes $R(T)$ für Halbleiter und<br>Supraleiter . . . . .   | 10  |
| 2.4  | Definition der Übergangsbreite $\delta T$ . . . . .                                           | 11  |
| 2.5  | Verschaltung der Detektoren . . . . .                                                         | 15  |
| 2.6  | Energieverlustprozesse . . . . .                                                              | 21  |
| 2.7  | Energieverlust von Uran in Saphir . . . . .                                                   | 23  |
| 2.8  | Ersatzschaltbild zur Berechnung des thermischen Widerstandsrauschens                          | 26  |
| 2.9  | Energieauflösung nach Anderson . . . . .                                                      | 36  |
| 3.1  | Kristallgitter von Saphir . . . . .                                                           | 41  |
| 3.2  | Detektor mit Germanium-Thermistor . . . . .                                                   | 49  |
| 3.3  | Masken für Photolithographie . . . . .                                                        | 54  |
| 3.4  | Geometrie der Aluminium-Thermistoren . . . . .                                                | 55  |
| 3.5  | Prinzip des Ultraschall-Bondens . . . . .                                                     | 59  |
| 3.6  | Detektor mit Aluminium-Thermistor . . . . .                                                   | 60  |
| 4.1  | Schematische Darstellung des $^4\text{He}$ -Fensterkryostaten . . . . .                       | 62  |
| 4.2  | Temperatur-Stabilität mit alter und neuer Temperatur-Regelung . . .                           | 64  |
| 4.3  | Verschaltung der Datenaufnahme . . . . .                                                      | 65  |
| 4.4  | Digitales Filtern . . . . .                                                                   | 69  |
| 4.5  | $R(T)$ -Kennlinie für den Detektor SGe2 . . . . .                                             | 71  |
| 4.6  | $U(I)$ -Kennlinie des Detektors SGe2 . . . . .                                                | 72  |
| 4.7  | $R(T)$ -Kennlinien für die Detektoren mit Aluminium-Thermistoren . .                          | 74  |
| 4.8  | Hysteresis-Verhalten eines Supraleiters . . . . .                                             | 78  |
| 4.9  | Vorverstärker-Signal für den Detektor SGe2 . . . . .                                          | 81  |
| 4.10 | Vorverstärker-Signale für drei Detektoren mit Aluminium-Thermistoren                          | 82  |
| 4.11 | SGe2: Abhängigkeit der Signalthöhe vom Meßstrom . . . . .                                     | 86  |
| 4.12 | SA17: Abhängigkeit der Energieauflösung vom Meßstrom . . . . .                                | 86  |
| 4.13 | Alpha-Spektrum für den Detektor SGe2 . . . . .                                                | 89  |
| 4.14 | Alpha-Spektrum für die Detektoren Al12 und SA18 . . . . .                                     | 89  |
| 5.1  | Aufbau für Schwerionen-Experimente mit Detektor SGe2 . . . . .                                | 96  |
| 5.2  | Signalform für Schwerionen: SGe2 . . . . .                                                    | 99  |
| 5.3  | Pulshöhenspektren für Schwerionen: Detektor SGe2 . . . . .                                    | 101 |
| 5.4  | Linearität der Response-Funktion des Detektors SGe2 anhand der<br>Signalthöhe $U_0$ . . . . . | 101 |
| 5.5  | Aufbau für Schwerionenexperimente mit Detektor Al12 . . . . .                                 | 103 |

|      |                                                                                                      |     |
|------|------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 5.6  | Signalform für Schwerionen: Al12 . . . . .                                                           | 106 |
| 5.7  | Pulshöhenspektrum für Uran: Al12 . . . . .                                                           | 109 |
| 5.8  | Relative Energieauflösung $\Delta E/E$ . . . . .                                                     | 110 |
| 5.9  | Linearität der Detektor-Response . . . . .                                                           | 115 |
| 5.10 | Vergleich eines Uran-Spektrums von Silizium-Detektor und<br>Tieftemperatur-Detektor . . . . .        | 117 |
| 5.11 | Pulshöhenspektrum für Uran: SA121 . . . . .                                                          | 118 |
| 5.12 | Pulshöhenspektrum für Uran nach Strahlenschädigung . . . . .                                         | 119 |
| 5.13 | Pulshöhenspektrum für Kohlenstoff nach Strahlenschädigung . . . . .                                  | 119 |
|      |                                                                                                      |     |
| 6.1  | Prinzip der kalten Fusion . . . . .                                                                  | 123 |
| 6.2  | Nuklidkarte . . . . .                                                                                | 124 |
| 6.3  | Der Aufbau des Schwerionen-Separators SHIP [3] . . . . .                                             | 125 |
| 6.4  | Beispiel für eine Zerfallskette von $^{277}112$ . . . . .                                            | 126 |
| 6.5  | Alpha-Spektrum aus dem SHIP-Testexperiment . . . . .                                                 | 129 |
| 6.6  | Schwerionenspektrum aus dem SHIP-Testexperiment . . . . .                                            | 131 |
| 6.7  | Einige Beispiele für Zerfallsketten . . . . .                                                        | 133 |
| 6.8  | Flugzeit- und Energiespektrum für Bi . . . . .                                                       | 135 |
| 6.9  | Dreidimensionales Energie-Flugzeit-Spektrum für Bi . . . . .                                         | 136 |
| 6.10 | Zweidimensionales Energie-Flugzeit-Spektrum für Bi . . . . .                                         | 136 |
| 6.11 | Flugzeit- und Energiespektrum für Pb . . . . .                                                       | 137 |
| 6.12 | Dreidimensionales Energie-Flugzeit-Spektrum für Pb . . . . .                                         | 139 |
| 6.13 | Zweidimensionales Energie-Flugzeit-Spektrum für Pb . . . . .                                         | 139 |
|      |                                                                                                      |     |
| 7.1  | Prinzip der AMS . . . . .                                                                            | 141 |
| 7.2  | Energie-Flugzeit-Spektrum für Uran . . . . .                                                         | 145 |
| 7.3  | Experimenteller Aufbau AMS . . . . .                                                                 | 147 |
| 7.4  | Verschaltung der Datenaufnahme während der AMS-Messungen . . . . .                                   | 152 |
| 7.5  | Untergrund durch Umladungsreaktionen . . . . .                                                       | 154 |
| 7.6  | Simuliertes $^{236}\text{U}$ -Spektrum mit Untergrund . . . . .                                      | 156 |
| 7.7  | Eichspektren . . . . .                                                                               | 161 |
| 7.8  | Summenspektren der Proben UD250 und UD150 . . . . .                                                  | 164 |
| 7.9  | Alpha-Zählraten . . . . .                                                                            | 166 |
| 7.10 | Summenspektren der Proben UD250 und UD150 inklusive $^{234}\text{U}$ -Anteil . . . . .               | 167 |
| 7.11 | Untergrund-Abtrennung: Beispiel ADC . . . . .                                                        | 168 |
| 7.12 | Verbesserung der Untergrundabtrennung durch Einsatz des FADC . . . . .                               | 170 |
| 7.13 | Spektren für die Proben Joachimsthal 1 und 2 . . . . .                                               | 172 |
| 7.14 | Spektrum für die Probe Bad Gastein . . . . .                                                         | 173 |
| 7.15 | $\chi^2$ -Test für die Probe Bad Gastein . . . . .                                                   | 173 |
|      |                                                                                                      |     |
| B.1  | Zusammenstellung der Ergebnisse der AMS-Messungen: statistische<br>Verteilung der Meßwerte . . . . . | 189 |

# Tabellenverzeichnis

|      |                                                                                                           |     |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 2.1  | Beispiel für $\Delta T$ eines Saphir-Absorbers . . . . .                                                  | 9   |
| 2.2  | Berechnete Beiträge des Konversionsrauschens zur Energieauflösung .                                       | 36  |
| 3.1  | Die Eigenschaften von Aluminium . . . . .                                                                 | 52  |
| 3.2  | Zusammenstellung der Detektoren mit Al-Thermistor . . . . .                                               | 61  |
| 4.1  | $R_N$ , $T_{C,KF}$ und $\delta T$ aus $R(T)$ -Charakteristik . . . . .                                    | 75  |
| 4.2  | Energien der Drei-Linien-Alpha-Quelle . . . . .                                                           | 79  |
| 4.3  | $\tau_{eff}$ , $k$ und $C$ der untersuchten Detektoren . . . . .                                          | 81  |
| 4.4  | Zusammenstellung der ermittelten Streu-Kapazitäten . . . . .                                              | 84  |
| 4.5  | Einfluß von Hoch- und Tiefpaß auf die Energieauflösung . . . . .                                          | 88  |
| 4.6  | Abhängigkeit der Energieauflösung von der Shaping Zeit . . . . .                                          | 88  |
| 4.7  | Experimentell ermittelte Häufigkeitsverteilung der Alpha-Linien . . .                                     | 88  |
| 4.8  | Theoretische Abschätzung der Rauschbeiträge . . . . .                                                     | 90  |
| 4.9  | Zusammenstellung der Energieauflösung für Alpha-Teilchen . . . . .                                        | 90  |
| 4.10 | Zusätzliche Messungen für Alpha-Teilchen . . . . .                                                        | 95  |
| 5.1  | Zusammenstellung der Experiment-Parameter für die Schwerionenex-<br>perimente mit Detektor SGe2 . . . . . | 97  |
| 5.2  | Wärmekapazität aus Schwerionensignalen für Detektor SGe2 . . . . .                                        | 98  |
| 5.3  | Zusammenstellung der Experiment-Parameter für die Messungen mit<br>Detektor Al12 . . . . .                | 105 |
| 5.4  | Wärmekapazitäten aus Schwerionen-Signalen für Detektor Al12 . . .                                         | 107 |
| 5.5  | Einfluß des digitalen Filterns auf Schwerionenspektren . . . . .                                          | 111 |
| 5.6  | Wärmekapazitäten nach Strahlenschädigung . . . . .                                                        | 120 |
| 6.1  | Bildungsquerschnitte der Nuklide im SHIP-Testexperiment . . . . .                                         | 128 |
| 6.2  | Häufigkeitsverteilung der Alpha-Linien im SHIP-Testexperiment . . .                                       | 131 |
| 6.3  | Targets und Energien für E/TOF-Experiment mit Wismut . . . . .                                            | 134 |
| 7.1  | Ergebnisse der AMS-Messungen . . . . .                                                                    | 171 |
| A.1  | Zusammenstellung der Ergebnisse aus Kap. 5.2 . . . . .                                                    | 185 |
| B.1  | Zusammenstellung der Ergebnisse der AMS-Messungen: $\Delta E$ . . . . .                                   | 186 |
| B.2  | Zusammenstellung der Ergebnisse der AMS-Messungen: ADC1 . . . .                                           | 187 |
| B.3  | Zusammenstellung der Ergebnisse der AMS-Messungen: ADC3 . . . .                                           | 187 |
| B.4  | Zusammenstellung der Ergebnisse der AMS-Messungen: FADC . . . .                                           | 188 |
| B.5  | Zusammenstellung der Ergebnisse der AMS-Messungen: ADC2 . . . .                                           | 188 |



# Literaturverzeichnis

- [1] <http://www.gsi.de>, 2003.
- [2] H. H. Gutbrod et al. *Conceptual Design Report: An international accelerator facility for beams of ions and antiprotons*. GSI Darmstadt, 2001.
- [3] S. Hofmann and G. Münzenberg. *The discovery of the heaviest elements*. Reviews of Modern Physics, **72** (2000) 733.
- [4] G. Kraft. *Tumor therapy with heavy charged particles*. Prog. Part. Nucl. Phys., **45** (2000) 473.
- [5] W. Kutschera. *Accelerator Mass Spectrometry: Analysing our world atom by atom*. In Experimental Nuclear Physics in Europe - Facing the next millenium, AIP Conference Proceedings **495**, Seite 407. Am. Inst. Phys., 1999.
- [6] H. W. Schmitt et al. *Precision measurements of correlated energies and velocities of  $^{252}\text{Cf}$  fission fragments*. Physical Review, **137 B** (1965) 837.
- [7] P. Curie and A. Laborde. C. R. Acad. Sci. Paris, **136** (1903) 673.
- [8] A. Goetz. Physical Review, **55** (1939) 1270.
- [9] M. Cavallini et al. *A high sensitivity bolometer detector for molecular beams*. Zeitschrift für Naturforschung, **22a** (1967) 413.
- [10] S. H. Moseley and J. C. Mather. *Thermal detectors as x-ray spectrometers*. Journal of Applied Physics, **56** (1984) 1257.
- [11] D. McCammon et al. *A high spectral resolution observation of the soft x-ray diffuse background with thermal detectors*. The Astrophysical Journal, **576** (2002) 188.
- [12] M. Sisti et al. *Massive cryogenic particle detectors with low energy threshold*. Nuclear Instruments and Methods in Physics A, **466** (2001) 499.
- [13] R. Abusaidi et al. *Exclusion limits on the WIMP-nucleon cross section from the cryogenic dark matter research*. Physical Review Letters, **84** (2000) 5699.
- [14] E. Fiorini and T. Niinikoski. Nuclear Instruments and Methods, **224** (1984) 83.
- [15] F. Fontanelli et al. *Detection of the electron capture processes with micro calorimeters*. Nuclear Instruments and Methods in Physics A, **370** (1996) 247.

- [16] Marcillac P. et al. *Experimental detection of  $\alpha$ -particles from the radioactive decay of natural bismuth*. Nature, **422** (2003) 876.
- [17] F. S. Porter et al. *Low Temperature Detectors, AIP Conference Proceedings 605*. American Institute of Physics, 2001.
- [18] <http://ltd-10.ge.infn.it>, 2003.
- [19] H. J. Meier. *Kalorimetrische Tieftemperaturdetektoren mit supraleitendem Phasenübergangsthermometer zum Schwerionennachweis*. Dissertation, Johannes Gutenberg Universität Mainz, 1994.
- [20] H. J. Meier et al. *Application of low temperature calorimeters for the detection of energetic heavy ions*. Nuclear Instruments and Methods in Physics A, **370** (1996) 259.
- [21] H. J. Meier et al. *Low temperature bolometers for experiments with cooled heavy ion beams from storage rings*. Nuclear Instruments and Methods in Physics A, **626** (1997) 451.
- [22] A. v. Kienlin. *Kalorimetrische Tieftemperaturdetektoren auf Halbleiterbasis für den energieauflösenden Nachweis von Schwerionen*. Dissertation, Johannes Gutenberg Universität Mainz, 1993.
- [23] A. v. Kienlin et al. *High resolution detection of energetic heavy ions with a calorimetric low temperature detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics A, **368** (1995) 815.
- [24] P. Egelhof. *High resolution calorimetric low temperature detectors for applications in atomic and nuclear physics*. Advances in Solid State Physics, **39** (1999) 61.
- [25] C. A. Cowen. *A natural fission reactor*. Scientific American, **235** (1976) 36.
- [26] P. Steier et al. *Heavy ion AMS with a small accelerator*. Nuclear Instruments and Methods in Physics B, **188** (2002) 283.
- [27] P. Steier. *Exploring the limits of VERA: a universal facility for accelerator mass spectrometry*. Dissertation, Institut fuer Isotopenforschung und Kernphysik der Universität Wien, 2000.
- [28] A. Priller et al. *Extension of the measuring capabilities at VERA*. Nuclear Instruments and Methods in Physics B, **172** (2000) 100.
- [29] Z.G. Wang, Ch. Dufour et al. *The  $S_e$  sensitivity of metals under swift heavy ion irradiation: a transient thermal process*. Journal of Physics: Condensed Matter, **6** (1994) 6733.
- [30] Charles Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. R. Oldenbourg Verlag, München, Wien, 6. Ausgabe, 1983.
- [31] N. F. Mott. *Conduction in non-crystalline materials 3*. Philos. Mag., **19** (1969) 835.

- [32] Frederick Reif. *Statistische Physik und Theorie der Wärme*. Walter de Gruyter, Berlin, New York, 3. Ausgabe, 1987.
- [33] H. B. G. Casimir. *Note on the conduction of heat in crystals*. Physica, **6** (1938) 495.
- [34] R. Berman et al. *Thermal conduction in artificial sapphire crystals at low temperatures*. Proceedings of the Royal Society A, **231** (1955) 130.
- [35] D. McCammon et al. Japanese J. of Appl. Phys., **26**(3) (1987) 208.
- [36] Ch. Kittel and H. Körner. *Thermodynamik*. R. Oldenbourg Verlag, München, Wien, 5. Ausgabe, 2001.
- [37] A. Sergeev et al. *Ultarsensitive hot-electron kinetic-inductance detectors*. In F. S. Porter, D. McCammon et al. , Low temperature detectors, AIP Conference Proceedings **605**, Seite 27. Am. Inst. Phys., 2001.
- [38] Ch. Kittel. *Quantentheorie der Festkörper*. R. Oldenbourg Verlag, München, Wien, 1970.
- [39] K. W. Shephard et al. *Observation of dynamic thermal processes induced by  $\alpha$ -particle impact on sapphire*. Journal of Applied Physics, **46** (1975) 4664.
- [40] H. Mayer. *Physik dünner Schichten Teil 2*. Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft mbH, Stuttgart, 1955.
- [41] B. Abeles et al. *Enhancement of superconductivity in metal films*. Phys. Rev. Let., **17** (1966) 632.
- [42] H. H. Andersen. *Calorimetric energy-dispersive detectors for ion beam analysis*. Nuclear Instruments and Methods in Physics B, **15** (1986) 722.
- [43] B. Gervais and S. Boffard. *Simulation of the primary stage of the interaction of swift heavy ions with condensed matter*. Nuclear Instruments and Methods in Physics B, **88** (1994) 355.
- [44] W. Bolse. *Ion beam induced atomic transport through bi-layer interfaces of low- and medium-Z metals and their nitrids, Habilitationsschrift*. Materials Science and Engineering R, **12** (1994) 52.
- [45] Ch. Dufour, Z.G. Wang et al. *Sensitivity of metallic materials under irradiation with swift heavy ions*. Nuclear Instruments and Methods in Physics B, **107** (1996) 218.
- [46] M. Toulemonde, S. Bouffard and F. Studer. *Swift heavy ions in insulating and conducting oxides: tracks and physical properties*. Nuclear Instruments and Methods in Physics B, **91** (1994) 108.
- [47] M. Toulemonde, J.M. Constantini et al. *Track creation in  $\text{SiO}_2$  and  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  by swift heavy ions: a thermal spike description*. Nuclear Instruments and Methods in Physics B, **116** (1996) 37.

- [48] M. Toulemonde and Ch. Dufour. *Transient thermal process after a high-energy heavy-ion irradiation of amorphous metals and semiconductors*. Physical Review B, **46** (1992) 14362.
- [49] J.F. Ziegler, J.P. Biersack and U. Litmark. *The Stopping and Range of Ions in Solids*. Pergamon Press, New York, 1. Ausgabe, 1985.
- [50] V. Andrianov et al. *Noise analysis for calorimetric low temperature detectors for heavy ions*. Nuclear Instruments and Methods in Physics A, **520** (2004) 84.
- [51] H. Bittel and L. Storm. *Rauschen*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1971.
- [52] J. Mather. *Bolometer noise: non-equilibrium theory*. Applied Optics, **21** (1982) 1125.
- [53] U. Tietze and Ch. Schenk. *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, 6. Ausgabe, 1983.
- [54] Hans M. Strassner GmbH. *ITHACO Rauscharmer Breitband-Vorverstärker*. Leverkusen.
- [55] E. L. Haines and A. B. Whitehead. *Pulse height defect and energy dispersion in semiconductor detectors*. Review of Scientific Instruments, **37** (1966) 190.
- [56] B. Canut et al. *Swift uranium ion induced damage in sapphire*. Physical Review B, **51** (1995) 12194.
- [57] D. Liu et al. *Hot-electron model in doped silicon thermistors*. In F. S. Porter, D. McCammon et al. , Low temperature detectors, AIP Conference Proceedings **605**, Seite 87. Am. Inst. Phys., 2001.
- [58] CRC. *Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press Inc., Florida, 63. Ausgabe, 1982.
- [59] C. J. McHargue et al. *The structure of ion implanted ceramics*. Nuclear Instruments and Methods in Physics B, **46** (1990) 79.
- [60] <http://www.ceramics.nist.gov/srd/summary/scdaos.htm>, 2001.
- [61] H.-Y. Hao and H. J. Maris. *Dispersion of the long-wavelength phonons in Ge, Si, GaAs, quartz and sapphire*. Physical Review B, **63** (2001) 224301.
- [62] T. Tomaru et al. *Maximum heat transfer along a sapphire suspension fiber for a cryogenic interferometric gravitational wave detector*. Physics Letters A, **301** (2002) 215.
- [63] R. Berman et al. *The thermal conductivity of diamond at low temperatures*. Proceedings of the Royal Society A, **220** (1953) 171.
- [64] J. K. N. Sharma. *Heat conductivities below 1 K*. Cryogenics, **7** (1967) 141.

- [65] M. Toulemonde, E. Balanzat et al. *Damage induced by high electronic stopping power in SiO<sub>2</sub> quartz*. Nuclear Instruments and Methods in Physics B, **46** (1990) 64.
- [66] M. Mangiagalli et al. *Swift heavy ion radiation damage on high resistivity silicon*. Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), **61B** (1998) 464.
- [67] A. I. Titov et al. Journal of Applied Physics, **90** (2001) 3867.
- [68] K. W. Shephard. *Microwave enhanced superconductivity*. Dissertation, Stanford University, 1970.
- [69] P. H. Keesom and N. Pearlman. *The atomic heat of germanium below 4 K*. Physical Review, **91** (1953) 1347.
- [70] P. H. Keesom and G. Seidel. *Specific heat of germanium and silicon at low temperatures*. Physical Review, **113** (1959) 33.
- [71] J. F. Goff and Pearlman N. *Thermal transport properties of n-type Ge at low temperatures*. Physical Review, **140** (1965) 2151.
- [72] O. Martineau et al. *320g ionization-heat cryogenic detector for dark matter search in the EDELWEISS experiment*. In F. S. Porter, D. McCammon et al. , Low temperature detectors, AIP Conference Proceedings **605**, Seite 505. Am. Inst. Phys., 2001.
- [73] G. K. White. *Experimental techniques in low temperature physics*. Clarendon Press, Oxford, 3. Ausgabe, 1979.
- [74] N. Wang et al. *Particle detection with semiconductor thermistors at low temperatures*. IEEE Transactions on Nuclear Science, **36** (1989) 852.
- [75] M. Piat et al. *Design and tests of high sensitivity NTD germanium thermometers for the Planck-High Frequency Instrument*. In F. S. Porter, D. McCammon et al. , Low temperature detectors, AIP Conference Proceedings **605**, Seite 79. Am. Inst. Phys., 2001.
- [76] H. J. Meier. *Aufbau und Test eines supraleitenden Phasenübergangsthermometers für bolometrische Kryodetektoren*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg Universität Mainz, 1990.
- [77] A. Weinbach. *Energieauflösender Nachweis von relativistischen Schwerionen mit kalorimetrischen Tieftemperaturdetektoren*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg Universität Mainz, 1995.
- [78] Silena International S.p.A. *Silena Spectroscopy Amplifier 7614*. Italy, 2001.
- [79] CERN Computer Library. <http://http.www.cern.com>.
- [80] A. E. Szymkowiak et al. *Signal processing for microcalorimeters*. Journal of Low Temperature Physics, **93** (1993) 281.
- [81] A. Kiseleva. *private communications*.

- [82] Karim Djotni. *Study of germanium thermal resistor for the detection of particles at low temperature*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg Universität Mainz, 1991.
- [83] Russell B. Scott. *Cryogenic Engineering*. D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, New Jersey, 1962.
- [84] S. Kraft et al. *Calorimetric low temperature detectors for mass identification of heavy ions*. In F. S. Porter, D. McCammon et al. , Low temperature detectors, AIP Conference Proceedings **605**, Seite 405. Am. Inst. Phys., 2001.
- [85] Christof Vockenhuber et al. *Accelerator mass spectrometry of the heaviest long-lived radionuclides*. International Journal of Mass Spectrometry, **223-224** (2003) 713.
- [86] S. Hofmann. *Synthesis and properties of superheavy elements*. Journal of Nuclear and Radiochemical Sciences, **4** (2003) R1.
- [87] Y. Oganessian et al. Nature, **400** (1999) 242.
- [88] W. Reisdorf. Zeitschrift für Physik A, **300** (1981) 227.
- [89] V. Lyapin. *private communications*.
- [90] Aradhana Shrivastava. *Experiment with cryo detectors for mass identification*. DAE Symposium on Nuclear Physics, **45B** (2002) 418.
- [91] V. Liechtenstein et al. *Advances in targetry with thin diamond-like carbon foils*. Nuclear Instruments and Methods in Physics A, **480** (2002) 185.
- [92] A. Valenta. *Actinides in nature*. Diplomarbeit, Institut fuer Isotopenforschung und Kernphysik der Universität Wien, 2001.
- [93] K. Wendt et al. *Resonant laser ionization mass spectrometry: an alternative to AMS?* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, **172** (2000) 162.
- [94] G. H. Morrison. *Trace Analysis*. Wiley Interscience, New York, 1986.
- [95] P. Steier et al. *Developments towards fully automated AMS measurements*. Nuclear Instruments and Methods in Physics B, **161-163** (2000) 250.
- [96] P. Steier. *private communications*.
- [97] S. Brandt. *Datenanalyse*. BI Wissenschaftsverlag, Mannheim/Leipzig/Wien/Zürich, 1992.
- [98] S. Kraft et al. *First application of calorimetric low temperature detectors in accelerator mass spectrometry*. Nuclear Instruments and Methods in Physics A, **520** (2004) 63.

# Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt all denjenigen, die diese Arbeit begleitet und durch ihren Einsatz erst möglich gemacht haben:

- meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. P. Egelhof für die interessante Themenstellung, die hervorragende Betreuung während der ganzen Promotionszeit und beim Verfassen dieser Arbeit sowie seine immerwährende Bereitschaft, in Gesprächen und bei allen Experimenten mit Rat und Tat zur Seite zu stehen;
- unserem "Ingenieur vom Dienst" A. Bleile, meinem Mitstreiter J. P. Meier sowie Dr. J. Meier und M. Weber für ihre unermüdliche Unterstützung und Hilfsbereitschaft;
- unseren Computerspezialisten Dr. O. Kiselev und A. Kiseleva, ohne deren Hilfe und Unterstützung kein Experiment hätte durchgeführt werden können;
- unseren Gästen Dr. A. Shrivastava aus Bombej und Dr. V. Andrianov aus Moskau, die meine Dissertation sowohl durch ihre aktive Teilnahme an den Experimenten als auch durch rege Diskussionen unterstützt haben;
- der ganzen "Kryo-Gruppe" für die großartige Zusammenarbeit und das gute Arbeitsklima;
- Herrn Dr.-Ing. K. Haberle und seinen Mitarbeitern am Institut für Halbleitertechnik der Technischen Universität Darmstadt für die Durchführung der Photolithographie sowie diverser Bedampfungstests;
- den Kollegen vom Institut für Isotopenforschung und Kernphysik der Universität Wien für die Gastfreundschaft und Zusammenarbeit bei der Durchführung der systematischen Untersuchungen und der AMS-Messungen sowie bei deren Auswertung;
- den Kollegen vom Experiment SHIP bei GSI für die Unterstützung und wertvolle Hilfe bei der Durchführung des Experiments und der Interpretation der Ergebnisse;
- dem Beschleuniger-Personal der GSI, das bei der Durchführung diverser Test-Strahlzeiten immer ein offenes Ohr für unsere Wünsche hatte;
- der mechanischen Werkstatt des Instituts für Physik der Universität Mainz für die oftmals dringende Anfertigung diverser notwendiger Dinge, die für ein Experiment benötigt wurden und möglichst schnell und immer sehr freundlich für uns angefertigt wurden;
- den Mitgliedern der Arbeitsgruppe "EXAKT" des Instituts für Physik der Universität Mainz für das gute Arbeitsklima, die vielen Feiern und die immer währende Hilfsbereitschaft;
- last but not least: Jörg, dem allerbesten aller Ehemänner, und meiner großartigen Familie, ohne deren seelische, moralische und oftmals auch fachliche Unterstützung diese Arbeit niemals das geworden wäre, was sie ist.





# Lebenslauf

geboren: 05.09.1973 in Langen/Offenbach  
Staatsangeh.: deutsch  
Familienstand: verheiratet, geb. Kraft

## Schul Ausbildung:

1980–1984: Grundschule Holzhausen  
1984–1989: Freihof-Gymnasium Göppingen  
1989–1993: Gymnasium am Romäusring, Villingen-Schwenningen  
Abschluß: Allgemeine Hochschulreife, Notendurchschnitt 1.2

## Studium:

1993–2000: Physik-Studium an der Universität Stuttgart  
1996: Fachpraktikum am Paul-Scherrer-Institut PSI, Schweiz  
Abteilung "Werkstoffwissenschaften", Arbeitsgruppe HOTLABOR  
Thema: "Spaltgasanalyse am Gasmassenspektrometer GAM422"  
1997–1998: Auslandsstudienjahr an der University of Missouri, St. Louis  
Abschluß: Master of Arts and Sciences  
31.01.2000 Abschluß: Diplom (Gesamturteil: Gut)  
Thema der Diplomarbeit: "Untersuchungen zum Hochenergie-Ionenmischen an Festkörpern"

## Promotion:

seit 15.04.2000: Promotionsstudium an der Johannes Gutenberg Universität, Mainz  
Thema der Arbeit: Kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren für niederenergetische ( $E \leq 1$  MeV/amu) Schwerionen und ihr erster Einsatz in der Beschleuniger-Massenspektrometrie zur Spurenanalyse von  $^{236}\text{U}$   
seit 15.04.2000 Wissenschaftliche Mitarbeiterin bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI in Darmstadt  
23.07.04 Tag der Mündlichen Prüfung