

Technische Universität München  
Fakultät für Physik  
Physik-Department E12

**Bestimmung der Zerfallskonstanten  
des gebundenen Betazerfalls  
von  $^{187}_{75}\text{Re}^{75+}$**

Diplomarbeit  
von  
**Elmar Wefers**

März 1996

## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Beta-Zerfall von nacktem  $^{187}\text{Re}$  untersucht. Bereits als neutrales Atom ist  $^{187}\text{Re}$  instabil. Es zerfällt über einen einfach verbotenen unikal  $\beta$ -Zerfall mit einem  $Q$ -Wert von nur 2.66 keV ins  $^{187}\text{Os}$ . Die Halbwertszeit hierfür beträgt  $43.5 \times 10^9$  a. Ist  $^{187}\text{Re}$  hingegen vollständig ionisiert, wird der Kontinuums-Beta-Zerfall energetisch unmöglich, der Gewinn der K- oder L-Schalen-Bindungsenergie des Zerfallselektrons ermöglicht jedoch einen sogenannten gebundenen  $\beta$ -Zerfall, bei dem das Zerfallselektron einen gebundenen Zustand in der Hülle des Tochterisotops einnimmt. Der durch ein K-Elektron gewonnene Energiebetrag reicht aus, auch einen Zerfall in den ersten angeregten Kernzustand vom  $^{187}\text{Os}$  zu ermöglichen. Bei diesem handelt es sich dann lediglich um einen einfach verbotenen, nicht unikal  $\beta$ -Übergang, die Halbwertszeit sollte demzufolge stark verkürzt sein.

In der Kosmologie dient  $^{187}\text{Re}$  gemeinsam mit  $^{187}\text{Os}$  als chronometrisches Paar. Mit dieser "Uhr" kann die Nukleosynthesedauer und damit auch das Alter des Universums abgeschätzt werden. Aufgrund der hochionisierten Zustände von  $^{187}\text{Re}$  während der Astration ist die Reduktion der Lebensdauer durch gebundenen  $\beta$ -Zerfall eine wichtige Korrektur.

In einem Experiment an der GSI in Darmstadt konnten nackte  $^{187}\text{Re}$ -Kerne erzeugt und für mehrere Stunden im ESR gespeichert werden. Während dieser Zeit bildete sich durch den gebundenen Beta-Zerfall H-ähnliches  $^{187}\text{Os}$ . Dieses konnte mit Hilfe des internen Gastargets im ESR gestrippt und aufgrund der stärkeren Ablenkung im nachfolgenden Dipolmagneten mittels einer Detektorkombination aus einer Ionisationskammer, die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde, sowie einem ortssensitiven Mikrostreifengaszähler nachgewiesen werden. Die auf diese Weise bestimmte Halbwertszeit für nacktes  $^{187}\text{Re}$  beträgt  $T_{\frac{1}{2}}(^{187}\text{Re}^{75+}) = 32_{-4}^{+5}$  Jahre.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Der Beta-Zerfall</b>	<b>3</b>
2.1	Theoretische Überlegungen . . . . .	3
2.1.1	$Q$ -Werte . . . . .	3
2.1.2	$\log ft$ -Werte . . . . .	4
2.1.3	Verzweungsverhältnisse beim $\beta_b$ -Zerfall . . . . .	6
2.2	Der gebundene Beta-Zerfall bei $^{187}\text{Re}$ . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Meßidee</b>	<b>11</b>
<b>4</b>	<b>Die Zähler</b>	<b>19</b>
4.1	Der Mikrostreifengaszähler . . . . .	20
4.1.1	Aufbau und Funktionsweise des Mikrostreifengaszählers . .	21
4.1.2	Einsatz des MSGC am ESR . . . . .	24
4.2	Die Ionisationskammer . . . . .	26
4.2.1	Konstruktion . . . . .	29
4.2.2	Einsatz der Ionisationskammer am ESR . . . . .	30
4.2.3	Test der Ionisationskammer am Münchner Tandem-Beschleuniger . . . . .	34
4.2.4	Theoretische Untersuchung der Energie-Auflösung dünner Zähler . . . . .	37
<b>5</b>	<b>Theorie zur Auswertung</b>	<b>39</b>
5.1	Berechnung von $\lambda_{\beta_b}$ . . . . .	41
5.2	Ionenakkumulation . . . . .	42
5.2.1	Idealer Stack . . . . .	43
5.2.2	Linearer Stack . . . . .	45
5.2.3	Realer Stack . . . . .	45

<b>6</b>	<b>Messungen</b>	<b>49</b>
6.1	Meßprinzip . . . . .	49
6.2	Essentielle Parameter . . . . .	51
6.2.1	Direkt meßbare Größen . . . . .	51
6.2.2	Bestimmung des Lorentzfaktors $\gamma$ . . . . .	51
6.2.3	Umrechnung des ESR-Stroms in Teilchenzahlen . . . . .	52
6.3	Anzahl der $^{187}\text{Os}$ -Kerne nach der Brutzeit . . . . .	52
6.4	Bestimmung der totalen Effizienz . . . . .	56
6.4.1	Bestimmung der Ionisationsausbeute . . . . .	56
6.4.2	Umlade-Effizienz im Gasjet . . . . .	57
6.4.3	Bestimmung des Totzeit-Einflusses . . . . .	58
6.4.4	Verringerung der Effizienz aufgrund einer Untergrunddiskriminierung . . . . .	59
6.4.5	Geometrische Detektor-Effizienz . . . . .	59
6.5	Verlustraten . . . . .	60
6.5.1	Bestimmung der Verlustrate von nacktem $^{187}\text{Re}$ im Ring . . . . .	60
6.5.2	Bestimmung der Verlustraten von H-ähnlichem $^{187}\text{Os}$ im Ring . . . . .	61
<b>7</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>63</b>
7.1	Berechnung von $\lambda_{\beta_b}$ . . . . .	63
7.2	Systematische Fehler . . . . .	67
<b>8</b>	<b>Das Alter des Universums</b>	<b>69</b>
8.1	Kosmochronologie . . . . .	69
8.2	Nukleokosmochronologie . . . . .	71
8.2.1	Die Paare $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ und $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ . . . . .	73
8.2.2	Das Paar $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ . . . . .	73
<b>9</b>	<b>Ausblick</b>	<b>79</b>
9.1	Das Alter des Universums . . . . .	79
9.2	Kosmologie und Speicherringexperimente . . . . .	79
9.3	Z-Auflösung schwerer Ionen . . . . .	80
<b>A</b>	<b>Elektronik und Datenaufnahme</b>	<b>81</b>
<b>B</b>	<b>Das Programm vavilov</b>	<b>83</b>



*INHALTSVERZEICHNIS*

vii

**Literaturverzeichnis**

**93**

**Danksagung**

**99**

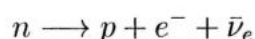
# Abbildungsverzeichnis

1.1	Vergleich von gebundenem und freiem Beta-Zerfall . . . . .	1
2.1	Energie-Schema für den $\beta$ -Zerfall von neutralem und nacktem $^{187}\text{Re}$	8
3.1	Beschleunigeranlage der GSI nach dem Unilac . . . . .	12
3.2	Der Experimentier-Speicherring . . . . .	14
3.3	Bahnverlauf im ESR bei Ladungsänderungen . . . . .	15
4.1	ESR-Taschenzähler . . . . .	19
4.2	Die Detektoranordnung in der ESR-Tasche . . . . .	20
4.3	Schnitt durch einen Mikrostreifengaszähler . . . . .	22
4.4	Substratstruktur des MSGC . . . . .	23
4.5	Strahl-Halbwertsbreite von $^{187}\text{Re}$ . . . . .	25
4.6	Zählratenabhängigkeit der Kathodenpulshöhe des MSGC (700– 2300 Hz auf 8 mm <sup>2</sup> ) . . . . .	25
4.7	Zählratenabhängigkeit der Kathodenpulshöhe des MSGC (100– 300 Hz auf 150 mm <sup>2</sup> ) . . . . .	26
4.8	Theoretischer Vergleich verschiedener Auflösungen der Ionisations- kammer . . . . .	28
4.9	Schematischer Aufbau der Ionisationskammer . . . . .	29
4.10	Beschaltung der Ionisationskammer . . . . .	30
4.11	Auflösung der Ionisationskammer für $^{187}\text{Re}^{74+}$ am ESR . . . . .	31
4.12	Anodensignal der Ionisationskammer unter verschiedenen Orts- Bedingungen . . . . .	32
4.13	Wirkung der Untergrunddiskriminierung . . . . .	33
4.14	Experimentaufbau am Münchner Tandem-Beschleuniger . . . . .	34
4.15	Strahlengang beim Test der Ionisationskammer . . . . .	35
4.16	Theoretische Feldverteilung in der Ionisationskammer . . . . .	36
4.17	Auflösung der Ionisationskammer am Tandem-Beschleuniger . . . . .	36

5.1	Flußdiagramm zur Auswertung . . . . .	40
5.2	Idealer Stack . . . . .	44
5.3	Linearer Stack . . . . .	46
5.4	Zusammengesetzter Stack . . . . .	47
6.1	Übersicht über den Verlauf des Ionenstroms während eines typischen Meßzyklus . . . . .	50
6.2	Schottky-Spektrum . . . . .	53
6.3	Nullmessung . . . . .	54
6.4	Brutmessung . . . . .	55
6.5	Verlauf des Ionenstroms während eines Runs mit H-ähnlichem $^{187}\text{Re}$ . . . . .	62
7.1	Ideogramm der Meßergebnisse . . . . .	66
8.1	Zusammenhang $T_U-H_0-\Omega/\Omega_{\text{cr}}$ . . . . .	70
8.2	Kosmologische Zeitskala . . . . .	72
8.3	Der s-Prozeß in der $^{187}\text{Re}$ -Region . . . . .	75
8.4	Zerfallskonstante von $^{187}\text{Re}$ in Abhängigkeit von der Zahl der ans $^{187}\text{Re}$ gebundenen Elektronen . . . . .	77
A.1	Ausleseelektronik . . . . .	82

# 1. Einleitung

Historisch wird der Beta-Zerfall



als Prototyp der schwachen Wechselwirkung angesehen. Seine Entdeckung geht auf J. Chadwick zurück, der 1914 durch Messungen mit Magnetspektrometern das kontinuierliche Energiespektrum der aus dem Kern emittierten Zerfallselektronen nachwies.

Unter dem Oberbegriff Beta-Zerfall versteht man heute im allgemeinen sowohl  $\beta^\pm$ -Zerfall, als auch den Elektroneneinfang ( $EC^{(1)}$ ). Beim EC-Prozeß fängt der Atomkern ein Elektron aus seiner Hülle oder auch aus dem Kontinuum ein. Der EC-Prozeß stellt somit den zeitgespiegelten Prozeß zum  $\beta^-$ -Zerfall dar. In Analogie zum EC-Prozeß kann beim  $\beta^-$ -Zerfall das Elektron ins Kontinuum emittiert werden oder in der Atomhülle einen gebundenen Zustand einnehmen. In letzterem Fall spricht man dann von einem "Beta-Zerfall in gebundene Zustände des Elektrons", oder kurz einfach von einem *gebundenen Beta-Zerfall* ( $\beta_b$ -Zerfall). Der Unterschied beider Zerfallskanäle des  $\beta^-$ -Zerfalls ist in anschaulicher Weise in Abb. 1.1 dargestellt.

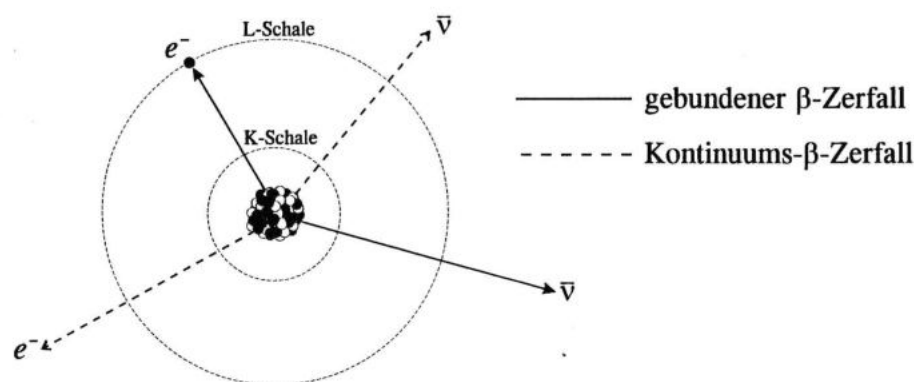
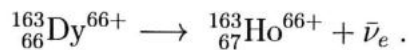


Abb. 1.1: Vergleich von gebundenem (durchgezogene Linien) und freiem Beta-Zerfall (gestrichelte Linien).

<sup>(1)</sup>EC = Electron Capture

Wie man erkennt, wird beim gebundenen Beta-Zerfall lediglich das Antineutrino ins Kontinuum emittiert, das Elektron nimmt einen freien Platz in der Atomhülle des zerfallenden Kerns ein. Auf diese Weise liegt nunmehr lediglich ein Zwei-Körper-Zerfall vor (im Gegensatz zum Drei-Körper-Zerfall beim freien Beta-Zerfall), das auftretende Antineutrino ist monoenergetisch. Dies bedingt aber einen reduzierten Phasenraum für das Antineutrino, wodurch die Zerfallswahrscheinlichkeit des gebundenen Beta-Zerfalls gegenüber dem freien stark vermindert wird. Andererseits wird beim  $\beta_b$ -Übergang zusätzlich die Bindungsenergie des emittierten Elektrons frei. Dadurch wird wiederum die Zerfallskonstante vergrößert. Für neutrale Atome kann das Elektron allerdings aufgrund des Pauli-Prinzips nur einen Zustand in den äußeren Schalen besetzen, die gewonnene Bindungsenergie ist somit sehr gering (einige eV). Aufgrund der günstigeren Energieverhältnisse tritt der gebundene Beta-Zerfall dennoch immer begleitend zum freien Zerfall auf, der Zerfallskanal ist lediglich stark unterdrückt. Für hochionisierte Atome können sich diese Verhältnisse ändern, da hier die Möglichkeit besteht, daß das Elektron in einer der inneren Schalen gebunden wird und somit viel Bindungsenergie frei wird (keV-Bereich).

Vorhergesagt wurde der gebundene Beta-Zerfall bereits 1947 von Daudel, Jean und Lecoin [Dau 47], die theoretische Beschreibung im Rahmen der schwachen Wechselwirkung wurde 1961 von Bahcall [Bah 61] vorgenommen. Erstmals beobachtet werden konnte der gebundene Beta-Zerfall 1992 von M. Jung et al. [Jun 92, Jun 93] bei nacktem  $^{163}\text{Dy}^{66+}$ . Während Dysprosium als neutrales Atom stabil ist, zerfällt es im hochionisierten (nackten) Zustand via  $\beta_b$ -Zerfall zum Holmium:



Das Interesse am gebundenen Beta-Zerfall von  $^{187}\text{Re}$  ist kosmologischer Natur.  $^{187}\text{Re}$  bildet zusammen mit seinem Zerfallskern  $^{187}\text{Os}$  ein nukleokosmochronometrisches Paar, welches 1964 erstmals von Clayton [Cla 64] vorgeschlagen wurde. Das Paar  $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$  gilt heute als vielversprechender Kandidat, die Dauer der Nukleosynthese und damit das Alter des Universums abzuschätzen. Yokoi et al. zeigten 1983 in diesem Zusammenhang [Yok 83], daß durch den gebundenen Beta-Zerfall die Zerfallsrate von  $^{187}\text{Re}$  während der Astration<sup>(2)</sup> stark erhöht ist. Für eine zuverlässige Altersbestimmung muß deshalb der  $\beta_b$ -Zerfall unbedingt berücksichtigt werden.

<sup>(2)</sup>Der Begriff der Astration wird in Kapitel 9 näher erläutert.

## 2. Der Beta-Zerfall

In diesem Kapitel werden zunächst einige theoretische Aspekte bei der Beschreibung von Beta-Zerfallsprozessen, im speziellen des gebundenen Beta-Zerfalls vorgestellt. Im Anschluß daran wird der Spezialfall des gebundenen Beta-Zerfalls beim  $^{187}\text{Re}$  im Detail diskutiert.

### 2.1 Theoretische Überlegungen

In diesem Abschnitt sollen einige den Beta-Zerfall charakterisierende Größen beschrieben werden.

#### 2.1.1 $Q$ -Werte

Der  $Q$ -Wert stellt die kinetische Energie dar, die von den beteiligten Reaktionspartnern aufgenommen werden kann<sup>(1)</sup>. Ein  $Q$ -Wert ist also die Differenz der atomaren Massen  $M_{\text{Atom}}$ , wobei das aus dem  $\beta$ -Zerfall resultierende  $e^-$  an der Kontinuumsgrenze angenommen und somit in der Massendifferenz berücksichtigt wird.

Für neutrale Atome gilt im Falle eines Kontinuumszerfalls<sup>(2)</sup>

$$Q_{\beta}^0 = M_{\text{Atom}}(Z, A) - \{M_{\text{Atom}}(Z + 1, A) + I_e\} , \quad (2.1.1)$$

wobei  $I_e$  die Ionisierungsenergie<sup>(3)</sup> des Tochteratoms,  $Z$  die Kernladungszahl und  $A$  die Massenzahl ist.

Im Falle des  $\beta_b$ -Zerfalls wird zusätzlich die Bindungsenergie  $|B_e|$  des entste-

---

<sup>(1)</sup>Es muß an dieser Stelle betont werden, daß diese Aussage nur im Falle einer verschwindenden  $\bar{\nu}$ -Ruhemasse exakt ist. Anderenfalls ist die zur Verfügung stehende kinetische Energie um diese Ruhemasse reduziert.

<sup>(2)</sup>In den folgenden Darstellungen werden natürliche Einheiten verwendet, d.h.  $c = \hbar = 1$ .

<sup>(3)</sup>Die Ionisierungsenergie ist klein im Vergleich zu den typischen Massendifferenzen beim Beta-Zerfall.

henden, ans Tochteratom gebundenen Elektrons<sup>(4)</sup> frei:

$$Q_{\beta_b}^0 = Q_{\beta}^0 + |B_e| . \quad (2.1.2)$$

Beim Übergang zu hochionisierten Teilchen ändern sich die Verhältnisse deutlich. Der Einfachheit halber und auch weil in dieser Arbeit experimentell nur mit nackten Kernen gearbeitet wurde, werden im folgenden neben neutralen Atomen nur nackte Kerne betrachtet. Für eine Betrachtung der  $Q$ -Werte nackter Kerne muß man zunächst wissen, wie sich die atomaren Massen zusammensetzen:

$$M_{\text{Atom}}(Z, A) = M_{\text{Kern}}(Z, A) + Zm_e - B_e^{\text{tot}}(Z) , \quad (2.1.3)$$

wobei  $M_{\text{Kern}}$  die Kernmasse,  $m_e$  die Ruhemasse des Elektrons und  $B_e^{\text{tot}}(Z)$  die (positive) Summe der Bindungsenergien aller Elektronen ist. Damit ergibt sich für den resultierenden  $Q$ -Wert nackter Kerne:

$$Q_{\beta_b}^{\text{K,L,...}} = Q_{\beta}^0 + |B_e^{\text{K,L,...}}| + \Delta B_e^{\text{tot}}(Z, Z+1) , \quad (2.1.4)$$

wobei

$$\Delta B_e^{\text{tot}}(Z, Z+1) = |B_e^{\text{tot}}(Z)| - |B_e^{\text{tot}}(Z+1)| \quad (2.1.5)$$

die Differenz der totalen Elektronen-Bindungsenergien von Mutter- und Tochterkern ist. Der obere Index "K,L,..." am  $Q$ -Wert sowie an der Bindungsenergie des gebundenen Elektrons bezeichnet respektive die entsprechenden Werte für die K-Schale, die L-Schale usw., je nachdem in welcher Schale des Tochterions das Elektron seinen gebundenen Zustand einnimmt.

Mit Hilfe der Gleichungen (2.1.2) und (2.1.4) kann man unschwer nachvollziehen, daß der gebundene Beta-Zerfall zwar immer begleitend zum Kontinuums-Zerfall auftritt, die Umkehrung dieser Aussage jedoch nicht gilt. Dieses Verhalten zeigt sich unter anderem auch beim Dysprosium (<sup>163</sup>Dy ist im neutralen Zustand stabil).

### 2.1.2 log $ft$ -Werte

Die log  $ft$ -Werte stellen in der Theorie des  $\beta$ -Zerfalls ein Maß für die Stärke des jeweils betrachteten Beta-Zerfalls dar und sind invers proportional zum Qua-

<sup>(4)</sup>Da bei neutralen Atomen aufgrund des Pauli-Prinzips nur äußere Schalen besetzt werden können, ist dieser Energiegewinn sehr gering (eV-Bereich).



drat des nuklearen Übergangsmatrixelements. "ft" ist dabei eine Kurzform für  $f(Z, \varepsilon_Q)T_{1/2}$ , wobei  $T_{1/2}$  die Halbwertszeit des untersuchten Übergangs und

$$f(Z, \varepsilon_Q) = \int_1^{\varepsilon_Q} F(Z, \varepsilon) \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_Q - \varepsilon)^2 d\varepsilon \quad (2.1.6)$$

die Fermi-Integralfunktion ist. Hierbei ist nun wiederum ( $m_{\bar{\nu}} = 0$ )

$$\varepsilon = \frac{E_e}{m_e c^2} \quad (2.1.7)$$

$$\varepsilon_Q = \frac{E_Q}{m_e c^2} \quad (2.1.8)$$

die (dimensionslose, auf die Ruhemasse des Elektrons normierte) Elektronenenergie  $\varepsilon$  sowie die maximale Zerfallsenergie  $\varepsilon_Q$  ( $Q$ -Wert) und

$$F(Z, \varepsilon) = \frac{|\Psi_e(0)_{\text{Coul.}}|^2}{|\Psi_e(0)_{\text{frei}}|^2} \quad (2.1.9)$$

die Fermi-Funktion<sup>(5)</sup> (Verhältnis der Wellenfunktionen am Kernort mit und ohne Coulomb-Feld). Durch Berechnung von  $f(Z, \varepsilon_Q)$  und experimentelle Bestimmung von  $T_{1/2}$  kann wegen

$$f(Z, \varepsilon_Q)T_{1/2} \sim \frac{1}{|M|^2}, \quad (2.1.10)$$

wobei  $|M|^2$  das Quadrat des Übergangsmatrixelements<sup>(6)</sup> des Beta-Zerfalls ist, das Kernmatrixelement bestimmt werden. Durch Vergleich dieses Matrixelements mit Modellrechnungen erhält man so einen Zugang zur Kernstruktur.

In der Fermi-Theorie des Beta-Zerfalls werden die Leptonen bei der Berechnung von Übergangsmatrixelementen durch ebene Wellen ( $e^{i\vec{k}\vec{x}}$ ) beschrieben. Für Leptonen, die mit einem Bahndrehimpuls  $l = 0$  (s-Wellen) aus dem Kernzentrum emittiert werden, kann die Entwicklung der  $e$ -Funktion nach dem ersten Term abgebrochen werden. In diesem Fall spricht man von *erlaubten*  $\beta$ -Zerfällen<sup>(7)</sup>. Im Falle  $l \neq 0$  muß das Elektron vom Rand des Kerns emittiert werden, man spricht

<sup>(5)</sup>Die Fermi-Funktion berücksichtigt den Einfluß des Coulomb-Feldes des Kerns auf das  $\beta$ -Spektrum. Diese Korrektur ist besonders bei kleinen Energien wesentlich [Mus 88].

<sup>(6)</sup>Diese Darstellung ist genau genommen nur eine Näherung, da beim  $\beta$ -Zerfall zwischen Fermi- und Gamov-Teller-Übergängen unterschieden werden muß. Möchte man dies berücksichtigen, so muß  $|M|^2$  durch  $g_V^2 |M_F|^2 + g_A^2 |M_{GT}|^2$  ersetzt werden.

<sup>(7)</sup> $l = 0$  bedeutet hier außerdem, daß die Parität im Anfangs- und Endzustand die gleiche ist.



von *verbotenen*  $\beta$ -Zerfällen. Je nach Größe von  $l$  unterscheidet man weiterhin verschiedene *Verbotenheitsgrade*. Die Klassifizierung der Beta-Zerfälle erfolgt dabei gemäß folgendem Schema:

$$\text{Verbotenheitsgrad } n : \quad \Delta I = n, n + 1 ,$$

wobei  $\Delta I$  die Änderung des Gesamtdrehimpulses des zerfallenden Kerns und  $n$  der kleinstmögliche Bahndrehimpuls  $l$  ist. Durch das Verhältnis der Paritäten des Anfangs- und Endzustandes des Kerns wird der Verbotenheitsgrad näher spezifiziert:

$$\text{Unikal}^{(8)} : \quad n = \Delta I - 1 , \quad P_i/P_f = (-1)^n , \quad n \geq 1 ,$$

$$\text{Nicht-Unikal:} \quad n = \Delta I , \quad P_i/P_f = (-1)^n , \quad n \geq 1 .$$

Für verschiedene Verbotenheitsgrade gruppieren sich nun die  $\beta$ -Übergänge um bestimmte  $\log ft$ -Werte. Mittels dieser Systematik können  $\log ft$ -Werte aus Übergängen zwischen vergleichbaren Kernzuständen (gleicher Anfangszustand und Verbotenheitsgrad) abgeschätzt werden. Auf diese Weise wurde auch  $\log ft = 7.5$  für nacktes  $^{187}\text{Re}$  abgeschätzt [Tak 83, Tak 87] und damit die Halbwertszeit für den  $\beta_b$ -Zerfall mit 14 Jahren vorausgesagt.

### 2.1.3 Verzweungsverhältnisse beim $\beta_b$ -Zerfall

Die Zerfallskonstante für den  $\beta_b$ -Zerfall kann, unter Vernachlässigung einiger Konstanten, in der Form

$$\lambda_{\beta_b, i} \sim \rho_{\bar{\nu}, i} |\Phi_{e, i}|^2 |\Phi_{\bar{\nu}, i}|^2 |M|^2 \quad (2.1.11)$$

dargestellt werden [Che 90], wobei  $\rho_{\bar{\nu}}$  der Phasenraumfaktor des Antineutrinos,  $|\Phi_{e, \bar{\nu}}|^2$  das Quadrat der interessierenden radialen Wellenfunktionsanteile und  $|M|^2$  das Quadrat des Übergangsmatrixelements zwischen den Kernzuständen ist. Der Index  $i$  kennzeichnet dabei einen speziellen Zerfallskanal.

Für die Bestimmung des Verzweungsverhältnisses verschiedener Zerfallskanäle muß nun das Verhältnis zweier gemäß Gl. (2.1.11) bestimmter Zerfalls-

<sup>(8)</sup>Der Begriff "unikal" deutet an, daß bei derartigen Übergängen nur ein einziges Kernmatrixelement eine Rolle spielt.

konstanten gebildet werden. Der Phasenraumfaktor des Neutrinos  $\rho_{\bar{\nu},i}$  ist beim  $\beta_b$ -Zerfall proportional zum  $Q$ -Wert ( $m_{\bar{\nu}} = 0$ ), womit sich dann

$$\frac{\lambda_{\beta_b,i}}{\lambda_{\beta_b,j}} = \frac{Q_i^2 |\Phi_{e,i}|^2 |\Phi_{\bar{\nu},i}|^2}{Q_j^2 |\Phi_{e,j}|^2 |\Phi_{\bar{\nu},j}|^2} \quad (2.1.12)$$

ergibt. Für den Fall, daß das Übergangsmatrixelement für die betrachteten Zerfallskanäle nicht identisch ist<sup>(9)</sup> erhält man

$$\frac{\lambda_{\beta_b,i}^*}{\lambda_{\beta_b,j}} = \frac{Q_i^2 |\Phi_{e,i}|^2 |\Phi_{\bar{\nu},i}|^2 |M^*|^2}{Q_j^2 |\Phi_{e,j}|^2 |\Phi_{\bar{\nu},j}|^2 |M|^2} \quad (2.1.13)$$

Der Stern weist dabei auf angeregte Kernzustände hin.

## 2.2 Der gebundene Beta-Zerfall bei $^{187}\text{Re}$

Die Energie-Verhältnisse des  $\beta$ -Zerfalls von  $^{187}\text{Re}$  sind in Abb. 2.1 dargestellt. Im unteren Bereich sind dabei die Verhältnisse für neutrales  $^{187}\text{Re}$  gezeigt. Wie man gut erkennen kann, ist  $^{187}\text{Re}$  auch im neutralen Zustand instabil und zerfällt via  $\beta$ -Zerfall mit dem äußerst geringen  $Q$ -Wert von nur 2.66 keV [Aud 93] zum  $^{187}\text{Os}^{1+}$ . Die Halbwertszeit für diesen einfach verbotenen unikaligen Übergang beträgt  $(43.5 \pm 1.3) \times 10^9$  a [Lin 86]. Der Anteil des gebundenen  $\beta_b$ -Zerfalls an diesem  $\beta$ -Zerfall beträgt theoretischen Abschätzungen zu Folge etwa 1% [Che 87]<sup>(10)</sup>.

Diese Verhältnisse ändern sich drastisch beim Übergang zu nacktem  $^{187}\text{Re}$ . Abgesehen von den Ruhemassen der 75 Elektronen, nimmt die Ruhemasse sowohl von  $^{187}\text{Re}$  als auch von  $^{187}\text{Os}$  um jeweils die totale Bindungsenergie aller Elektronen zu [Des 73]:

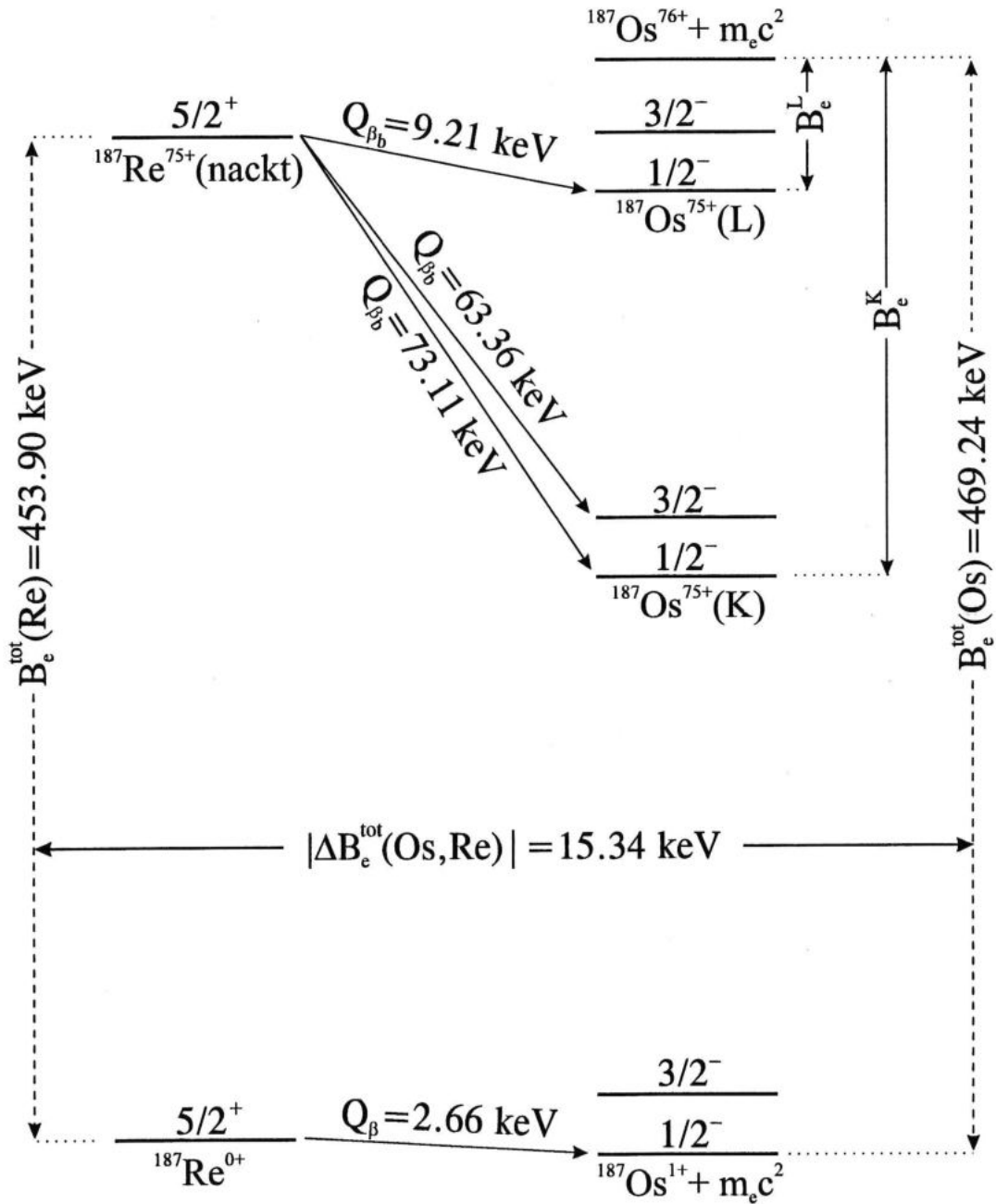
$$B_e^{\text{tot}}(\text{Re}) = 453.90 \text{ keV} \quad (2.2.1)$$

$$B_e^{\text{tot}}(\text{Os}) = 469.24 \text{ keV} \quad (2.2.2)$$

Diese totale Bindungsenergie ist für  $^{187}\text{Os}$  um 15.34 keV größer als bei  $^{187}\text{Re}$ . Aufgrund des kleinen  $Q$ -Wertes von nur 2.66 keV des Kontinuums-Zerfall von

<sup>(9)</sup>Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn man das Verzweungsverhältnis zwischen einem Grundzustandsübergang und einem Übergang in einen angeregten Zustand betrachtet.

<sup>(10)</sup>In der angegebenen Referenz wurde das Verzweungsverhältnis vom gebundenen Beta-Zerfall zum Kontinuums-Zerfall im Rahmen einer Thomas-Fermi-, einer Hartree-Fock-Dirac- sowie einer Multi-Konfiguration-Dirac-Fock-Näherung berechnet. Alle drei Verfahren liefern dabei Werte in der Größenordnung 1%.



**Abb. 2.1:** Energie-Schema für den  $\beta$ -Zerfall von neutralem und nacktem  $^{187}\text{Re}$ . Die Energiedifferenz zwischen dem  $1/2^-$ -Grundzustand und dem  $3/2^-$ -Zustand (erster angeregter Zustand) von  $^{187}\text{Os}$  beträgt  $9.75 \text{ keV}$ .

$^{187}\text{Re}$  ergibt sich für nacktes  $^{187}\text{Os}$  ein energetisch höheres Niveau als für  $^{187}\text{Re}$ , ein Kontinuums-Zerfall ist somit nicht mehr möglich. Anders jedoch der gebundene  $\beta_b$ -Zerfall. Durch den Gewinn der Bindungsenergie eines Elektrons in der K- ( $B_e^K = 85.79 \text{ keV}$  [Tak 95]) oder L-Schale ( $B_e^L = 21.89 \text{ keV}$  [Joh 85]) ist ein  $\beta$ -Zerfall wieder möglich. Gemäß Gl. (2.1.4) ergibt sich dann

$$Q_{\beta_b}^{K,L} = \begin{cases} 73.11 \text{ keV} & \text{für die K-Schale} \\ 9.21 \text{ keV} & \text{für die L-Schale.} \end{cases} \quad (2.2.3)$$

Das Verzweungsverhältnis des Zerfalls mit einem Elektron in der K-Schale bzw. in der L-Schale kann nun gemäß Gl. (2.1.12) abgeschätzt werden:

$$\frac{\lambda_{\beta_b}^K}{\lambda_{\beta_b}^L} \simeq 10^2. \quad (2.2.4)$$

Die für die Abschätzung benötigten Wellenfunktionen wurden gemäß [Che 90] berechnet.

Neben dem Zerfall in den Grundzustand des  $^{187}\text{Os}$ -Kerns ist mit einem Elektron in der K-Schale zusätzlich der Zerfall in den ersten angeregten Kern-Zustand von  $^{187}\text{Os}$  (9.75 keV [Yok 83]) möglich. Bei diesem Übergang handelt es sich um einen einfach verbotenen (nicht unikal) Zerfall, im Gegensatz zum einfach verbotenen unikal Zerfall in den Grundzustand. Wegen des geringeren Verbotensgrades ist daher zu erwarten, daß der Zerfallskanal in den ersten angeregten Zustand des  $^{187}\text{Os}$  stark bevorzugt wird. Eine grobe Näherung für das Verhältnis der Zerfallskonstanten der beiden Zerfallskanäle ergibt sich mit Gl. (2.1.13) zu [Che 90]

$$\frac{\lambda_{\beta_b}^*}{\lambda_{\beta_b}} = 10^5. \quad (2.2.5)$$

In dieser Näherung wurden Details der nuklearen Wellenfunktionen vernachlässigt, lediglich die leptonschen Wellenfunktionen wurden berücksichtigt. Eine Abschätzung des Verhältnisses der beiden Zerfallskanäle mittels der  $\log ft$ -Werte vergleichbarer Übergänge liefert den gleichen Faktor [Tak 87].

Aus den Abschätzungen (2.2.4) und (2.2.5) ergibt sich also der Übergang vom Grundzustand des nackten  $^{187}\text{Re}$  in den ersten angeregten Zustand des  $^{187}\text{Os}$  mit einem Elektron in der K-Schale als erwarteter Zerfallskanal.

### 3. Meßidee

Die Bestimmung der Zerfallskonstanten nackter  $^{187}\text{Re}$ -Kerne erfordert neben eines Beschleunigerkomplexes zur Erzeugung hochgeladener (nackter) Schwerionen ein geeignetes Speichermedium für die nackten Kerne. Wegen der erwarteten Halbwertszeit von 14 Jahren [Tak 87] müssen die  $^{187}\text{Re}$ -Kerne nach der Produktion nämlich zunächst einige Zeit gespeichert werden, ehe sich eine meßbare Anzahl an Tochterkernen gebildet hat.

Eine Beschleunigeranlage, mit der nackte  $^{187}\text{Re}$ -Kerne erzeugt werden können, sowie ein Speichermedium, in dem die  $^{187}\text{Re}$ -Kerne über mehrere Stunden mit möglichst geringen Verlusten gespeichert werden können, steht an der GSI<sup>(1)</sup> in Darmstadt zur Verfügung. Der Unilac<sup>(2)</sup> und das SIS<sup>(3)</sup> dienen dabei zur Erzeugung, der ESR<sup>(4)</sup> zur Speicherung hochgeladener Schwerionen.

In Abb. 3.1 ist der Beschleunigerkomplex nach dem Unilac dargestellt. Für das vorliegende Experiment werden die in einer Penning-Quelle erzeugten  $^{187}\text{Re}$ -Ionen im Unilac vorbeschleunigt und auf einen Ladungszustand von 50+ gestrippt, ehe sie im SIS auf 347 MeV/Nukleon beschleunigt werden. Die Teilchen werden anschließend extrahiert und zum ESR transferiert. Auf der Transferstrecke werden die  $^{187}\text{Re}^{50+}$ -Ionen nochmals mittels eines Kupfer-Targets (Massenbelegung = 100 mg/cm<sup>2</sup>) gestrippt, die Position des Strippertargets kann der Abb. 3.1 entnommen werden. Mit Hilfe der nachfolgenden Ionenoptik in der Transferstrecke kann dann der höchste Ladungszustand (nacktes  $^{187}\text{Re}$ ) ausgewählt und in den ESR eingeschossen werden. Der Anteil der vom SIS zum ESR gelangenden nackten  $^{187}\text{Re}$ -Kerne beträgt etwa 10%<sup>(5)</sup>.

---

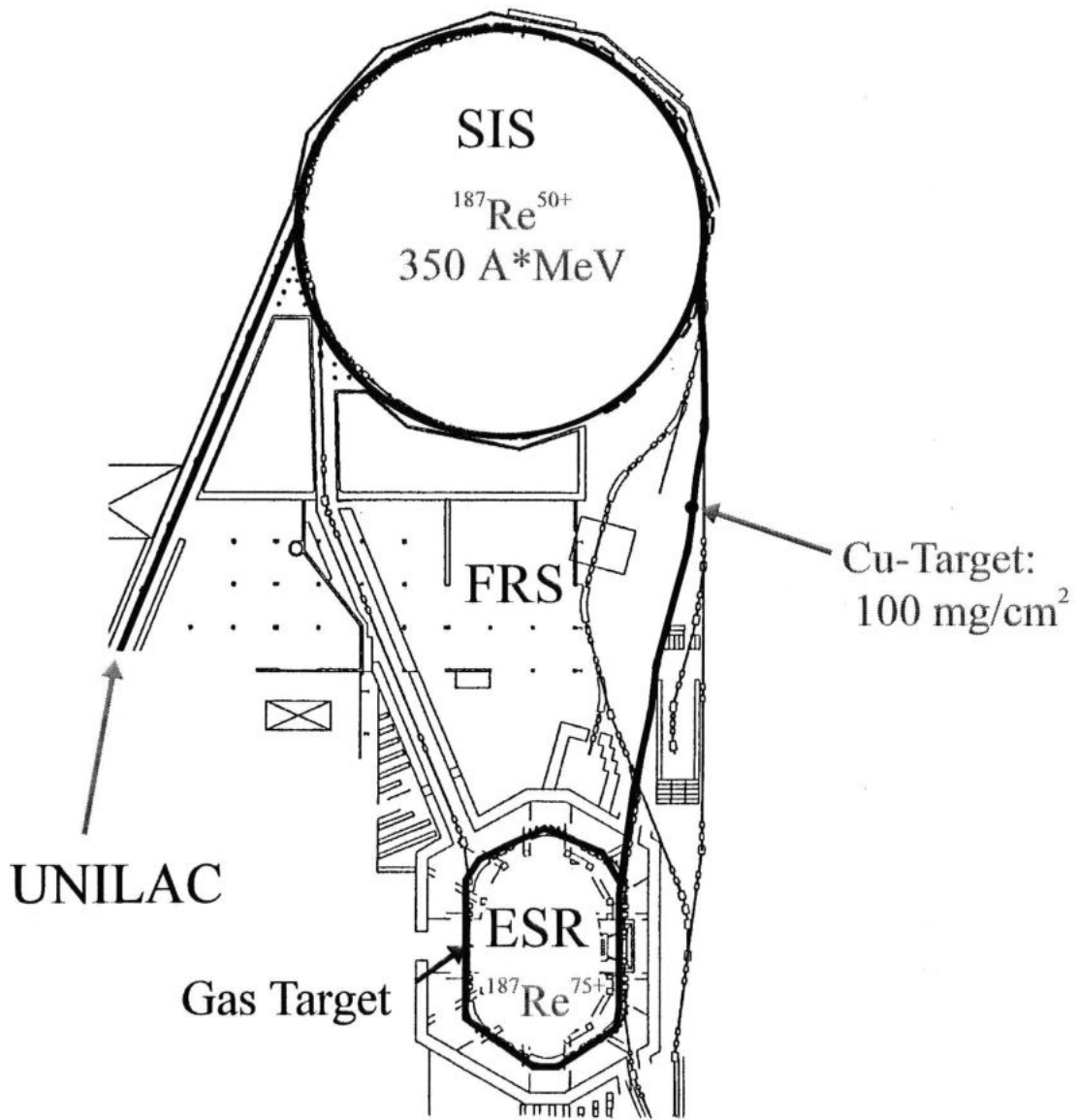
<sup>(1)</sup>GSI = Gesellschaft für SchwerIonenforschung

<sup>(2)</sup>Unilac = Universal linear accelerator

<sup>(3)</sup>SIS = SchwerIonen-Synchrotron

<sup>(4)</sup>ESR = Experimentier-SpeicherRing

<sup>(5)</sup>Da der ESR nur den halben Umfang des SIS hat ( $U_{\text{ESR}} = 108.36 \text{ m}$ ,  $U_{\text{SIS}} = 216.72 \text{ m}$ ), können nur zwei der vier im SIS umlaufenden Pakete in den ESR gelangen [Kle 92]. Durch das Stripping verliert man etwa 70% der  $^{187}\text{Re}$ -Kerne und bei der Injektion in den ESR weitere 30%. Somit ergibt sich für die Transmission SIS-ESR:  $0.5 \cdot 0.3 \cdot 0.7 = 0.1$ .



**Abb. 3.1:** Beschleunigeranlage der GSI nach dem Unilac. Zu sehen ist das Schwerionensynchrotron, der Fragmentseparator sowie der Experimentier-Speicherring.



Der ESR ist in detaillierter Form in Abb. 3.2 zu sehen. Die in den ESR injizierten Schwerionen können mittels eines Elektronenkühlers gekühlt werden. Es handelt sich dabei um einen auf einer Länge von 2.5 m kollinear zum Schwerionenstrahl laufenden  $e^-$ -Strahl mit einer guten Impulsschärfe. Die umlaufenden Schwerionen tauschen durch Coulomb-Wechselwirkung (Mott-Streuung) Impuls mit den Elektronen aus und gleichen sich so deren longitudinaler Geschwindigkeit an:

$$\langle v_e \rangle_{\parallel} = \langle v_{\text{Ion}} \rangle_{\parallel} . \quad (3.0.1)$$

Die Impulsunschärfe der Ionen beim Einschub ( $\Delta p/p \sim 10^{-3}$ ) kann auf diese Weise um typischerweise zwei Größenordnungen auf  $\Delta p/p \sim 10^{-5}$  reduziert werden<sup>(6)</sup>. Durch die so erzielte Phasenraumkomprimierung wird eine längerfristige Speicherung überhaupt erst möglich. Man darf jedoch nicht außer Acht lassen, daß durch den Elektronenkühler auch Verluste aufgrund von Elektroneneinfangsprozessen (radiative Rekombination) auftreten. Es muß daher zu jeder Zeit ein geeigneter Kompromiß zwischen Strahlkühlung und Speicherverlusten gefunden werden.

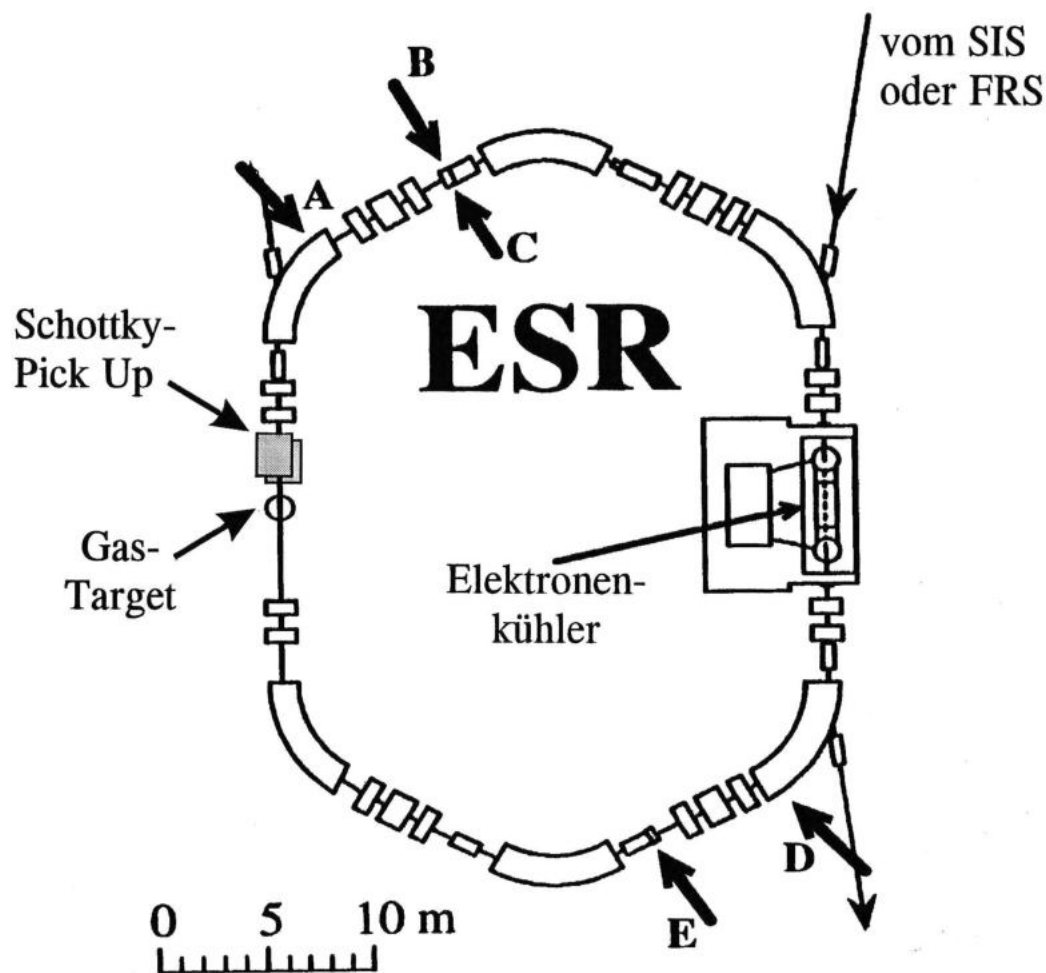
An den mit A bis E bezeichneten Stellen können Teilchendetektoren eingebaut werden, welche über Linearmotoren verschieden tief in den Ring eingefahren werden können. Für das Experiment war auf Position C der Detektor für das nackte  $^{187}\text{Os}$  eingebaut, an den Stellen B und E waren jeweils Vieldrahtproportionalzähler montiert, mittels derer Umladungsprozesse im Elektronenkühler und im internen Gastarget gemessen werden konnten. Die Ionenoptik im ESR ist dabei so ausgelegt, daß der Strahlfleck am Gastarget 1:1 in die Zählerebene abgebildet wird<sup>(7)</sup> [Bos 96]. Bei vollständig eingefahrenen Detektortaschen können alle atomaren und nuklearen Reaktionsprodukte mit  $0.1\% \leq \delta(q/A) \leq 2.0\%$  nachgewiesen werden [Fra 87]. Ihr Abstand von der Strahlachse an der Zählerposition ergibt sich aus der Dispersion des Dipolmagneten:

$$1\% \frac{\Delta p}{p} \triangleq 60 \text{ mm} .$$

Der Bahnverlauf der Teilchen nach einer Änderung ihres  $q/A$ -Verhältnisses ist in Abb. 3.3 dargestellt. Wichtig für den Teilchennachweis ist ferner, daß die Abbildung "echt" ist, d.h. daß sich Bahnen mit verschiedenem  $q/A$  nicht kreuzen.

<sup>(6)</sup>Für geringere Strahlströme (wenige  $\mu\text{A}$ ) können sogar noch bessere Impulsschärfen erzielt werden (bis zu  $\Delta p/p \sim 10^{-7}$ ).

<sup>(7)</sup>Das Abbildungsverhältnis zwischen zwei Punkten im Speicherring ergibt sich aus dem Verhältnis der  $\beta$ -Funktionen an diesen Positionen.



**Abb. 3.2:** Der Experimentier-Speicherring. Zwischen den sechs  $60^\circ$ -Dipolmagneten befinden sich Quadrupoldoublets und -tripletts zur Strahlführung. An den Positionen A bis E können Teilchenzähler eingebaut werden, der Zähler zur  $^{187}\text{Os}$ -Identifikation befand sich auf Position C. Desweiteren ist das Pick-Up Plattenpaar für die Schottky-Analyse zu sehen.



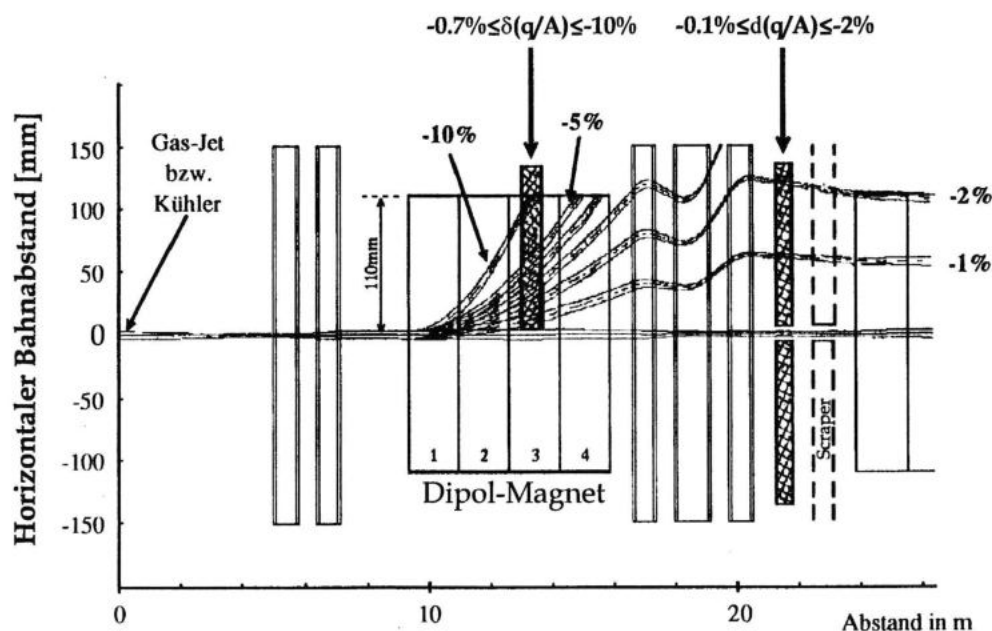


Abb. 3.3: Bahnverlauf im ESR bei Ladungsänderungen. Die Balken links und rechts neben dem Dipolmagneten symbolisieren ein Quadrupoldublett, bzw. -triplett, die schraffierten Rechtecke kennzeichnen die Zähler. Dargestellt ist der Bahnverlauf der Teilchen nach einer Änderung von  $q/A$  im Kühler oder Gasjet.

Der Ring wurde nun zunächst mit nackten  $^{187}\text{Re}$ -Kernen gefüllt<sup>(8)</sup>. Während dieser Phase waren alle Teilchenzähler aus dem Ring herausgefahren, der Kühlerstrom betrug 250 mA, um eine rasche Phasenraumkomprimierung der eingeschossenen  $^{187}\text{Re}$ -Kerne zu gewährleisten. Im Anschluß an den Füllvorgang wurde der Kühlerstrom auf 20 mA reduziert, wodurch eine lange Halbwertszeit des umlaufenden Ionenstrahls (4.3 Stunden für nacktes Rhenium) erzielt werden konnte. Die Ionenströme zu Beginn der Brutphase (bzw. dem Ende der Ionenakkumulation im Ring) lagen zwischen 0.5 und 4.5 mA (das sind etwa  $2 \times 10^7 - 10^8$  Teilchen), die Speicherzeiten betragen 1–4 Stunden.

Während dieser Zeit konnten einige  $^{187}\text{Re}$ -Kerne durch gebundenen  $\beta$ -Zerfall zu H-ähnlichem  $^{187}\text{Os}$  zerfallen. Aufgrund des nur sehr geringen Massenunterschieds dieser beiden Ionen ( $\Delta m = 63.36 \text{ keV}$ ,  $\Delta m/m \simeq 4 \times 10^{-7}$ ) befinden sich selbige auf nahezu identischen Umlaufbahnen. Um eine Identifizierung der H-ähnlichen  $^{187}\text{Os}$ -Ionen dennoch zu ermöglichen, müssen diese vollständig ionisiert werden. Für das Stripping wird das interne Gastarget im ESR verwendet. Es handelt sich

<sup>(8)</sup>Dieser Prozeß wird auch Ionenakkumulation, oder kurz einfach "Stack" genannt.

dabei um einen gut kollimierten Gasstrahl (Durchmesser: 5 mm), der senkrecht zum umlaufenden Strahl durch den Ring geschossen wird. Für dieses interne Gastarget, gelegentlich auch als Gasjet bezeichnet, stehen verschiedene Gase zur Verfügung, wie z.B. Stickstoff, Wasserstoff oder Argon. Im vorliegenden Fall wurde Argon wegen der günstigen Umladungsquerschnitte (das Verhältnis von Ionisationsquerschnitt zum REC<sup>(9)</sup>-Querschnitt beträgt etwa 4:1<sup>(10)</sup>) sowie der erzielbaren Targetdicken (typischerweise bei  $\simeq 2.3 \times 10^{12}$  Teilchen/cm<sup>2</sup>) als Targetmaterial gewählt.

Aus dem um Eins erhöhten Ladungszustand vom <sup>187</sup>Os resultiert nun eine geringere magnetische Steifigkeit<sup>(11)</sup> der <sup>187</sup>Os-Kerne. Die relative Änderung zum <sup>187</sup>Re ergibt sich zu

$$\frac{\delta(B\rho)^{\text{Re,Os}}}{(B\rho)^{\text{Re}}} = \frac{\frac{1}{q_{\text{Re}}} - \frac{1}{q_{\text{Os}}}}{\frac{1}{q_{\text{Re}}}} = 1.32\% . \quad (3.0.2)$$

Die Dispersion des nachfolgenden Dipolmagneten von 60 mm pro %  $\Delta p/p$  führt dann auf eine 78.9 mm weiter innen liegende Bahn für die nackten <sup>187</sup>Os-Kerne, auf der sie mittels dem auf Position C montierten Zähler nachgewiesen werden können. Der ESR wird somit nicht nur zur Speicherung der Schwerionen verwendet, sondern gleichzeitig auch als Magnetspektrometer für die gestrippten Kerne.

Neben der gerade beschriebenen Nachweis-Methode existiert am ESR zusätzlich die Möglichkeit einer Teilchenidentifikation (qualitativ und quantitativ) mittels der sogenannten Schottky-Analyse. Das Prinzip der Schottky-Analyse basiert dabei auf der Tatsache, daß ein Strahl aus geladenen Teilchen von einem elektromagnetischen Feld umgeben ist. Dieses Feld besteht nun im wesentlichen aus einem DC-Anteil, der durch den mittleren Strahlstrom und die transversale Verteilung der Teilchen gegeben ist. Zusätzlich dazu existiert aber auch noch eine AC-Komponente, die durch Teilchenfluktuationen in transversaler und longitudinaler Richtung hervorgerufen wird. Dieser Anteil wird als Strahl- oder Schottky-Rauschen bezeichnet. Als Pick-Up für dieses Rauschen werden zwei Kondensatorplatten verwendet, deren Position im Ring der Abb. 3.2 entnommen

<sup>(9)</sup>REC=Radiative Electron Capture

<sup>(10)</sup>Für Wasserstoff liegt dieses Verhältnis bei ca. 1:2 [Jun 93].

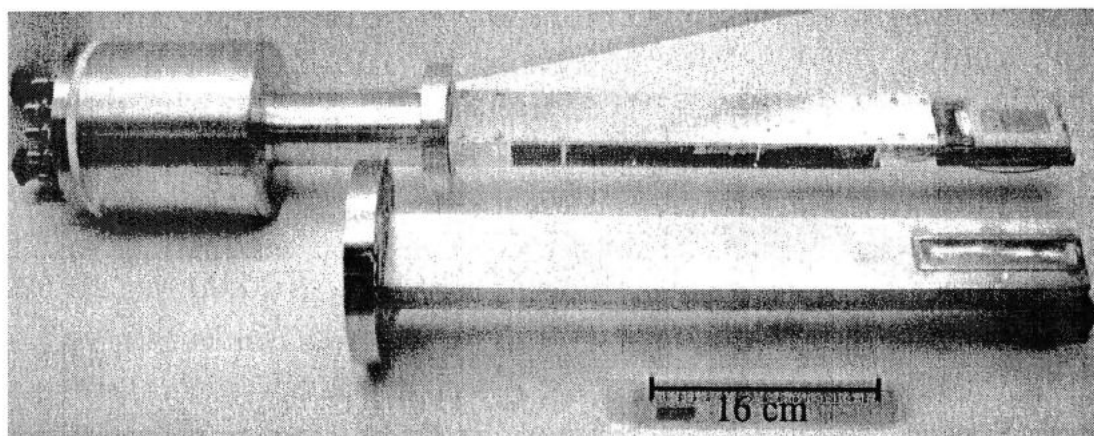
<sup>(11)</sup>Magnetische Steifigkeit:  $B\rho = \frac{mv}{q}$ , wobei  $m$  die Masse,  $v$  die Geschwindigkeit und  $q$  der Ladungszustand des betrachteten Teilchens ist. Im Falle von <sup>187</sup>Re und <sup>187</sup>Os sind sowohl Masse (bis auf den hier vernachlässigbaren relativen Unterschied von 0.4 ppm) als auch Geschwindigkeit gleich, ausschlaggebend für Unterschiede in der magnetischen Steifigkeit ist allein der Ladungszustand der Kerne.

werden kann. Durch eine Fourier-Transformation des Signals in den Frequenzraum erhält man auf diese Weise ein Spektrum der Umlauffrequenzen (bzw. ihrer Harmonischen) der im Ring zirkulierenden Kerne. Bei guter Kühlung des Strahls sowie geringen Intensitäten können so Auflösungen in der Größenordnung  $\Delta f/f = 10^{-6}$  ( $f$ =Umlauffrequenz) erzielt werden [Fra 94]. Ein mittels der Schottky-Analyse aufgenommenes Spektrum ist in Abb. 6.2 zu sehen.

## 4. Die Zähler

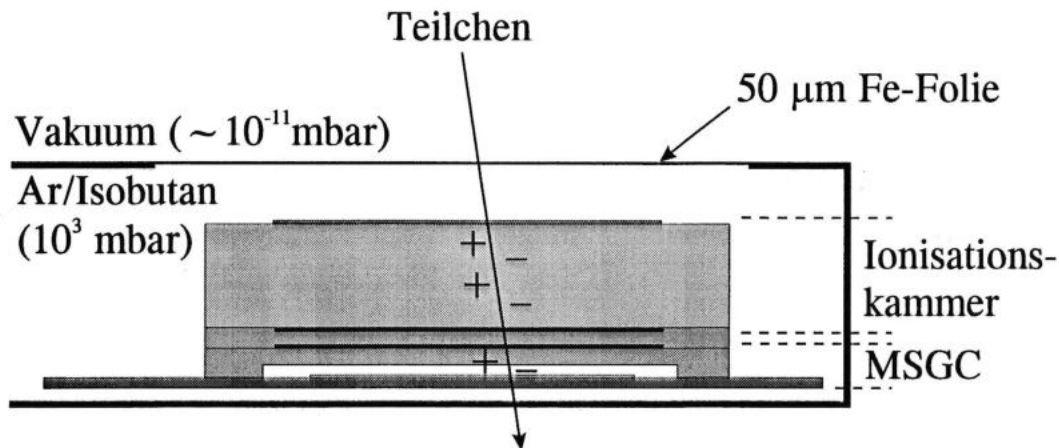
Die theoretische Abschätzung der Halbwertszeit für den gebundenen  $\beta_b$ -Zerfall von nacktem  $^{187}\text{Re}$  zum ersten angeregten Kernzustand von  $^{187}\text{Os}$  beträgt 14 Jahre [Tak 83, Tak 87]. Wie bereits im vorigen Kapitel beschrieben, erfolgt der Nachweis der gestripten  $^{187}\text{Os}$ -Kerne über eine Positionsmessung. Durch Kleinwinkelstreuung am Gastarget gelangen jedoch zusätzlich  $^{187}\text{Re}$ -Kerne in den Zähler, die aufgrund der geringen Produktionsrate von  $^{187}\text{Os}$  einen starken Untergrund in den Ortsspektren verursachen. Deshalb wurde zusätzlich eine  $Z$ -Identifikation im Bereich der gesuchten Kerne ( $^{187}\text{Os}$ ) gefordert, welche mit Hilfe einer Ionisationskammer erreicht werden sollte.

Für die eingesetzten Detektoren steht nur ein sehr begrenztes Raumangebot zu Verfügung, da diese in die dafür vorgesehenen Detektortaschen (Querschnitt: Höhe  $\times$  Tiefe =  $57 \times 37 \text{ mm}^2$ ) des ESR eingebaut werden müssen. Eine solche Detektortasche sowie der im Experiment eingesetzte Detektor sind in Abb. 4.1 zu sehen.



**Abb. 4.1:** ESR-Taschenzähler. Im Vordergrund ist eine der im ESR eingebauten Detektortaschen zu sehen, im Hintergrund erkennt man den im Experiment eingesetzten Detektor.

Der im Experiment eingesetzte Detektor ist aus einer Ionisationskammer und einem Mikrostreifengaszähler (MSGC<sup>(1)</sup>) zusammengesetzt. Die Anordnung beider Zähler in der Detektortasche ist in Abb. 4.2 zu sehen.



**Abb. 4.2:** Die Detektoranordnung in der ESR-Tasche. Schematisch zu sehen sind die Ionisationskammer und der Mikrostreifengaszähler (MSGC) innerhalb der Detektortasche.

Neben der Detektoranordnung ist auch das Eintrittsfenster der Detektortasche (50 µm Fe-Folie) zu sehen, welches das Ultrahochvakuum im Ring von etwa  $10^{-11}$  mbar vom Gasdruck in der Detektortasche ( $10^3$  mbar) trennt. Das Gas in der Detektortasche ist ein Gemisch aus 70% Argon und 30% Isobutan ( $C_4H_{10}$ ). Während des Experiments wurde ein konstanter Gasfluß durch den Detektor aufrechterhalten<sup>(2)</sup>.

Die im Experiment eingesetzte Elektronik wird in Anhang A beschrieben, die beiden Zähler selbst werden im nun folgenden detailliert besprochen, wobei besonders auf die Auflösung der Ionisationskammer eingegangen wird.

## 4.1 Der Mikrostreifengaszähler

Beim Mikrostreifengaszähler handelt es sich um ein Detektorkonzept, das erstmals 1988 von A. Oed vorgeschlagen wurde [Oed 88]. Das Prinzip eines solchen Zählers ähnelt im weitesten Sinne dem einer Vieldrahtproportionalkammer

<sup>(1)</sup>MSGC = MicroStrip-Gas-Chamber

<sup>(2)</sup>Als Steuerlogik wurde [BMCRO] und als Gasfluß-Controller [BMFMC] verwendet.

(MWPC<sup>(3)</sup>). Der wesentliche Unterschied im Aufbau beider Zähler besteht darin, daß beim MSGC eine Driftkathode sowie die Vieldrahtstruktur durch eine auf einem nichtleitenden Glassubstrat fixierte Streifenstruktur ersetzt ist. Diese Struktur wird auf photolithographischem Wege hergestellt. Durch die mit dieser Technik erzielbare Präzision können sehr dicht liegende Anodenstreifen ( $< 200 \mu\text{m}$  [Zei 96]) hergestellt und somit eine gegenüber den MWPC's<sup>(4)</sup> deutlich verbesserte Ortsauflösung erzielt werden.

Im folgenden soll nun zunächst der genaue Aufbau sowie die Funktionsweise des Mikrostreifengaszählers dargestellt und anschließend auf die im Experiment verwendete Betriebsart sowie die damit erzielten Resultate eingegangen werden.

#### 4.1.1 Aufbau und Funktionsweise des Mikrostreifengaszählers

Zum besseren Verständnis des Zähleraufbaus ist in Abb. 4.3 ein Schnitt durch den Mikrostreifengaszähler<sup>(5)</sup> gezeigt.

Über dem Glassubstrat ist in einem Abstand von 5 mm eine Driftkathode in Form einer  $2 \mu\text{m}$  dicken einseitig aluminisierten Mylarfolie angeordnet. Der Abstandsrahmen zwischen dem Glassubstrat und der Mylarfolie besteht aus STESALIT, die Folie ist darauf aufgeklebt. Das aktive Zählvolumen des MSGC wird durch das  $52 \times 24 \text{ mm}^2$  große Glassubstrat<sup>(6)</sup> und dem Abstand zur Driftelektrode (5 mm) definiert. Das Glassubstrat selbst ist auf eine Platine geklebt, der Kontakt zwischen der Elektroden-Struktur auf dem Glassubstrat und der Platine wird über Bond-Drähte hergestellt.

Mittels der Driftkathode werden nun die bei der Ionisation des aktiven Gasvolumens entstehenden Elektronen zur ortsauflösenden Struktur abgelenkt. Diese Struktur ist in Abb. 4.4 gezeigt. Sie besteht aus einer  $200 \mu\text{m}$  breiten Kathode, die sich um die einzelnen  $10 \mu\text{m}$  dicken Anodenstreifen<sup>(7)</sup> windet. Der Abstand zwischen den einzelnen Anoden und der Kathode beträgt dabei  $98 \mu\text{m}$ , womit sich als Abstand der einzelnen Anodendrähte  $406 \mu\text{m}$  ("Pitch") ergibt. Durch das zwi-

<sup>(3)</sup>MWPC = Multi-Wire-Proportional-Chamber

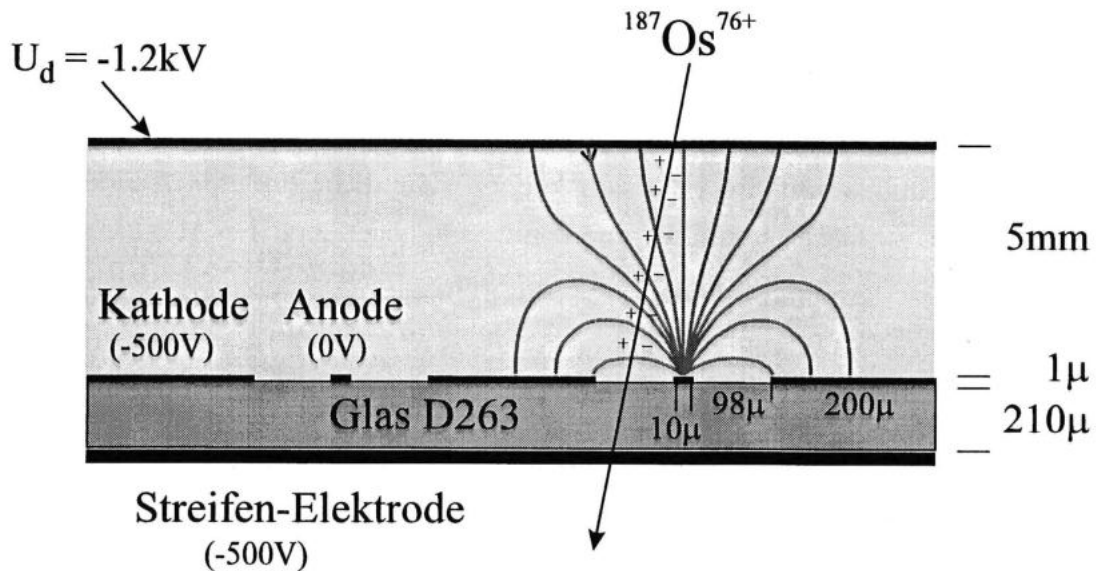
<sup>(4)</sup>Die Grenze für den Anodendrahtabstand in MWPC's liegt bei etwa 1 mm.

<sup>(5)</sup>Der Mikrostreifengaszähler wurde in unserem Institut im Labor für kernphysikalische Meßtechnik (LKM) entworfen und hergestellt [JbB 95].

<sup>(6)</sup>Bei dem hier verwendeten Glassubstrat handelt es sich um nichtleitendes Dünnglas vom Typ D263, Dicke  $210 \mu\text{m}$ .

<sup>(7)</sup>Insgesamt sind 127 Anodenstreifen auf dem Glassubstrat fixiert.





**Abb. 4.3:** Schnitt durch einen Mikrostreifengaszähler. Neben dem schematischen Aufbau des Zählers ist ferner die Feldverteilung zwischen der Struktur auf dem Glassubstrat und der Driftelektrode dargestellt.

schen benachbarten Streifen alternierende Potential sowie den kleinen Abstand der einzelnen Streifen erreicht man bereits mit geringen Potentialen in der Nähe der Anodenstreifen hohe Feldstärken. Durch diese werden die von der Driftelektrode zu den Anoden hin gedrifteten Elektronen so stark beschleunigt, daß sie wiederum Gasmoleküle ionisieren können, es entsteht somit Gasverstärkung<sup>(8)</sup>. Die dafür verantwortliche Feldverteilung ist ebenfalls in Abb. 4.3 dargestellt.

Die in Abb. 4.4 gezeigte Anordnung der Anodenstreifen legt eine Zusammenfassung jeweils der oberen und unteren Anodendrähte nahe. Diese Zusammenfassung wird mittels einer Widerstandskette realisiert, die Widerstände zwischen den einzelnen Streifen haben dabei jeweils  $81\ \Omega$ . Die beiden Widerstandsketten werden getrennt voneinander links und rechts mittels ladungsempfindlichen Micro-CSA-Vorverstärkern ausgelesen. Eine Information über den Ort in  $X$ -Richtung erhält man dann durch Verknüpfung der einzelnen Pulshöhen  $P$ :

$$X\text{-Ort} \propto \frac{P_{\text{rechts}} - P_{\text{links}}}{P_{\text{rechts}} + P_{\text{links}}} \quad (4.1.1)$$

<sup>(8)</sup>Auf diese Weise können Verstärkungen bis  $10^4$  erreicht werden, was besonders beim Nachweis schwach ionisierender Teilchen von Vorteil ist. Für den im Experiment verwendeten Zähler genügte aufgrund des großen Energieverlusts der Schwerionen im Zählvolumen eine Verstärkung von wenigen Hundert.

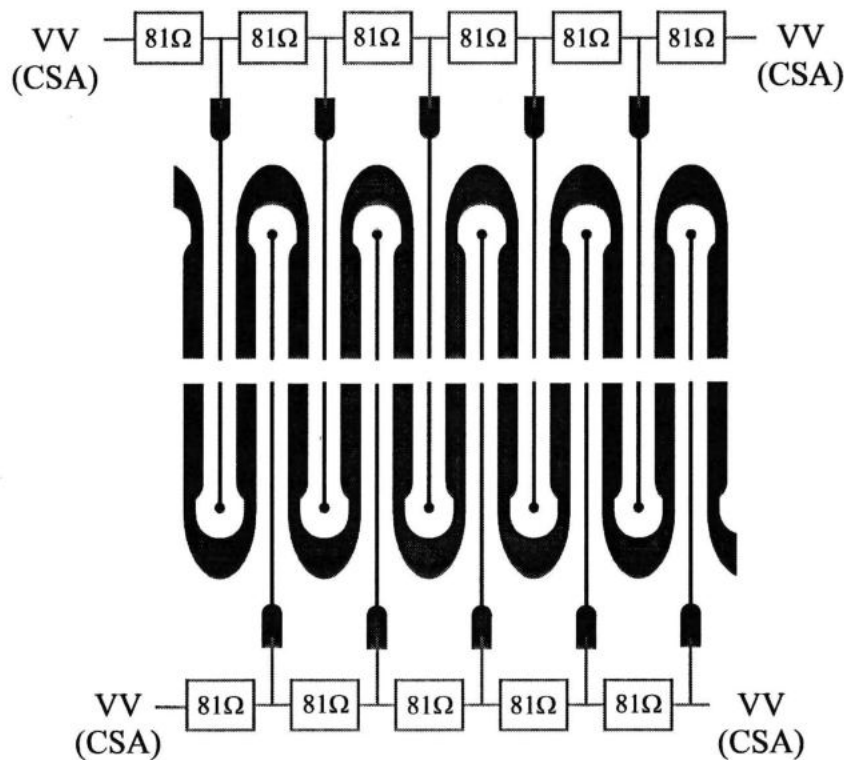


Abb. 4.4: Substratstruktur des MSGC.

Durch die Gasverstärkung bildet sich nach dem Durchgang eines ionisierenden Teilchens in der Nähe eines Anodenstreifens eine Ladungswolke. Nachdem die darin enthaltenen  $e^-$  die Anode erreicht haben, ist diese von einer Wolke positiver Ionen umgeben, die langsam in Richtung der benachbarten Kathodenstreifen driften. Einige dieser Ionen können sich dabei vor Erreichen der Kathode auf dem nichtleitenden Glassubstrat abscheiden, wo sie aufgrund ihrer geringen Beweglichkeit haften bleiben. Durch Anlagerung dieser positiven Ladungsträger auf dem Glassubstrat kommt es dann zu Aufladungseffekten, die die Gasverstärkung beeinträchtigen. Um einen solchen Effekt zu vermeiden schlug A. Oed [Oed 88] vor, an die Rückseite des Glassubstrats ebenfalls eine Spannung anzulegen. Diese Spannung sollte im Bereich zwischen den Streifen repulsiv auf positive Ionen wirken und deshalb etwa auf dem gleichen Potential liegen wie die Anodenstreifen. Andererseits wird jedoch durch ein positives Potential an der Rückseite des Substrates die Gasverstärkung bei gleichen Potentialen an der Streifenkathode und -anode verringert. Ferner sind die oben angeführten Aufladungseffekte nur für hohe Zählraten (einige kHz) relevant. Die typischen Zählraten im Experiment hingegen lagen bei einigen Hundert Hz. Aus diesem Grund entschied man sich zugunsten einer möglichst hohen Gasverstärkung bei gleichzeitig möglichst nied-



rigen Potentialen an der Streifenstruktur für eine negative Rückseitenelektrode. Diese Rückseitenelektrode wurde in Form zweier zu den einzelnen Anodenstreifen senkrechten Längsstreifen ausgelegt. Die beiden Streifen wurden getrennt voneinander jeweils wieder über Micro-CSA-Vorverstärker ausgelesen. Dadurch ergab sich zusätzlich zu der sehr guten  $X$ -Auflösung auch eine grobe  $Y$ -Information. Ferner erhält man durch Auslesen der Kathode auf dem Glassubstrat eine Energieinformation.

#### 4.1.2 Einsatz des MSGC am ESR

Während des ESR-Experiments lagen an der Driftkathode des Mikrostreifen-gaszählers  $-1200$  V an, an der Kathode und den beiden Rückseitenstreifen (im folgenden gelegentlich auch als  $Y$ -Streifen bezeichnet) jeweils  $-500$  V, die Anodenstreifen lagen auf Masse. Mit diesen Potentialen wurde ein Gasverstärkungsfaktor von einigen Hundert erreicht.

Die aus dem Abstand der einzelnen Anodenstreifen resultierende erreichbare  $X$ -Auflösung lag bei  $406 \mu\text{m}$ , genutzt wurde in der Datenanalyse jedoch aufgrund der geringen Zählrate und der damit verbundenen geringen Statistik in den einzelnen Kanälen des ADC's eine Auflösung von nur  $1.0$  mm. Hinsichtlich der während des Experiments bestimmten Halbwertsbreite, siehe Abb. 4.5, von  $3.15$  mm des im ESR umlaufenden  $^{187}\text{Re}$ -Strahls war diese Auflösung jedoch vollkommen ausreichend. Die Halbwertsbreite des  $^{187}\text{Re}$ -Strahls wurde bei einer Messung mit Wasserstoff-ähnlichem  $^{187}\text{Re}$  nach dem Stripping durch das interne Gastarget bestimmt<sup>(9)</sup>.

Der Energieverlust der  $347$  MeV/Nukleon  $^{187}\text{Re}$ -Kerne innerhalb des Gasvolumens des MSGC beträgt  $11.8$  MeV. Für eine möglichst gute Energieauflösung ist es nun von Nöten, daß die an der Kathode gemessene Pulshöhe unabhängig von der Zählrate ist<sup>(10)</sup>. Die Abhängigkeit der Pulshöhe von der Zählrate resultiert aus Raumladungseffekten, die durch die im vorigen Abschnitt beschriebene Aufladung des Glassubstrats verursacht werden. Dieser Effekt tritt bei großen Zählraten auf und wurde für Raten im Bereich zwischen  $700$  und  $2300$  Hz auf einer Detektorfläche von etwa  $8 \text{ mm}^2$  gemessen, siehe Abb. 4.6.

Die im Experiment relevanten Raten lagen hingegen bei nur  $100$  bis  $300$  Hz,

<sup>(9)</sup>Der Rückschluß vom abgebildeten Strahlfleck auf die Halbwertsbreite des umlaufenden Strahls ist aufgrund der 1:1 Abbildung der Gastarget-Position auf den Zähler möglich [Bos 96].

<sup>(10)</sup>Im Falle einer Zählraten-abhängigen Pulshöhe muß für eine gute Energieauflösung diese Abhängigkeit bestimmt und das gemessene Kathodenspektrum entsprechend korrigiert werden.

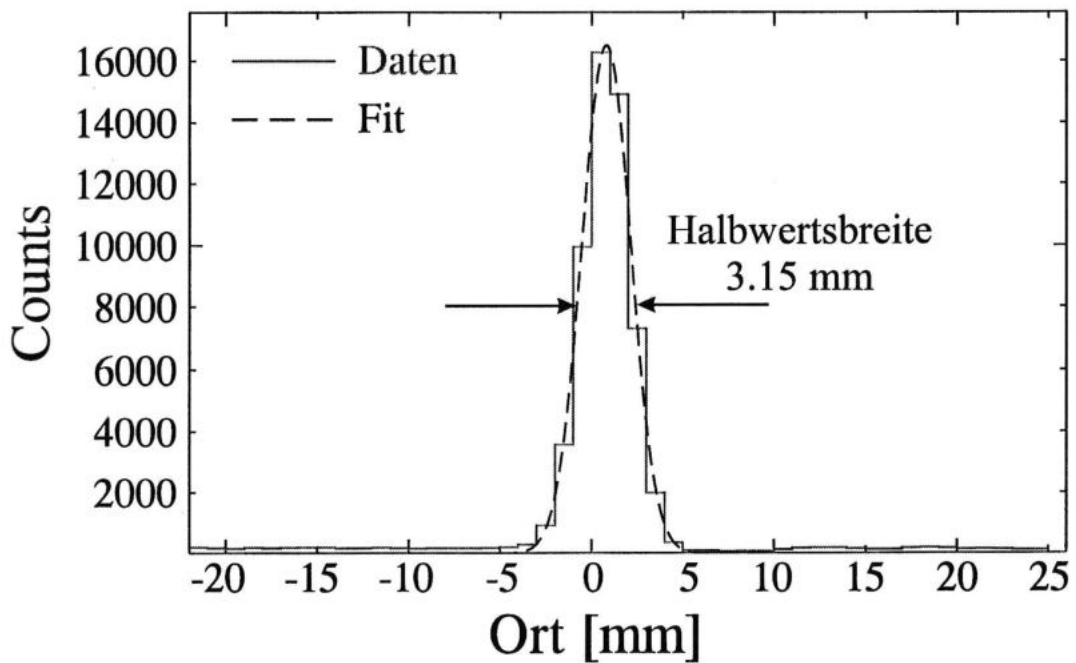


Abb. 4.5: Strahl-Halbwertsbreite von  $^{187}\text{Re}$ .

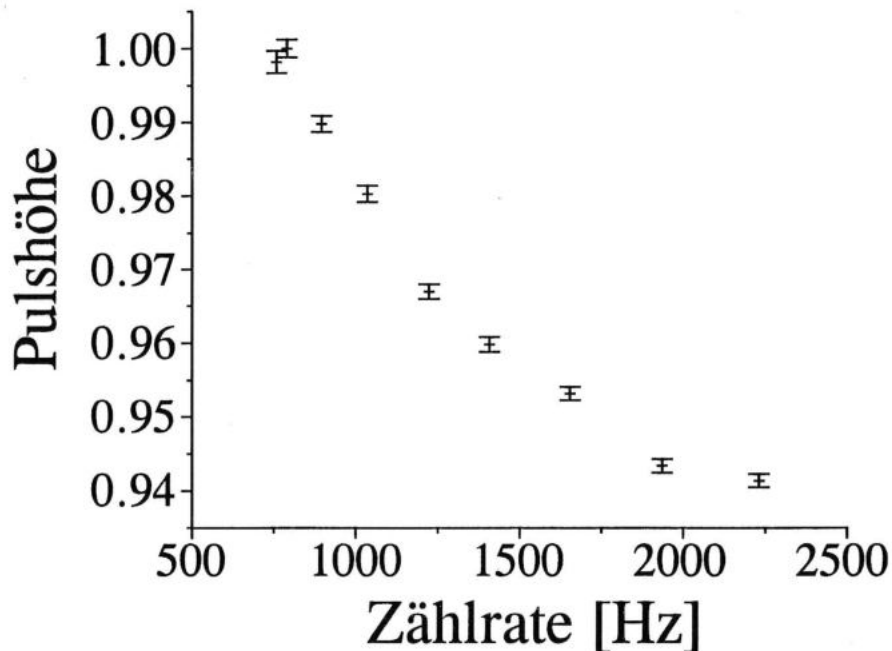
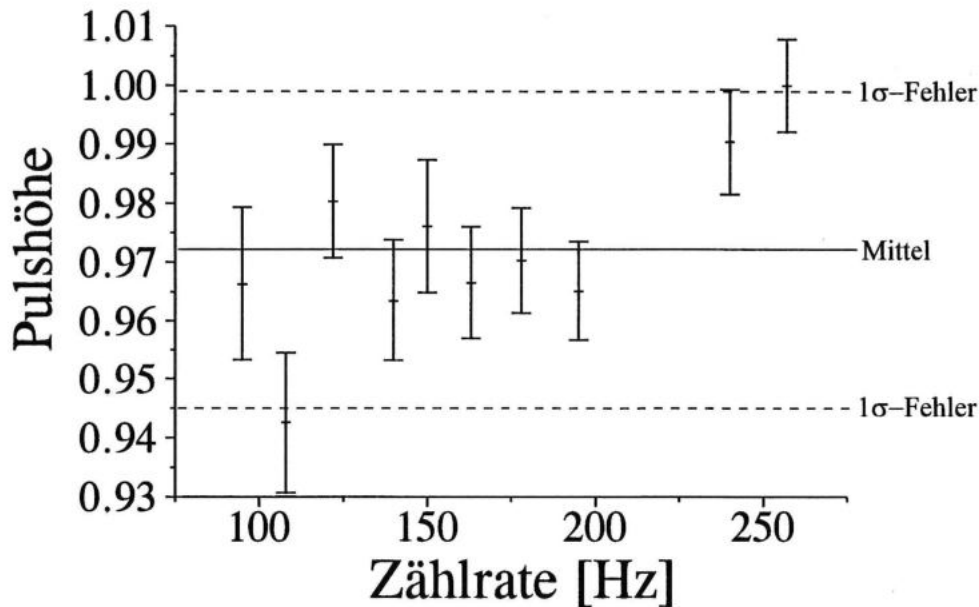


Abb. 4.6: Zählratenabhängigkeit der Kathodenpulshöhe des MSGC für große Zählraten. Die Raten beziehen sich dabei auf eine aktive Detektorfläche von  $8\text{ mm}^2$  (Strahlfleck).

verteilt auf etwa  $150 \text{ mm}^2$  (Detektorlänge  $\times$  Strahlbreite). Die in diesem Bereich auftretende Pulshöhenverteilung ist in Abb. 4.7 gezeigt. Wie man sieht, läßt sich nun keine Systematik zwischen der Pulshöhe und der Zählrate feststellen, die Pulshöhe schwankt unkorreliert um ihren Mittelwert, der  $1\sigma$ -Fehler (68% c.l.) beträgt 2.7%.



**Abb. 4.7:** Zählratenabhängigkeit der Kathodenpulshöhe des MSGC für kleine Zählraten. Die Raten beziehen sich auf eine aktive Detektorfläche von  $150 \text{ mm}^2$ .

Die gemessene Energie-Auflösung der Kathode liegt bei 16.5%. Diese Auflösung ist nicht mit der im folgenden zu besprechenden Ionisationskammer vergleichbar und wird deshalb nicht näher untersucht.

## 4.2 Die Ionisationskammer

Für das ESR-Experiment wurde zur Realisierung einer  $Z$ -Information im Rahmen dieser Arbeit eine Ionisationskammer aufgebaut, mit deren Hilfe eine möglichst gute  $\Delta E$ -Auflösung erzielt werden sollte. Der Zusammenhang zwischen dem Energieverlust  $\Delta E$  und dem Ladungszustand  $q$  ist durch die Bethe-Bloch-Formel [Mus 88] gegeben:

$$\frac{dE}{dx} = q^2 f(v), \quad (4.2.1)$$

wobei  $f(v)$  die Abhängigkeit des Energieverlusts von der Geschwindigkeit  $v$  beinhaltet. Diese Abhängigkeit kann im Experiment vernachlässigt werden, da die umlaufenden Teilchen durch Wechselwirkung mit den Kühlerelektronen alle die gleiche Geschwindigkeit besitzen (siehe Kapitel 3, Gl. (3.0.1)).

Aufgrund von Umladungsprozessen im Detektorvolumen ist der Ladungszustand der nachzuweisenden Ionen nicht konstant. Um dennoch eine Information über die Kernladungszahl zu bekommen, muß der Zähler groß oder klein gegen die Umladungslänge der nachzuweisenden Ionen sein. Im ersten Fall erreichen die Teilchen einen für die Kernladungszahl charakteristischen mittleren Ladungszustand  $q_{\text{eff}}$ . Für den Fall, daß die Zählerdicke ungefähr der Umladungslänge entspricht ist eine Identifikation verschiedener Kernladungszahlen nicht möglich, da die Wahrscheinlichkeit groß ist, daß ein das Zählvolumen durchquerendes Teilchen (mehrmals) umgeladen wird und somit keinen definierten Ladungszustand besitzt. Für kleine, bzw. dünne Zähler<sup>(11)</sup> hingegen sind Umladungen innerhalb des Zählvolumens unwahrscheinlich, die Teilchen werden hauptsächlich in ihrem anfänglichen Ladungszustand nachgewiesen und können somit aufgelöst werden. Für das im Experiment verwendete Argon/Isobutan-Gemisch beträgt die Umladungslänge etwa 10 cm [Ste 94]. Die Ionisationskammer ist 17 mm tief und damit also klein gegenüber der Umladungslänge. Unter der Annahme, daß nur (bzw. zumindest dominant) nackte Kerne ( $q = Z$ ) ins Zählervolumen gelangen kann Gleichung (4.2.1) auch vereinfacht in der Form

$$\Delta E \propto Z^2 \quad (4.2.2)$$

dargestellt werden. Für die Auflösung ergibt sich die Beziehung

$$\frac{\delta \Delta E}{\Delta E} = 2 \frac{\delta Z}{Z} \quad (4.2.3)$$

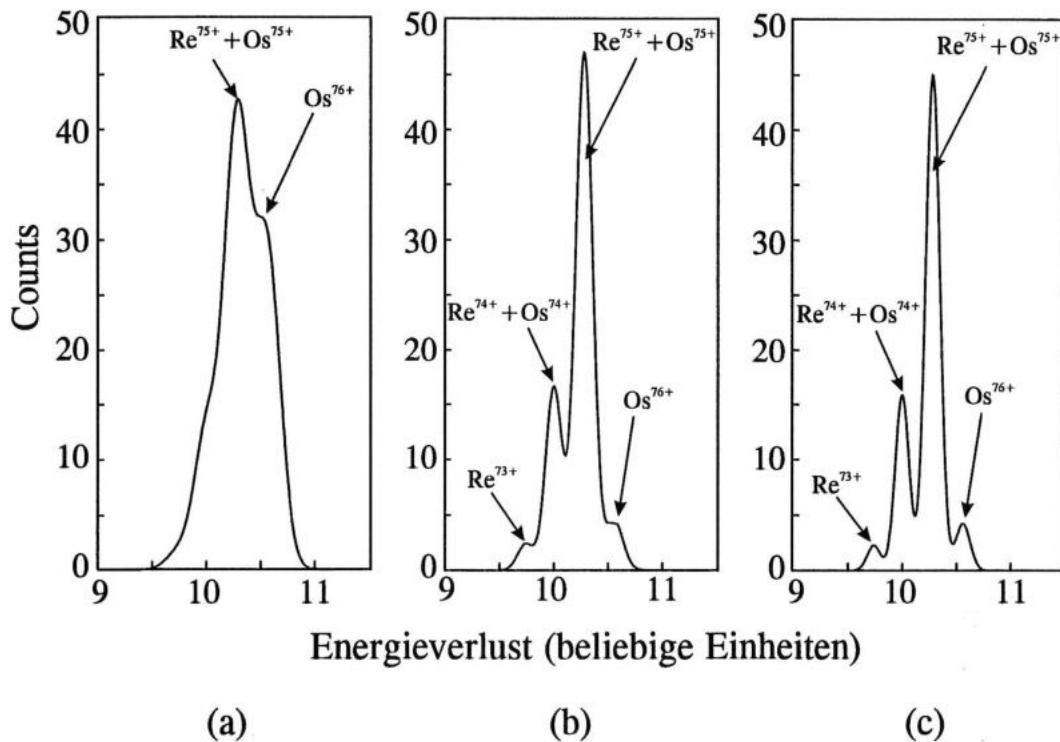
Für die Trennung zweier benachbarter Kerne in der Region  $Z = 75$  bedeutet dies für  $\delta Z = 1$  (FWHM) eine  $\Delta E$ -Auflösung von etwa 2.67%. Dies gilt jedoch nur für die Trennung zweier nackter Kerne. Im Falle des ESR-Experiments erreichen die Kerne das sensitive Detektorvolumen nicht vollständig im nackten Zustand. Das resultiert aus Umladungsprozessen, die in der 50  $\mu\text{m}$  dicken Eisenfolie

<sup>(11)</sup>Unter einem "dünnen" Zähler versteht man hier einen Detektor, der im vorgegebenen Energiebereich die Beziehung

$$\frac{dE}{dx} \Delta x \simeq \Delta E \quad \text{oder} \quad \Delta E \ll E$$

erfüllt, wobei  $\Delta x$  die Dicke des Zählers bezeichnet.

(das Eintrittsfenster der Detektortasche) stattfinden. Theoretische Berechnungen [Stö 95] ergaben, daß nur noch 71.5% aller Kerne nach dem Eintrittsfenster im nackten Zustand vorliegen, 25% sind Wasserstoff-ähnlich und 3.5% Helium-ähnlich. Dadurch kann bei einer Auflösung von 2.67% lediglich eine Schulter in der  $\Delta E$ -Messung identifiziert werden, siehe Abb. 4.8a. Die Auflösung der benachbarten Kerne  $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$  wird zusätzlich durch die erwartete ungleiche Häufigkeit der beiden Kerne in den Spektren erschwert. Ausgehend von einem realistischen  $^{187}\text{Re}$  zu  $^{187}\text{Os}$ -Verhältnis von 10:1 zeigen theoretische Abschätzungen, daß selbst bei einer  $\Delta E$ -Auflösung von 1.8% wieder nur eine Schulter in der Energieverlustmessung erkennbar ist (siehe Abb. 4.8b). Erst eine Auflösung von 1.5% ermöglicht unter diesen Bedingungen eine Identifizierung der einzelnen Kerne (bzw. Kernladungszustände), siehe Abb. 4.8c.



**Abb. 4.8:** Theoretischer Vergleich verschiedener Auflösungen und Nachweisfähigkeiten in der Ionisationskammer: (a)  $N_{\text{Re}}/N_{\text{Os}} = 1$ ,  $\Delta E/E = 2.67\%$ , (b)  $N_{\text{Re}}/N_{\text{Os}} = 10$ ,  $\Delta E/E = 1.8\%$  und (c)  $N_{\text{Re}}/N_{\text{Os}} = 10$ ,  $\Delta E/E = 1.5\%$ .

Nach dieser kurzen Diskussion der Probleme bei der  $Z$ -Identifizierung mittels einer Ionisationskammer soll nun der Aufbau der Kammer näher erläutert werden. Im Anschluß daran werden die erzielten Resultate am ESR sowie die Ergebnisse einer Vergleichsmessung am Münchner Tandem-Van de Graaff-Beschleuniger

besprochen. Die Betrachtung der Ionisationskammer wird geschlossen mit einer theoretischen Untersuchung der  $\Delta E$ -Auflösung dünner Zähler.

### 4.2.1 Konstruktion

Wegen der räumlich stark eingeschränkten Möglichkeiten der Taschendetektoren wurde eine Ionisationskammer mit Feld-parallelere Teilchentransmission gewählt (Hertz'sche Ionisationskammer [Her 78]). Das aktive Zählvolumen der Kammer betrug  $56 \times 26 \times 17 \text{ mm}^3$  ( $B \times H \times T$ ).

Der schematische Aufbau der Ionisationskammer ist in Abb. 4.9 zu sehen.

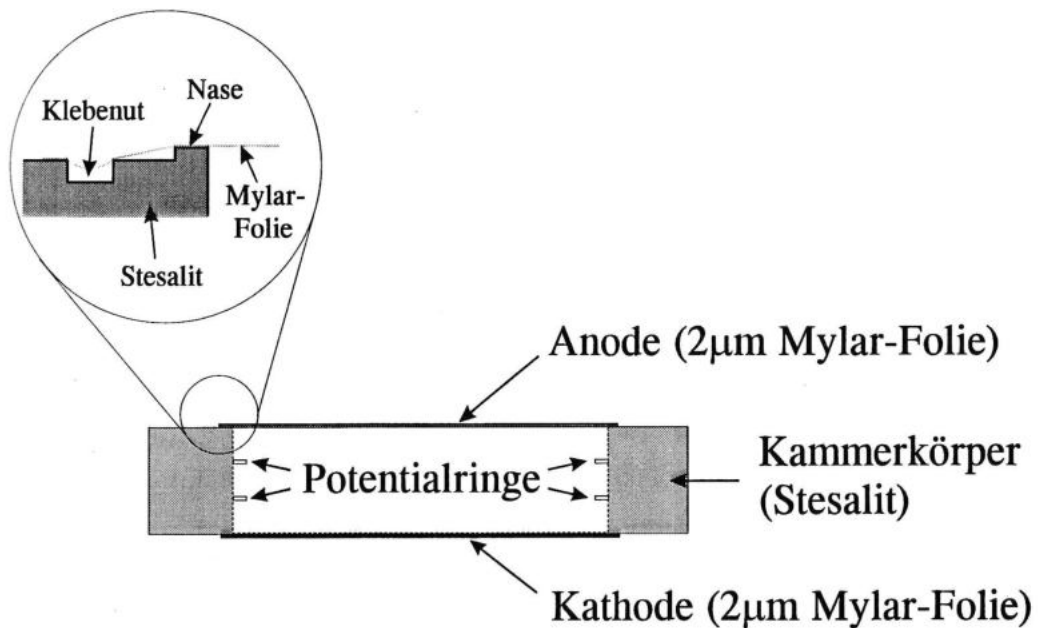


Abb. 4.9: Schematischer Aufbau der Ionisationskammer. Der Detailzeichnung kann die Definition der Elektrodenebenen entnommen werden.

Der Kammerkörper wurde aus STESALIT gefertigt, als Elektroden waren  $2 \mu\text{m}$  dicke einseitig aluminisierte Mylarfolien vorgesehen. Um eine möglichst hohe Parallelität der Folien und damit eine große Homogenität des Detektors zu gewährleisten, wurden diese über eine Nase gespannt und in einer dahinterliegenden Klebeut verklebt. Dies ist in der Detailzeichnung in Abb. 4.9 dargestellt. Bei der Fertigung des Kammerkörpers wurde auf eine hohe Präzision dieser die Elektrodenebenen definierenden Nasen geachtet. Die Höhendifferenz der gegenüberliegenden Nasen und damit die Abweichung von der Parallelität der Folien betrug weniger als  $20 \mu\text{m}$ .



Zur Feldhomogenisierung zwischen den Elektroden wurden zwei Potentialringe aus Messing in äquidistanten Abständen zu den Folien eingebaut. Die unmittelbare Beschaltung der Elektroden der Ionisationskammer sowie der Potentialringe ist in Abb. 4.10 gezeigt.

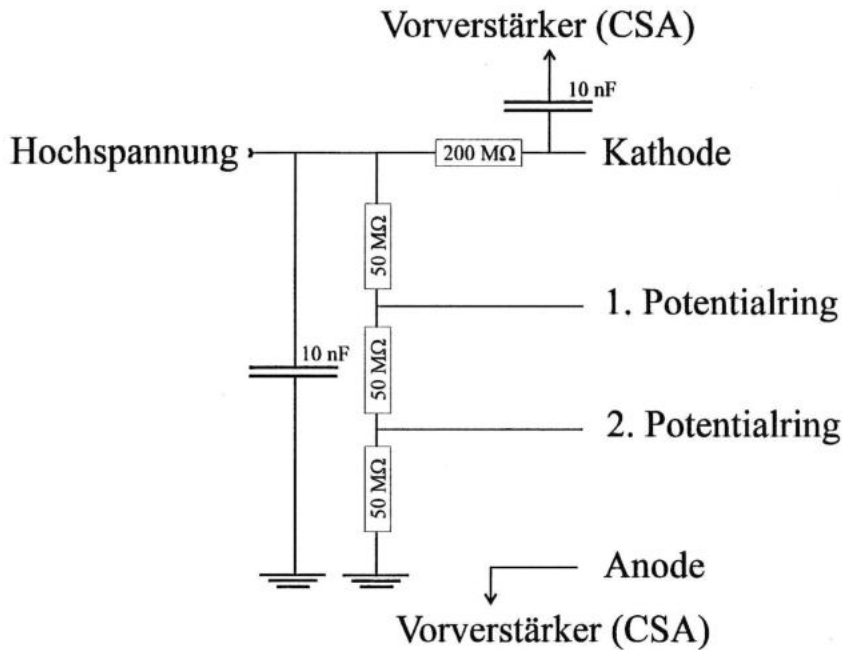


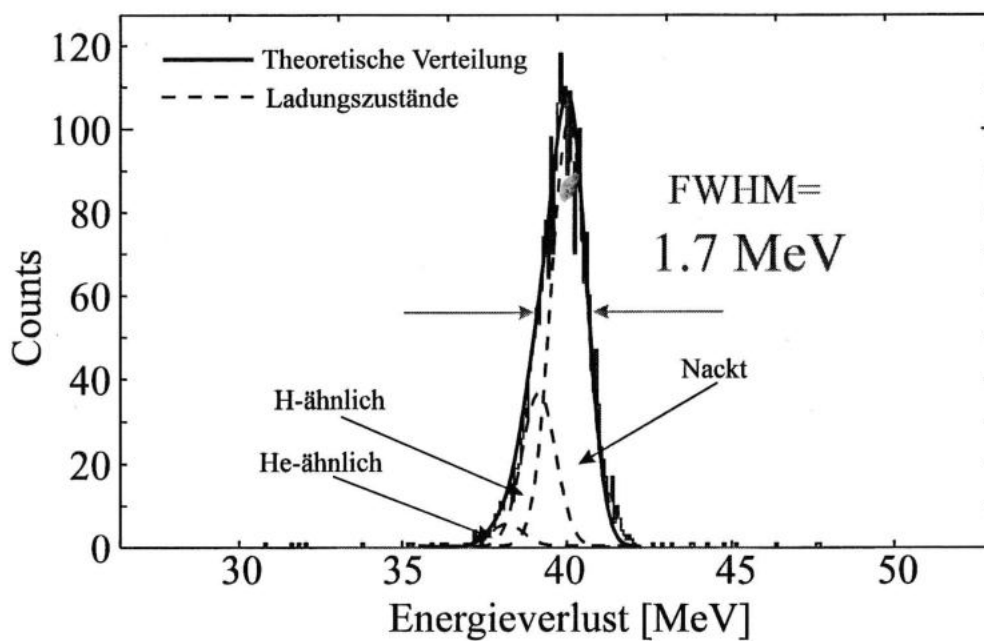
Abb. 4.10: Beschaltung der Ionisationskammer.

Die Anode wird dabei direkt ausgelesen, bei der Kathode muß wegen der anliegenden Hochspannung ( $-1700\text{ V}$ ) das Signal über einen Koppelkondensator ( $10\text{ nF}$ ) ausgewertet werden. In beiden Fällen werden wieder Mikro-CSA-Vorverstärker verwendet. Das an der Kathode anliegende Potential wird mittels einer Spannungsteilerschaltung aus drei  $50\text{ M}\Omega$ -Widerständen zusätzlich auf die Potentialringe verteilt. Die Hochspannung selbst wird, um Spannungsschwankungen zu dämpfen, über einen  $10\text{ nF}$ -Kondensator gefiltert.

#### 4.2.2 Einsatz der Ionisationskammer am ESR

Die maximal mögliche Auflösung der Ionisationskammer während des ESR-Experiments wurde bei einer Messung mit H-ähnlichem  $^{187}\text{Re}$  bestimmt. Auf diese Weise war gewährleistet, daß nach dem Stripping am Gastarget dominant nur ein Element, nämlich  $^{187}\text{Re}$ , den Zähler passiert. Es muß jedoch weiterhin die Ladungszustandsverteilung nach der Eisenfolie der Detektortasche berücksichtigt werden. Die gemessene Auflösung der Anode der Ionisationskammer beträgt

4.34% (FWHM). Rechnet man das auf einen einzelnen Ladungszustand<sup>(12)</sup> um, so ergibt sich eine erzielte Auflösung von 3.43%. Das Anodensignal sowie die angepaßte Verteilung (drei Gaußkurven mit den theoretischen Intensitäten [Stö 95]) sind in Abb. 4.11 gezeigt.



**Abb. 4.11:** Auflösung der Ionisationskammer für  $^{187}\text{Re}^{74+}$  (H-ähnlich) am ESR. Zusätzlich zum Meßspektrum (Histogramm) ist die theoretische  $E$ -Verlust-Verteilung (durchgezogene Linie) sowie die Verteilung der drei wesentlichen Ladungszustände (gestrichelte Linie) gezeigt.

Mit der im Experiment erreichten Auflösung war eine eindeutige  $Z$ -Identifikation benachbarter Kerne im Bereich  $^{187}\text{Re}$  nicht möglich. Dennoch konnte mittels der Ionisationskammer eine wesentliche Untergrundsreduktion erlangt werden. Dazu wurde das Anodensignal zunächst unter zwei verschiedenen Bedingungen akkumuliert:

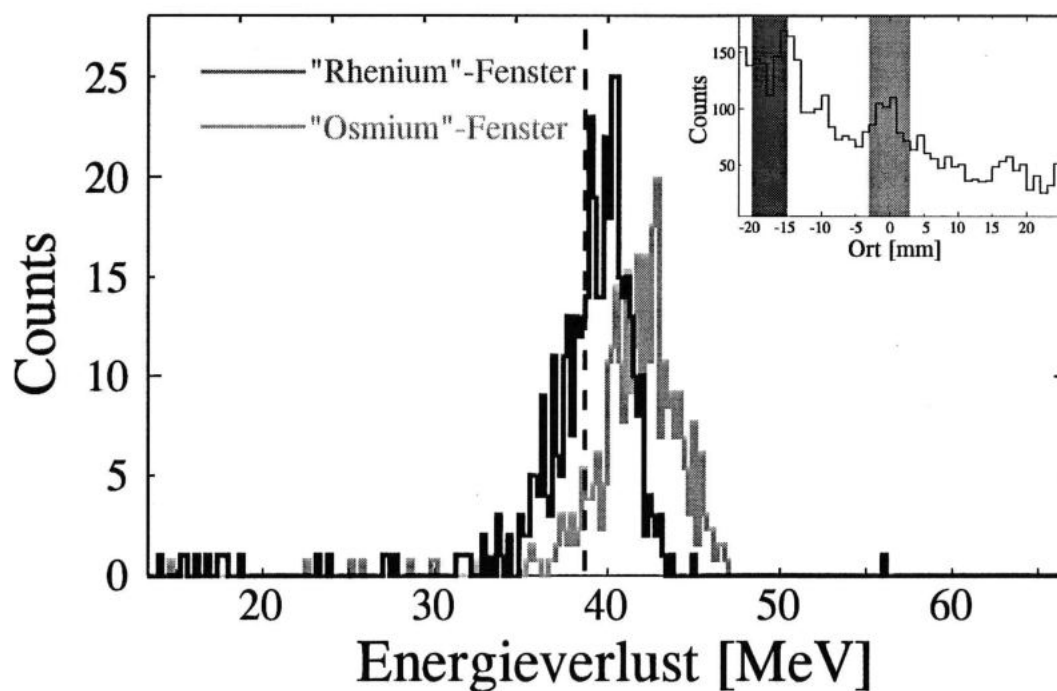
- (i) Die Teilchen werden in einem Ortsintervall ( $[-20, -15]$ ) nachgewiesen, in dem aufgrund der magnetischen Steifigkeit kein  $^{187}\text{Os}$  erwartet wird.

<sup>(12)</sup>Bei der Umrechnung wird eine Überlagerung dreier Gaußfunktionen (eine für jeden Ladungszustand) angesetzt. Die Breite der Einzelpeaks wird dann solange variiert, bis die resultierende Halbwertsbreite des Summenpeaks mit der gemessenen übereinstimmt. Die Rechtfertigung für die Annahme von Gaußfunktionen für jeden Ladungszustand wird in Abschnitt 4.2.4 geliefert.



- (ii) Die Teilchen werden im MSGC-Ortsspektrum in dem Bereich  $([-3,+3])$  detektiert, in dem das gestrippte  $^{187}\text{Os}$  erwartet wird.

Im ersten Fall wird dann vor allem  $^{187}\text{Re}$  erwartet<sup>(13)</sup>, im zweiten hingegen auch  $^{187}\text{Os}$ . Die daraus resultierenden Anodensignale sind in Abb. 4.12 dargestellt. Rechts oben ist ferner das Ortsspektrum mit den beiden Bedingungen unter denen das Anodensignal akkumuliert wurde gezeigt. Man erkennt eine Verschiebung der beiden Signale zueinander. Das wiederum wurde ausgenutzt, um eine untere Grenze für den Energieverlust der gesuchten Teilchen in der Analyse festzusetzen. Diese untere Grenze ist in Abb. 4.12 durch eine gestrichelte Linie angedeutet.



**Abb. 4.12:** Anodensignal der Ionisationskammer unter verschiedenen Orts-Bedingungen. Die beiden Orts-Bedingungen sind in dem kleinen Spektrum am rechten oberen Bildrand dargestellt (schattierte Bereiche). Ferner ist die untere Grenze der Energieverlust-Bedingung gezeigt (gestrichelt).

Die Wirkung einer solchen Bedingung an den Energieverlust ist am Beispiel eines Meßspektrums (Run #10) in Abb. 4.13 gezeigt. In Bild (a) ist dabei ein Ortsspektrum ohne jegliche Untergrundsunterdrückung zu sehen, in Bild (b) ist

<sup>(13)</sup>Das im Ortsspektrum nachgewiesene  $^{187}\text{Re}$  resultiert aus einer elastischen Streuung der Kerne am internen Gastarget. Die genaue Zusammensetzung des Ortsspektrums wird in Kapitel 6.3 ausführlich diskutiert.

ein Spektrum des gleichen Runs gezeigt, wobei hier, wie zuvor beschrieben, eine Diskriminierung des Untergrunds erzielt werden konnte.

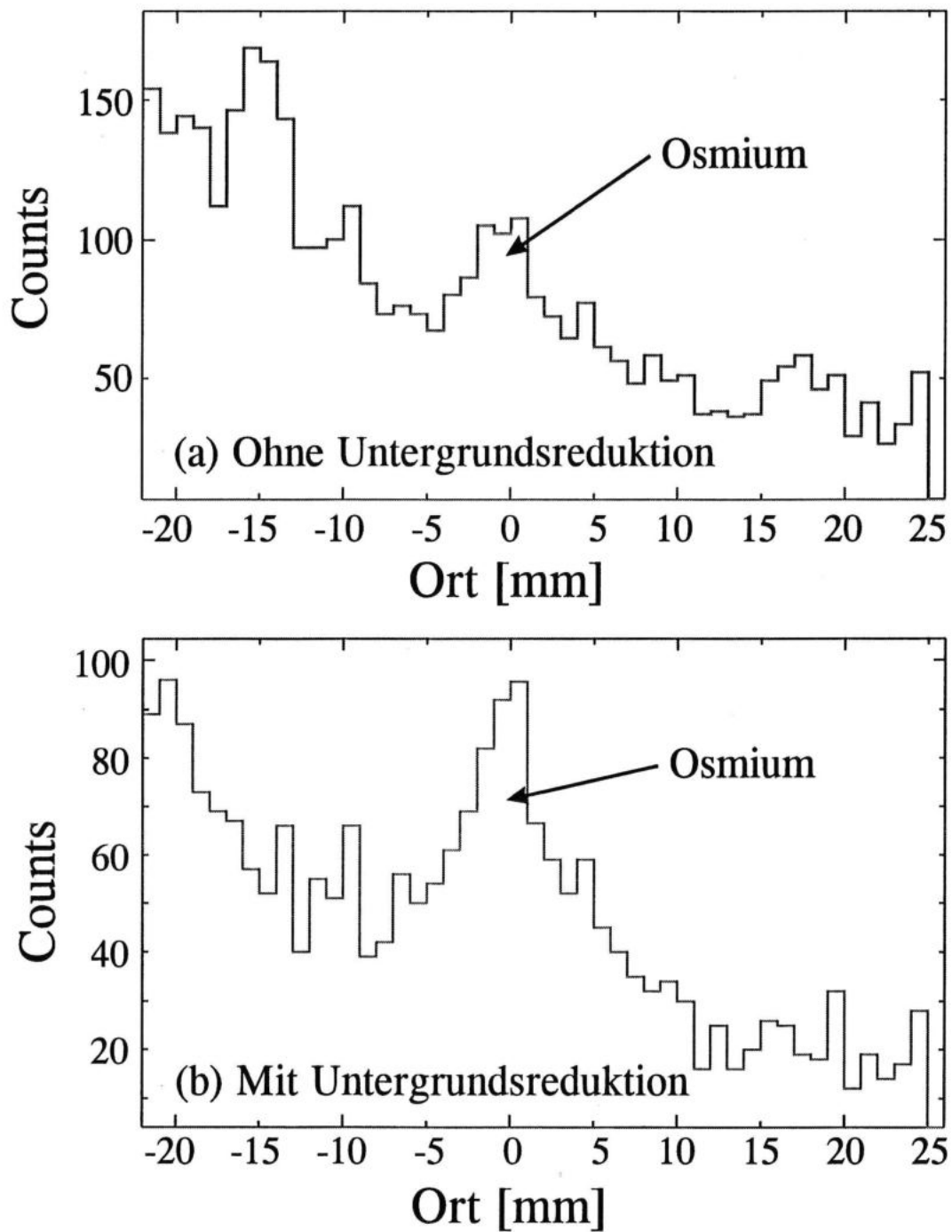


Abb. 4.13: Wirkung der Untergrunddiskriminierung auf ein Ortsspektrum (Run #10) mit Hilfe der Ionisationskammer.

Um zu klären, wodurch die Auflösung begrenzt ist, wurden weitere Untersuchungen durchgeführt, welche im folgenden näher beschrieben werden.

### 4.2.3 Test der Ionisationskammer am Münchner Tandem-Beschleuniger

Als möglicher Grund für das mangelnde Auflösungsvermögen der Kammer wurden Feldinhomogenitäten in Betracht gezogen. Solche Feldinhomogenitäten können, sofern einige Feldlinien auf den Potentialringen enden, zu einer unvollständigen Ladungssammlung führen. Derartige Inhomogenitäten sollten jedoch, wenn überhaupt, nur in den Randbereichen der Ionisationskammer auftreten. Ein Hinweis darauf, daß der im ESR umlaufende Strahl den eingesetzten Detektor in diesen Randbereichen trifft, lieferte das Rückseitensignal des Mikrostreifengaszählers: Für die Messungen mit H-ähnlichem  $^{187}\text{Re}$ , und somit vermutlich auch für  $^{187}\text{Os}$  in den Brutmessungen, sprach ausschließlich der obere Y-Streifen an.

Aus diesem Grund wurde die Auflösung der Kammer am Münchner Tandem-Van de Graaff-Beschleuniger ortsabhängig untersucht. Der Versuchsaufbau in der Schwerionen-Streukammer "Klein Emma" ist in Abb. 4.14 skizziert.

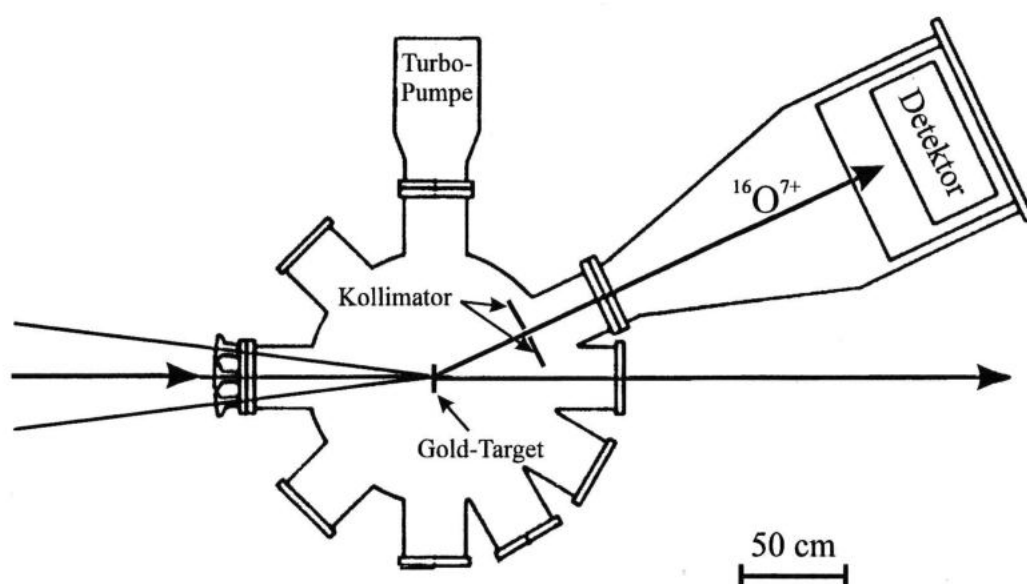


Abb. 4.14: Experimentaufbau am Münchner Tandem-Beschleuniger. Zu sehen ist die Anordnung des Targets, des Kollimators sowie des Detektors in der Schwerionen-Streukammer "Klein Emma".

Der  $^{16}\text{O}^{7+}$ -Strahl ( $104\text{ MeV}$ )<sup>(14)</sup> wird dabei an einem Goldtarget ( $200\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) gestreut, wodurch der Strahl über das Eintrittsfenster des Detektors aufgefächert wird. Durch einen Kollimator im Strahlengang zwischen Goldtarget und Detektor wird ein schmaler  $X$ -Bereich des Detektorvolumens ausgewählt. Um nun eine Information über die Ortsabhängigkeit der Auflösung sowie der Pulshöhe zu erhalten, wird das Ionisationskammersignal (Energieverlustsignal) in Koinzidenz mit einem in  $Y$ -Richtung auflösenden Silizium-Streifen-Detektor bestimmt. Der Strahlengang ist schematisch in Abb. 4.15 dargestellt.

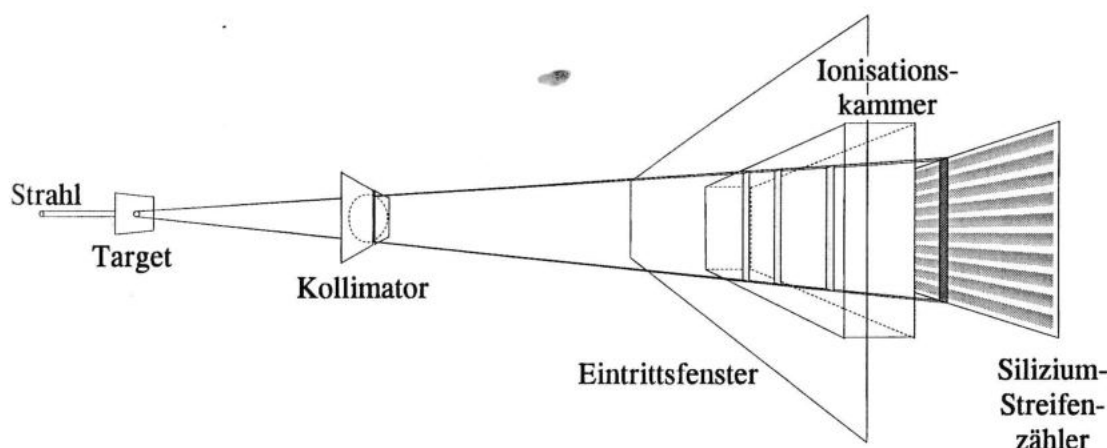


Abb. 4.15: Strahlengang beim Test der Ionisationskammer.

Die gemessene Pulshöhe zeigte keine  $Y$ -Abhängigkeit. Ferner ergab sich eine über das gesamte Detektorvolumen homogene Auflösung, die Abweichungen der gemessenen Signale von der resultierenden mittleren Halbwertsbreite betragen weniger als  $3.5\%$  ( $\delta(\text{FWHM})/\text{FWHM}$ ).

Im Anschluß an die Strahlzeit wurde die Feldverteilung in der Ionisationskammer auch auf theoretischem Wege mit Hilfe von CSP<sup>(15)</sup>-Rechnungen bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb. 4.16 dargestellt.

Aufgrund der experimentellen und theoretischen Resultate konnten damit Feldinhomogenitäten als begrenzender Parameter der Auflösung ausgeschlossen werden.

<sup>(14)</sup>Der in der Ionisationskammer nachgewiesene Energieverlust der  $^{16}\text{O}$ -Ionen liegt dabei in der gleichen Größenordnung wie der Energieverlust der  $^{187}\text{Re}$ -Kerne während des ESR-Experiments.

<sup>(15)</sup>CSP = Charge Simulation Program. Es handelt sich dabei um ein am Worcester Polytechnic Institute entwickeltes Programm, mit dessen Hilfe Feldverteilungen in elektrostatischen Problemen berechnet werden können [CSP 93].

Die am Tandem-Beschleuniger gemessene Auflösung der Ionisationskammer betrug 2.0%<sup>(16)</sup> (siehe Abb. 4.17), womit bautechnische Fehler als Ursache für die schlechtere Auflösung am ESR ebenfalls nicht in Frage kommen.

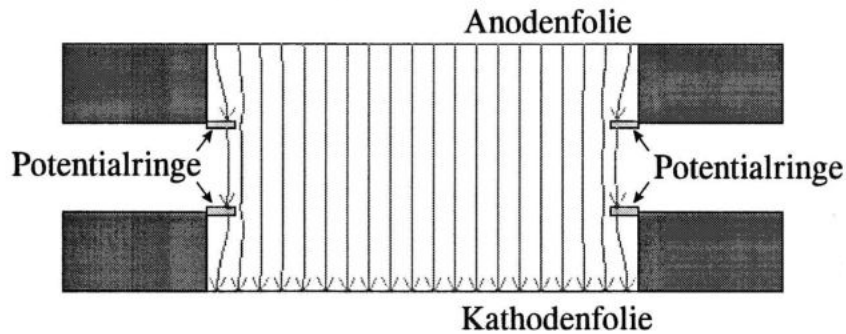


Abb. 4.16: Theoretische Feldverteilung in der Ionisationskammer.

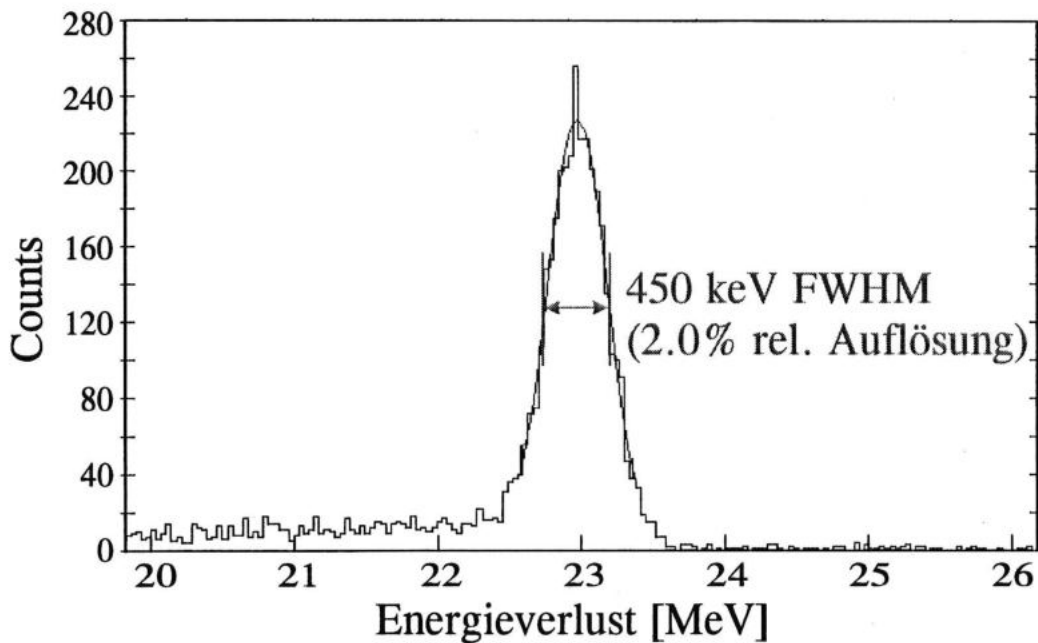


Abb. 4.17: Auflösung der Ionisationskammer am Tandem-Beschleuniger.

<sup>(16)</sup>Es ist zu beachten, daß im Vergleich zum ESR-Experiment nur etwa halb soviel Energie deponiert wurde.

#### 4.2.4 Theoretische Untersuchung der Energie-Auflösung dünner Zähler

Nachdem Feldinhomogenitäten sowie bautechnische Fehler ausgeschlossen werden konnten, wurde der Energie-Verlust in der Ionisationskammer auf theoretischem Wege untersucht. Dabei wurde berücksichtigt, daß bei der Transmission relativistischer Schwerionen durch dünne Zähler  $\delta$ -Elektronen<sup>(17)</sup> erzeugt werden, die eine hohe Wahrscheinlichkeit besitzen aus dem Zählervolumen zu entkommen und zu einem vergrößerten Energie-Straggling führen. Die durchgeführten Betrachtungen stützen sich auf die Vavilov-Distribution [Bad 73, Ada 75] sowie einige experimentelle Befunde, die mit dieser Verteilung verglichen wurden [Nag 81, Nag 82].

Im Rahmen der theoretischen Behandlung wird ein Entscheidungsparameter  $\chi'$  bestimmt, der die Form der jeweiligen Energieverlust-Verteilung festlegt. Im Falle der Ionisationskammer ergab sich daraus eine Gauß-förmige Verteilung des Energieverlustes, die berechnete Auflösung für einen Ladungszustand beträgt 3.56%. Dieser Wert kommt der im Experiment gemessenen Auflösung (3.43%) sehr nahe. Die im Experiment beobachtete begrenzte Auflösung ist also eine Folge der aus dem Zählvolumen entkommenden  $\delta$ -Elektronen, d.h. sie ist auf Energieverlust-Streuung zurückzuführen.

Die Berechnung der Vavilov-Distribution erfolgte mit Hilfe des Programms `vavilov`<sup>(18)</sup>, welches im Anhang B ausführlich beschrieben wird.

---

<sup>(17)</sup> $\delta$ -Elektronen sind hochenergetische Elektronen, die durch die Projektionen aus tief gebundenen Zuständen in den Targetatomen freigesetzt werden.

<sup>(18)</sup>Das Programm wurde in Anlehnung an den Programm-Code von [Ada 75] im Rahmen dieser Arbeit entwickelt.



## 5. Theorie zur Auswertung

In diesem und den nächsten beiden Kapiteln wird aufgezeigt werden, in welcher Weise aus den gemessenen Daten eine Zerfallskonstante für nacktes  $^{187}\text{Re}$  extrahiert werden konnte. Dazu werden in diesem Kapitel zunächst die theoretischen Grundlagen für die Bestimmung der gesuchten Zerfallskonstante dargestellt. Im nächsten Kapitel werden dann die notwendigen Messungen sowie ihre jeweiligen Ergebnisse vorgestellt.

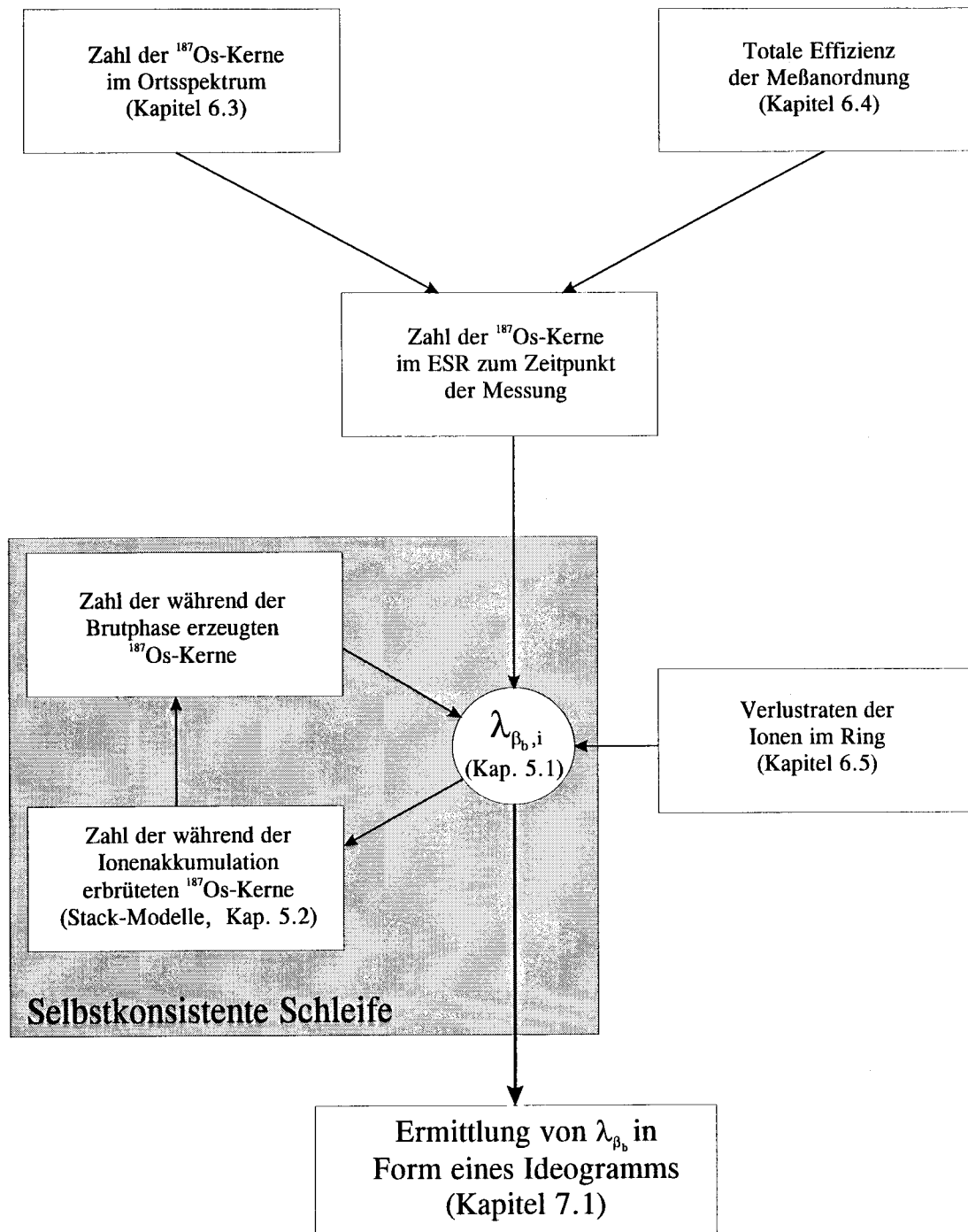
Das Zusammenwirken der für die Bestimmung der Zerfallskonstanten wesentlichen Größen ist in Form eines Flußdiagramms in Abb. 5.1 übersichtlich dargestellt. Der schattierte Bereich kennzeichnet eine in diesem Kapitel diskutierte, selbstkonsistente Berücksichtigung des bereits während des Füllvorgangs erbrüteten Anteils  $^{187}\text{Os}$  in der Gesamtzahl der  $^{187}\text{Os}$ -Kerne im Ring.

Die Selbstkonsistenz bietet sich an dieser Stelle an, da zum einen die Rahmenbedingungen beim Füllvorgang von denen während der Brutphase abweichen<sup>(1)</sup> und zum anderen das Ionen-Stacking nicht einheitlich für alle Messungen beschrieben werden kann. Eine direkte Berechnung der Zerfallskonstanten würde schnell unübersichtlich werden und müßte zudem individuell für jede Messung durchgeführt werden.

Mit Hilfe geeigneter Modelle kann man aber die Anzahl der im Laufe der Stack-Phase erzeugten  $^{187}\text{Os}$ -Ionen in Abhängigkeit von  $\lambda_{\beta_b}$  berechnen. Wie im Flußdiagramm Abb. 5.1 gezeigt ist, wird zunächst die Zerfallskonstante unter Vernachlässigung des während der Ionenakkumulation erbrüteten  $^{187}\text{Os}$  bestimmt. Diese Zerfallskonstante benutzt man zur Berechnung der vor der Brutphase entstandenen  $^{187}\text{Os}$ -Kerne und bestimmt damit eine neue Anzahl von  $^{187}\text{Os}$ -Ionen, die während der Brutzeit gebildet wurden. Aus dieser Zahl wird ein neues  $\lambda_{\beta_b}$  errechnet, anschließend der Stack-Beitrag neu bestimmt, usw.. Diese Schleife wird abgebrochen, sobald die Änderung des Stack-Beitrages unter 0.1% gefallen ist. Der Beitrag der Ionenakkumulation wurde somit iterativ berücksichtigt.

---

<sup>(1)</sup>Der Kühlerstrom ist z.B. höher, um eine gute Kühlung der gerade injizierten Ionen zu gewährleisten, die Zähler sind während der Ionenakkumulation aus dem Ring gefahren, usw..



**Abb. 5.1:** Flußdiagramm zur Auswertung. Dargestellt sind die wichtigsten Eingangsparemeter zur Bestimmung der Zerfallskonstante von nacktem  $^{187}\text{Re}$ .

In dieser Weise konnte für insgesamt zehn unabhängige Messungen ("Runs") die Zerfallskonstante  $\lambda_{\beta_b, i}$  ermittelt werden. Die Bestimmung von  $\lambda_{\beta_b}$  aus den einzelnen Einzelresultaten sowie die zugehörige Fehlerdiskussion ist in Kapitel 7 beschrieben.

### 5.1 Berechnung von $\lambda_{\beta_b}$

Während der Brutzeit liegen im ESR konstante Bedingungen vor, so daß das Zeitverhalten der verschiedenen Ionensorten im Ring (hier  $^{187}\text{Re}$  und  $^{187}\text{Os}$ ) über folgende einfache Ratengleichungen beschrieben werden kann:

$$\dot{N}_{\text{Re}}(t) = -N_{\text{Re}}(t)\lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}} \tag{5.1.1}$$

$$\dot{N}_{\text{Os}}(t) = N_{\text{Re}}(t)\lambda_{\beta_b} - N_{\text{Os}}\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}} \tag{5.1.2}$$

mit den totalen Verlustraten der Ionen im Ring

$$\lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}} = \lambda_{\text{Re}}^{\text{RR}} + \lambda_{\text{Re}}^{\text{WW}} + \lambda_{\beta_b} ,$$

$$\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}} = \lambda_{\text{Os}}^{\text{RR}} + \lambda_{\text{Os}}^{\text{WW}} .$$

Hierbei beschreibt nun  $\lambda_{\text{Re,Os}}^{\text{RR}}$  <sup>(2)</sup> die Ionen-Verluste durch Strahlungseinfang im Elektronen-Kühler und  $\lambda_{\text{Re,Os}}^{\text{WW}}$  die Abnahme des Ionenstroms durch Wechselwirkung (WW) der Ionen mit dem Restgas. Für  $^{187}\text{Re}$  sind diese Verluste (deutlich etwa 5 Größenordnungen) größer, als die Abnahme der  $^{187}\text{Re}$ -Kerne durch gebundenen Beta-Zerfall:  $\lambda_{\beta_b} \ll \lambda_{\text{Re}}^{\text{RR}} + \lambda_{\text{Re}}^{\text{WW}}$ . Aus diesem Grund kann und wird diese Verlustrate für  $^{187}\text{Re}$  im folgenden vernachlässigt.

Gleichung (5.1.1) kann unter Berücksichtigung der Randbedingung  $N_{\text{Re}}(0) = N_{\text{Re},0}$  <sup>(3)</sup> integriert werden:

$$N_{\text{Re}}(t) = N_{\text{Re},0}e^{-\lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}}t} . \tag{5.1.3}$$

Unter Einbeziehung dieses Ergebnisses kann Gleichung (5.1.2) mittels Variation

<sup>(2)</sup> RR = "Radiative Recombination". Unter radiativer Rekombination versteht man den Einfang freier Elektronen.

<sup>(3)</sup>  $N_{\text{Re},0}$  ist dabei der Ionenstrom im Ring nach Beendigung der Ionenakkumulation.

Ein-

der Konstanten [Bro 89] gelöst werden. Dazu geht man von folgendem Ansatz aus:

$$N_{\text{Os}}(t) = C(t)e^{-\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}t}. \quad (5.1.4)$$

Einsetzen in (5.1.2) und Auflösen nach  $\dot{C}(t)$  liefert

$$\dot{C}(t) = N_{\text{Re},0}\lambda_{\beta_b}e^{\Delta\lambda t}, \quad (5.1.5)$$

wobei  $\Delta\lambda = \lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}} - \lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}} \neq 0$  ist.

Gleichung (5.1.5) kann unter Berücksichtigung der Randbedingung  $N_{\text{Os}}(0) = N_{\text{Os},0}$ <sup>(4)</sup> integriert und anschließend in (5.1.4) eingesetzt werden:

$$N_{\text{Os}}(t) = N_{\text{Os},0}e^{-\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}t} + N_{\text{Re},0}\frac{\lambda_{\beta_b}}{\Delta\lambda}\underbrace{\left[e^{-\lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}}t} - e^{-\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}t}\right]}_{=e^{-\lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}}t}[1-e^{-\Delta\lambda t}]}. \quad (5.1.6)$$

Definiert man einen Korrekturfaktor  $K$

$$K = \left(\frac{1 - e^{-\Delta\lambda t}}{\Delta\lambda t}\right)^{-1}, \quad (5.1.7)$$

der für  $\Delta\lambda t \ll 1$  gegen 1 geht (siehe Tab. 7.1), so erhält man für die Zerfallskonstante des gebundenen  $\beta$ -Zerfalls von  $^{187}\text{Re}$  im *Laborsystem*

$$\lambda_{\beta_b}^{\text{Lab}} = \frac{N_{\text{Os}}(t) - N_{\text{Os},0}e^{-\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}t}}{N_{\text{Re}}(t)t} K. \quad (5.1.8)$$

Die entsprechende Zerfallskonstante im Ruhesystem vom  $^{187}\text{Re}$  ist dann

$$\lambda_{\beta_b} = \gamma\lambda_{\beta_b}^{\text{Lab}}. \quad (5.1.9)$$

## 5.2 Ionenakkumulation

Im folgenden wird nun die Berücksichtigung des bereits während des Füllvorgangs erbrüteten  $^{187}\text{Os}$  diskutiert.

Die Ionenakkumulation erfolgt nur selten in idealer Weise. Dies resultiert unter anderem aus einer schwankenden Effizienz der Ionenquelle sowie aus Schwierigkeiten beim Transfer und der Injektion der Ionen in den ESR. Um dennoch

<sup>(4)</sup> $N_{\text{Os},0}$  bezeichnet die Anzahl der während der Ionenakkumulation erbrüteten  $^{187}\text{Os}$ -Kerne, d.h. also die Anzahl der zu Beginn des Brutprozesses bereits vorhandenen  $^{187}\text{Os}$ -Ionen.

Die möglichst genaue Information über die beim Stacking erzeugten  $^{187}\text{Os}$ -Ionen zu erhalten, wurden drei Modelle entwickelt, mittels derer die einzelnen Akkumulationsverläufe gut reproduziert werden. Im folgenden werden diese Modelle ausführlich vorgestellt.

### 5.2.1 Idealer Stack

Für den Fall eines idealen Füllvorgangs wird die zeitliche Änderung der  $^{187}\text{Re}$ - und  $^{187}\text{Os}$ -Kerne durch die folgenden Ratengleichungen beschrieben:

$$\dot{N}_{\text{Re}}(t) = G - \lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}} N_{\text{Re}}(t) \quad (5.2.1)$$

$$\dot{N}_{\text{Os}}(t) = \lambda_{\beta} N_{\text{Re}}(t) - \lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}} N_{\text{Os}}(t), \quad (5.2.2)$$

mit

$$G = \frac{\text{Anzahl der in den ESR eingeschossenen Ionen}^{(5)}}{\text{Zeit } t}.$$

Obwohl während des Stackings im wesentlichen die gleichen Verlustprozesse wie in der Brutphase auftreten, sind  $\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}$  und  $\lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}}$  gegenüber den Verlustraten des vorigen Abschnitts erhöht. Dies resultiert daraus, daß während der Ionenakkumulation der Kühlerstrom 250 mA (anstatt 20 mA wie in der Brutphase) beträgt, um eine gute Phasenraumkomprimierung zu erlangen. Durch den erhöhten Kühlerstrom wird die Wahrscheinlichkeit für RR-Prozesse deutlich erhöht und damit auch die Verlustraten.

Zusammen mit der Randbedingung

$$N_{\text{Re}}(0) = 0 \quad (5.2.3)$$

läßt sich als Lösung von Gl. (5.2.1)

$$N_{\text{Re}}(t) = \frac{G}{\lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}}} (1 - e^{-\lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}} t}). \quad (5.2.4)$$

<sup>(5)</sup> An dieser Stelle muß darauf hingewiesen werden, daß diese Definition von  $G$  nur eine Näherung darstellt. Genaugenommen erfolgt das Stacking der Ionen im Ring nicht linear, sondern paketweise. Da jedoch viele dieser "Pakete" (etwa Hundert) benötigt werden, um den gewünschten Ionenstrom im Ring zu erreichen, ist eine kontinuierliche Näherung vertretbar.

Setzt man das in Gl. (5.2.2) ein und berücksichtigt die Randbedingung

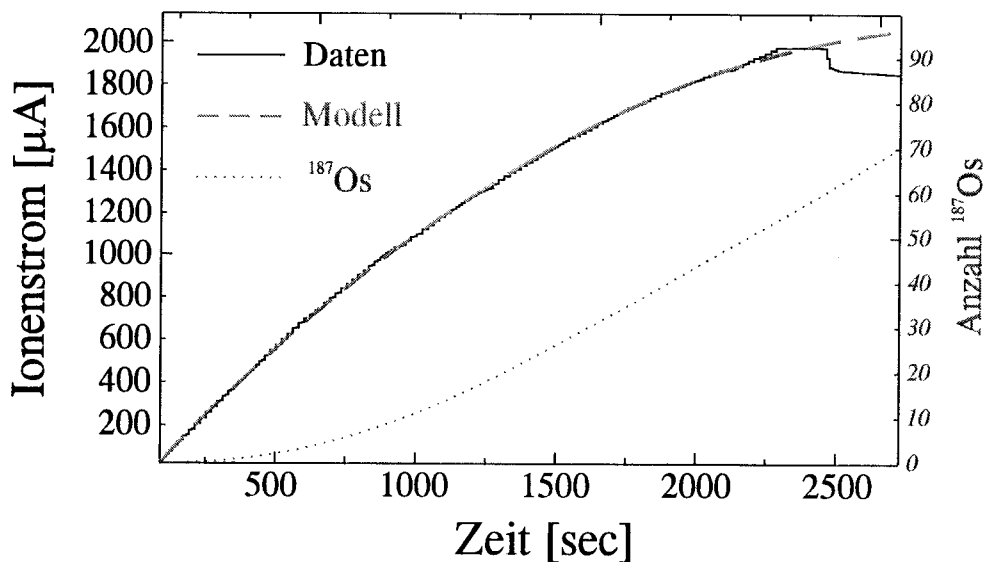
$$N_{\text{Os}}(0) = 0, \quad (5.2.5)$$

so findet man

$$N_{\text{Os}}(t) = \frac{\lambda_{\beta_b} G}{\lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}}} e^{-\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}} t} \left[ \frac{1}{\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}} (e^{\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}} t} - 1) - \frac{1}{\Delta\lambda} (e^{\Delta\lambda t} - 1) \right], \quad (5.2.6)$$

wobei  $\Delta\lambda = \lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}} - \lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}} \neq 0$  ist.

In Abb. 5.2 wird das Modell eines idealen Stacks mit den realen Daten verglichen. Das Modell wurde bei Run #7 und #9 angewendet.



**Abb. 5.2:** Vergleich des während des Stackings gemessenen Ionenstromes mit dem Modell eines idealen Stacks (die Daten entstammen Run #7). Es ist eine gute Übereinstimmung zu erkennen. Ferner ist die Zunahme des bereits während der Ionenakkumulation erbrüteten  $^{187}\text{Os}$  näherungsweise dargestellt.

Kurz nach Ende des Füllvorgangs ist eine deutliche Stufe in der Ionenstromkurve zu erkennen. Dies ist auf die Zählereinfahrt zurückzuführen, wodurch der Anteil Wasserstoff-ähnlichen Rheniums ( $^{187}\text{Re}^{74+}$ ) vernichtet wurde<sup>(6)</sup>. Die Verringerung des nackten  $^{187}\text{Re}$  durch radiative Rekombination und die damit ver-

<sup>(6)</sup>Das Wasserstoff-ähnliche  $^{187}\text{Re}^{74+}$  entsteht durch radiative Rekombination der nackten Kerne. Diese Rekombination findet vor allem im Elektronen-Kühler statt. Durch die vom nackten  $^{187}\text{Re}^{75+}$  abweichende magnetische Steifigkeit liegt die Umlaufbahn des H-ähnlichen  $^{187}\text{Re}^{74+}$  weiter außen. Diese Bahn wird von den eingefahrenen Zählern unterbrochen.



bedingene geringere Produktion von H-ähnlichem  $^{187}\text{Os}$  wird in diesem und den beiden folgenden Stack-Modellen jeweils durch einen multiplikativen Faktor<sup>(7)</sup> berücksichtigt, der sich aus dem Verhältnis der Ionenströme vor und nach der Zählereinfahrt ergibt.

Analog zum H-ähnlichen  $^{187}\text{Re}^{74+}$  entsteht natürlich auch  $^{187}\text{Os}^{74+}$  (He-ähnlich) und zusätzlich, durch Stripping am Restgas, nacktes  $^{187}\text{Os}^{76+}$ . Diese Verluste werden allgemein im Stack-Modell durch  $\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}$ <sup>(8)</sup> berücksichtigt.

### 5.2.2 Linearer Stack

Für den Fall, daß die Ionen-Akkumulation abgebrochen wurde, bevor der Ionenstrom einen Sättigungseffekt zeigt (d.h. solange also der Füllvorgang durch eine Gerade genähert werden kann, siehe Abb. 5.3), wird die Näherung eines linearen Stacks verwendet. Hierzu wird die  $e$ -Funktion in Gl. (5.2.4) bis zum linearen Term entwickelt (es gilt weiterhin die Randbedingung (5.2.3)), womit sich

$$N_{\text{Re}}(t) = Gt \quad (5.2.7)$$

ergibt. Gl. (5.2.7) kann nun in die Ratengleichung (5.2.2) eingesetzt werden und unter Berücksichtigung der Randbedingung (5.2.5) erhält man schließlich

$$N_{\text{Os}}(t) = \frac{\lambda_{\beta_b} G}{(\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}})^2} \left[ e^{-\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}} t} + \lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}} t - 1 \right]. \quad (5.2.8)$$

Die Näherung des linearen Stackings erwies sich für Run #2, #3 und #5 als vernünftig.

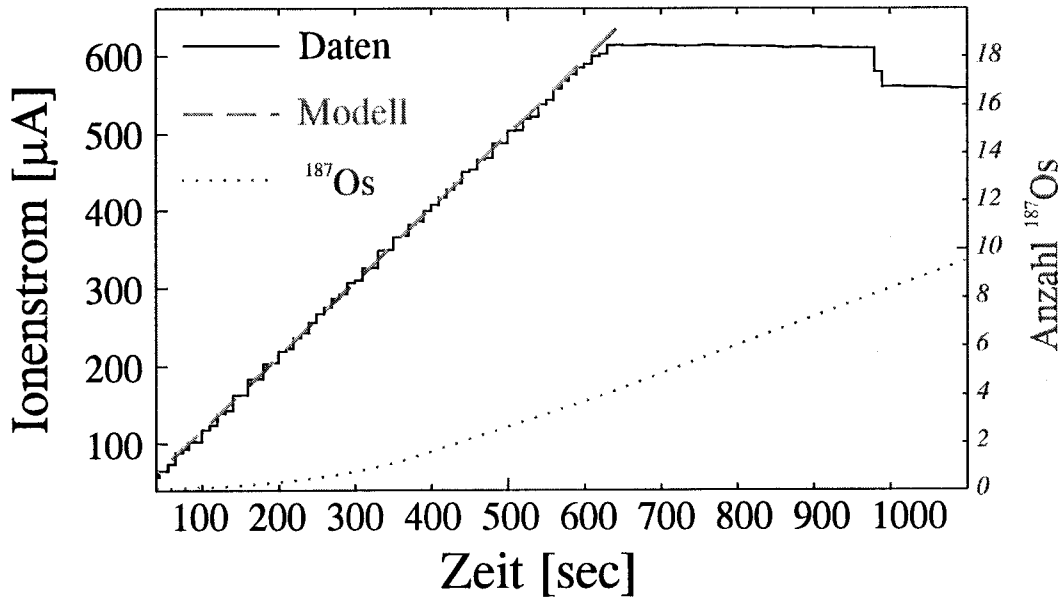
Die Abnahme des Ionenstroms durch die Zählereinfahrt wurde analog zum vorigen Abschnitt berücksichtigt.

### 5.2.3 Realer Stack

Um dem Verlauf eines realen Stacks gerecht zu werden, müßte man eigentlich für jeden Akkumulationsvorgang individuell eine zeitabhängige Zuwachsrates  $G = G(t)$  bestimmen. Es zeigt sich jedoch, daß der Verlauf einer realen Ionenakkumulation gut durch eine Aneinanderreihung mehrerer linearer Stacks beschrieben

<sup>(7)</sup>Die Verwendung eines multiplikativen Faktors impliziert die Annahme, daß die Zunahme des Wasserstoff-ähnlichen  $^{187}\text{Re}$  proportional zur Anzahl der nackten  $^{187}\text{Re}$ -Kerne ist.

<sup>(8)</sup>Die Bestimmung dieser Verlustrate wird in Kapitel 6.5.2 beschrieben.



**Abb. 5.3:** Modell eines linearen Stacks, verglichen mit den Daten aus Run #3. Das erbrütete  $^{187}\text{Os}$  ist ebenfalls dargestellt.

werden kann (siehe Abb. 5.4). Dabei wird für einen Abschnitt individuell die Anzahl der akkumulierten  $^{187}\text{Re}^{75+}$ -Kerne und der daraus erbrüteten  $^{187}\text{Os}^{75+}$ -Ionen bestimmt und anschließend als Randbedingung im nächsten Stack-Abschnitt eingesetzt. Der formale Zusammenhang ergibt sich analog zum vorigen Abschnitt, die Randbedingungen lauten nun aber

$$N_{\text{Re}}(t_i) = N_{\text{Re},i} \quad (5.2.9)$$

und

$$N_{\text{Os}}(t_i) = N_{\text{Os},i}, \quad (5.2.10)$$

wobei  $t_i$  jeweils die Startzeit für einen linearen Abschnitt angibt. Während die Randbedingung (5.2.9) direkt aus den Stack-Spektren bestimmt werden kann, erhält man  $N_{\text{Os},i}$  nur aus der Lösung der Ratengleichungen:

$$N_{\text{Os},i+1}(t) = N_{\text{Os},i} e^{-\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}} \Delta t_i} + \lambda_{\beta_b} \left[ \frac{G \Delta t_i}{\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}} + \left( \frac{N_{\text{Re},i}}{\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}} - \frac{G}{(\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}})^2} \right) \cdot (1 - e^{-\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}} \Delta t_i}) \right], \quad (5.2.11)$$

mit  $\Delta t_i = t - t_i > 0$ . Das so erhaltene Ergebnis wird dann wieder als Randbe-  
 dingung für den nächsten linearen Abschnitt verwendet.

Das gerade beschriebene Modell fand im Falle von Run #1, #4, #6, #8 und  
 #10 Verwendung.

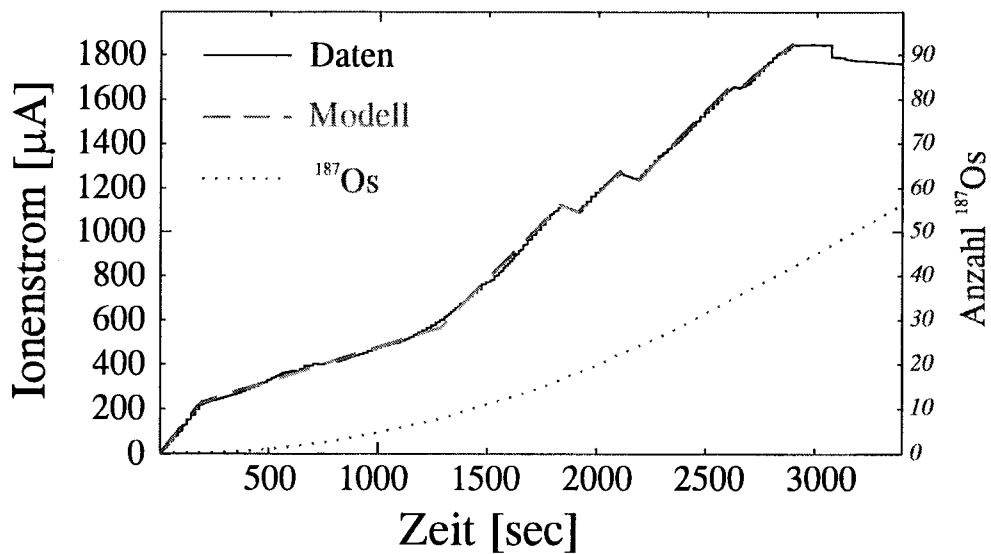


Abb. 5.4: Aus mehreren linearen Stacks zusammengesetzte Ionenakkumulati-  
 on als Näherung eines realen Stackings. Am Beispiel von Run #8 ist hier in  
 weiten Bereichen eine gute Übereinstimmung des Modells mit dem aufgezeich-  
 neten Ionenstrom zu erkennen. Anbei ist auch hier wieder das aus dem Modell  
 resultierende erbrütete <sup>187</sup>Os dargestellt.

Auch hier wurde wieder durch einen multiplikativen Faktor der durch die  
 Zählereinfahrt bedingten Ionenstromabnahme Rechnung getragen.

## 6. Messungen

In diesem Kapitel werden nun ausführlich die einzelnen Messungen besprochen, die für die Bestimmung der Zerfallskonstanten von nacktem  $^{187}\text{Re}$  nötig sind. Zusätzlich zu den im Übersichtsschema Abb. 5.1 gezeigten Eingabeparametern werden noch andere Größen benötigt (z.B. der Lorentzfaktor  $\gamma$ ), deren Bestimmung ebenfalls erklärt wird. Zunächst soll jedoch der genaue Meßablauf beschrieben werden.

### 6.1 Meßprinzip

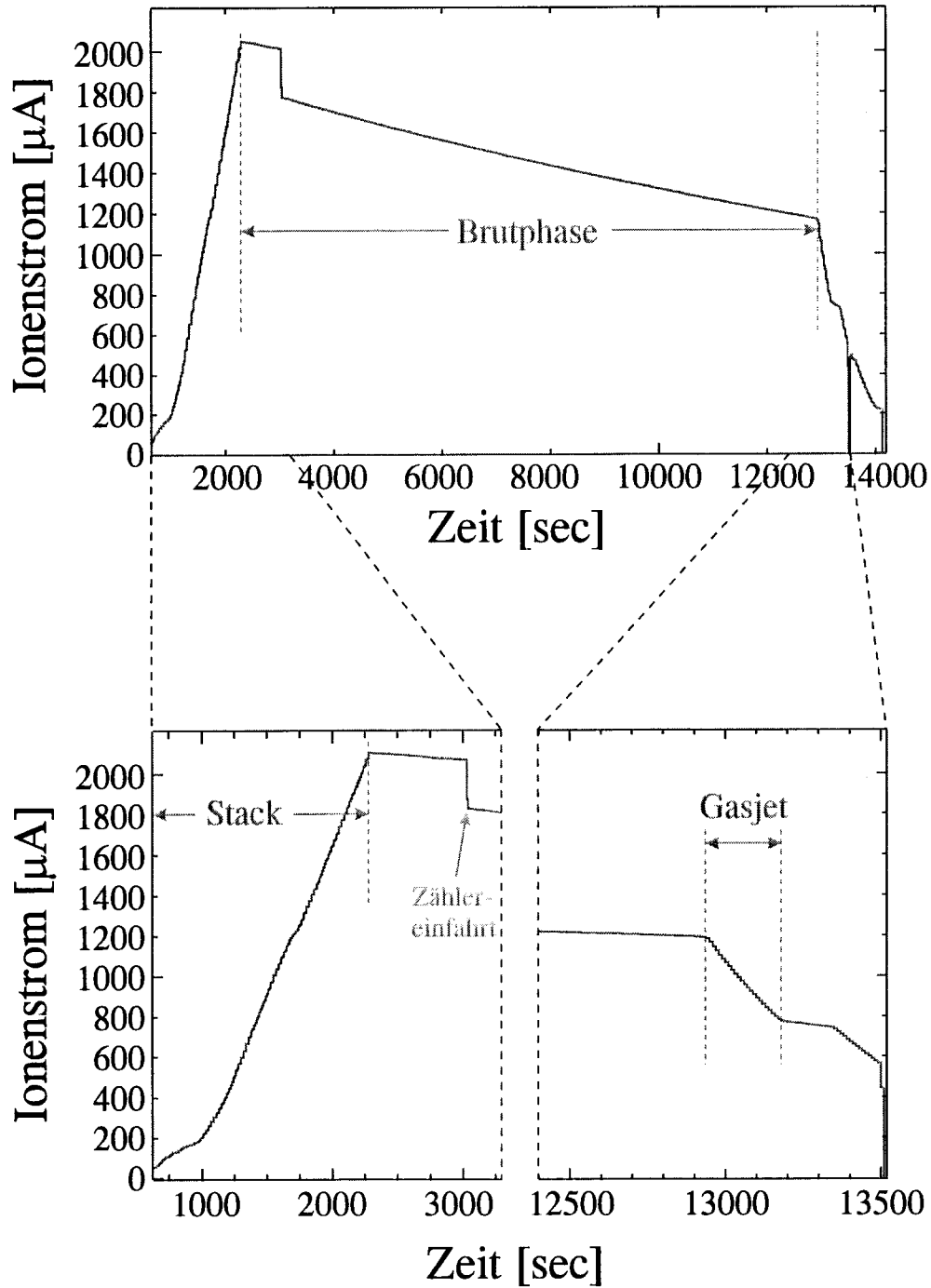
Das Prinzip der wichtigsten Messungen ist in Abb. 6.1 in Form eines Ionenstromspektrums<sup>(1)</sup> dargestellt. Zu Beginn eines jeden Meßzyklus wurde der Ring mit Ionen gefüllt, man erkennt einen starken Anstieg im Ionenstrom. Im Anschluß daran wurden die Zähler auf ihre Sollpositionen im Ring eingefahren, wodurch der durch radiative Rekombination entstandene Wasserstoff-ähnliche  $^{187}\text{Re}$ -Anteil vernichtet wurde. Dies macht sich in einer deutlichen Abnahme des Ionenstroms kurz nach Beendigung des Stack-Vorgangs bemerkbar. Auch während der nachfolgenden Speicherzeit ist eine deutliche Stromabnahme sichtbar. Ursache hierfür ist wiederum die radiative Rekombination der zirkulierenden Ionen mit den Kühlerelektronen sowie Wechselwirkungsprozesse der Ionen mit dem Restgas im Ring.

Je nach Speicherzeit unterscheidet man nun zwischen Brut- und sogenannten Nullmessungen. Bei den Brutmessungen betrug die Speicherzeit einige Stunden, bei den Nullmessungen nur wenige Minuten.

In Anschluß an die Speicherzeit wurde das interne Gastarget gestartet. Dadurch wurden nun die gebildeten  $^{187}\text{Os}$ -Ionen gestrippt und vom nachfolgenden Dipolmagneten in den Zähler gelenkt. Die starke Abnahme des Ionenstroms während dieser Zeit ist auf den Verlust von  $^{187}\text{Re}$ -Kernen aus dem Primärstrahl durch Elektroneneinfang sowie Streuung am Gastarget zurückzuführen.

---

<sup>(1)</sup> Gemeint ist der Strom im Ring, der durch die umlaufenden  $^{187}\text{Re}$ -Kerne verursacht wird.



**Abb. 6.1:** Übersicht über den Verlauf des Ionenstroms während eines typischen Meßzyklus. In den vergrößerten Ausschnitten ist einmal das Stacking und zum anderen der Abfall des Ionenstroms aufgrund des Gas-Jet-Betriebs gezeigt.

## 6.2 Essentielle Parameter

Für die Bestimmung der gesuchten Zerfallskonstanten sind einige experimentelle Parameter notwendig. Die Ermittlung dieser Größen soll hier kurz dargestellt werden.

### 6.2.1 Direkt meßbare Größen

Unter den direkt meßbaren Größen sind solche zu verstehen, die ohne jegliche Fit-Routinen aus den Spektren abgelesen werden konnten. Dazu zählen die Stack- und Brutzeit, die Dauer des Gasjets<sup>(2)</sup> sowie die ESR-Ströme zu Beginn und am Ende der Brut- und Gaszeit. All diese Größen können aus einem Ionenstrom-Spektrum, wie es in Abb. 6.1 gezeigt ist, gewonnen werden.

### 6.2.2 Bestimmung des Lorentzfaktors $\gamma$

Der Lorentzfaktor  $\gamma$  kann auf zwei verschiedenen Wegen ermittelt werden:

1. In Kapitel 3 wurde erklärt, daß die im Ring umlaufenden Ionen aufgrund von Coulomb-Wechselwirkung die gleiche Geschwindigkeit wie die Kühlerelektronen besitzen. Die Energie und damit der Lorentzfaktor der Elektronen ergibt sich aus der Kühlerspannung  $U_{\text{Kühler}} = 189030 \text{ V}$  zu

$$\gamma = \frac{eU_{\text{Kühler}} + m_e c^2}{m_e c^2} = 1.370 . \quad (6.2.1)$$

2. Mittels einer Schottky-Analyse kann die Umlauffrequenz  $\nu = 1.89936 \text{ MHz}$  der Teilchen im ESR bestimmt werden. Zusammen mit dem aus ionenoptischen Berechnungen resultierenden ESR-Umfang  $u_{\text{ESR}} = 108.36 \text{ m}$  erhält man für die Geschwindigkeit der Ionen

$$\beta = \frac{\nu u_{\text{ESR}}}{c} = 0.687 \quad (6.2.2)$$

und damit

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = 1.375 . \quad (6.2.3)$$

<sup>(2)</sup>Diese Größe wurde in der Auswertung nicht benötigt, da für die Wirksamkeit des Gasjets neben seiner Betriebsdauer auch seine Dicke (typisch  $2.3 \times 10^{12} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^2}$ ) eine entscheidende Rolle spielt. Um dieser Tatsache Rechnung zu tragen wurde die Effektivität des Gasjets allein aus der Ionenstromabnahme während seines Betriebs bestimmt, siehe Abschnitt 6.4.2.



Aus diesen beiden Werten wird ein ungewichteter Mittelwert gebildet, der im folgenden dann immer verwendet wird:

$$\gamma = 1.373(3) . \quad (6.2.4)$$

### 6.2.3 Umrechnung des ESR-Stroms in Teilchenzahlen

Für die Berechnung der Zerfallskonstanten werden, anstelle der direkt vom ESR-Stromtransformator ablesbaren Ionenströme, Teilchenzahlen benötigt. Der Umrechnungsfaktor ist dabei gegeben durch

$$S_{I_{\text{ESR}} \rightarrow N} = \frac{10^{-6}}{q[\text{C}] \cdot \nu[\text{s}^{-1}]} \frac{\text{Teilchen}}{\mu\text{A}} = 43870 \frac{\text{Teilchen}}{\mu\text{A}} , \quad (6.2.5)$$

wobei  $q = 75e$  die Ladung ( $e = 1.6022 \times 10^{-19} \text{ C}$ ) der mit der Frequenz  $\nu$  zirkulierenden Teilchen ist.

## 6.3 Anzahl der $^{187}\text{Os}$ -Kerne nach der Brutzeit

Zur Extraktion der Anzahl der  $^{187}\text{Os}$ -Kerne aus den gemessenen Orts-Spektren muß zunächst eine Funktion für den Untergrund festgelegt werden. Für den durch elastische Streuung der  $^{187}\text{Re}$ -Kerne am Argon-Gasjet bedingten Untergrund wird eine Fit-Funktion

$$F_{\text{Str.}} = \frac{A}{(x + x_0)^n} \quad (6.3.1)$$

festgelegt, wobei  $x_0$  den Abstand Strahlmitte – Zählermitte widerspiegelt ( $x_0 = 75 \text{ mm}^{(3)}$ ) und  $A$  eine durch die Fit-Routine zu bestimmende Amplitude ist. Der Parameter  $n$  in Gl. (6.3.1) wurde ebenfalls mit Hilfe der Fit-Routine festgelegt. Die beste Übereinstimmung zwischen den gemessenen Daten und der Fit-Funktion  $F_{\text{Str.}}$  ergab sich für  $n = 4$ .

<sup>(3)</sup>Der aus der Änderung der magnetischen Steifigkeit und der Dispersion des Dipolmagneten folgende Abstand beträgt 79 mm. Die hier verwendeten 75 mm sind ein experimentell ermittelter Wert. Dazu wurde zunächst nacktes  $^{187}\text{Re}$  im Ring akkumuliert. Durch radiative Rekombination entstand auch hier wieder ein Anteil H-ähnliches  $^{187}\text{Re}$ . Mittels eines "Scrapers" (= Metallstab, der analog zu den Zählern über einen Linearmotor im Ring rein- und rausgefahren werden kann) wurde dann erst die Position des H-ähnlichen  $^{187}\text{Re}$  bestimmt (Position an der diese Ionenstrahlkomponente vernichtet wurde) und anschließend die des nackten  $^{187}\text{Re}$ . Die Differenz ergibt den gesuchten Abstand für  $^{187}\text{Re}$ . Der Abstand für  $^{187}\text{Os}$  folgt dann aus einer einfachen Skalierung mit dem Verhältnis der beiden Kernladungszahlen ( $\times 75/76$ ).

Ein weiterer Untergrund wird durch nukleare Reaktionen der Strahlteilchen mit dem Gastarget verursacht. Für diesen Untergrund wurde eine Gauß-Verteilung angenommen:

$$F_{\text{Reak.}} = \frac{B}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} e^{-\frac{(x-x_1)^2}{2\sigma_1^2}}. \quad (6.3.2)$$

Hierbei ist  $x_1$  der Mittelpunkt der Gauß-Verteilung,  $\sigma_1$  die Breite und  $B$  wiederum eine Amplitude. Alle drei Werte konnten durch die Fit-Routine variiert werden.

Der Hauptbeitrag zum nuklearen Untergrund im Bereich des  $^{187}\text{Os}$  wird durch  $^{182}\text{W}$  verursacht. Dies ist sehr schön in dem Schottky-Spektrum Abb. 6.2 zu erkennen.

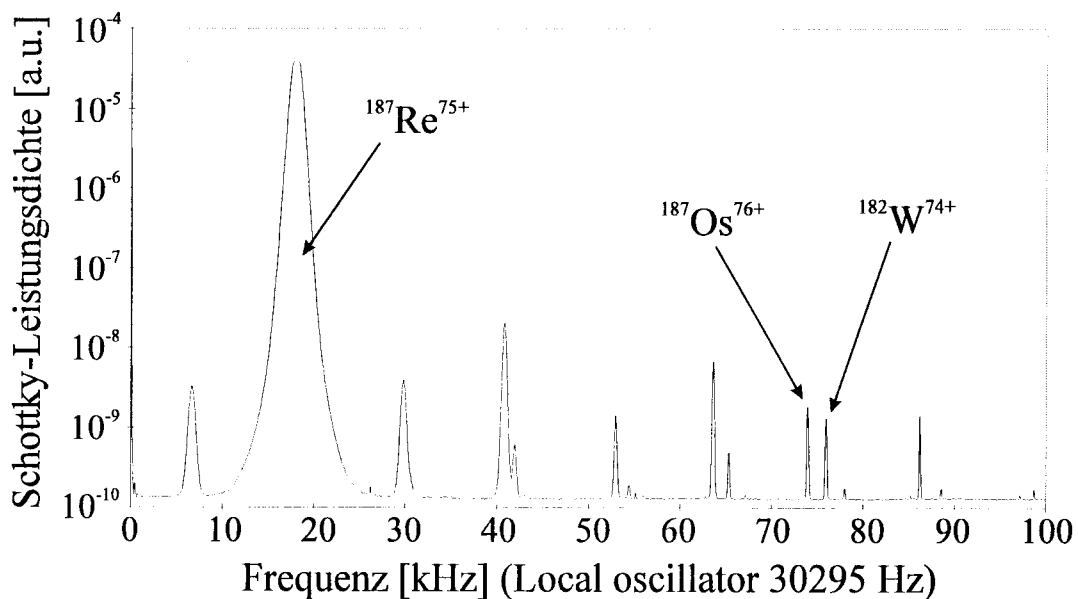


Abb. 6.2: Schottky-Spektrum nach einer Brutzeit von 2.4 Stunden.

Aus dem Unterschied der magnetischen Steifigkeiten von  $^{182}\text{W}$  und  $^{187}\text{Os}$  ergibt sich in Übereinstimmung mit den Fit-Resultaten eine Verschiebung des nuklearen Untergrunds um 2.3 mm relativ zu dem  $^{187}\text{Os}$ -Peak.

Die Tatsache, daß das Verhältnis der Querschnitte für Streuung und nukleare Reaktionen für alle Messungen gleich sein sollte<sup>(4)</sup>, legt ein konstantes Verhält-

<sup>(4)</sup>Bei dieser Annahme muß eine kleine Einschränkung gemacht werden: Aufgrund der eventuell nicht immer exakt gleich gesetzten Bedingungen unter denen die Spektren akkumuliert wurden, ergibt sich möglicherweise eine etwas variiierende Untergrundreduzierung.

nis von  $B/A$  nahe. Dieses Verhältnis wurde aus Nullmessungen bestimmt<sup>(5)</sup>. Ein Beispiel für eine solche Nullmessung ist in Abb. 6.3 zu sehen. Auffällig ist die große Breite des nuklearen Untergrunds. Sie resultiert aus den großen Impulsüberträgen bei den nuklearen Reaktionen und ist mit der erwarteten Breite für Fragmentationsreaktionen zum  $^{182}\text{W}$  konsistent.

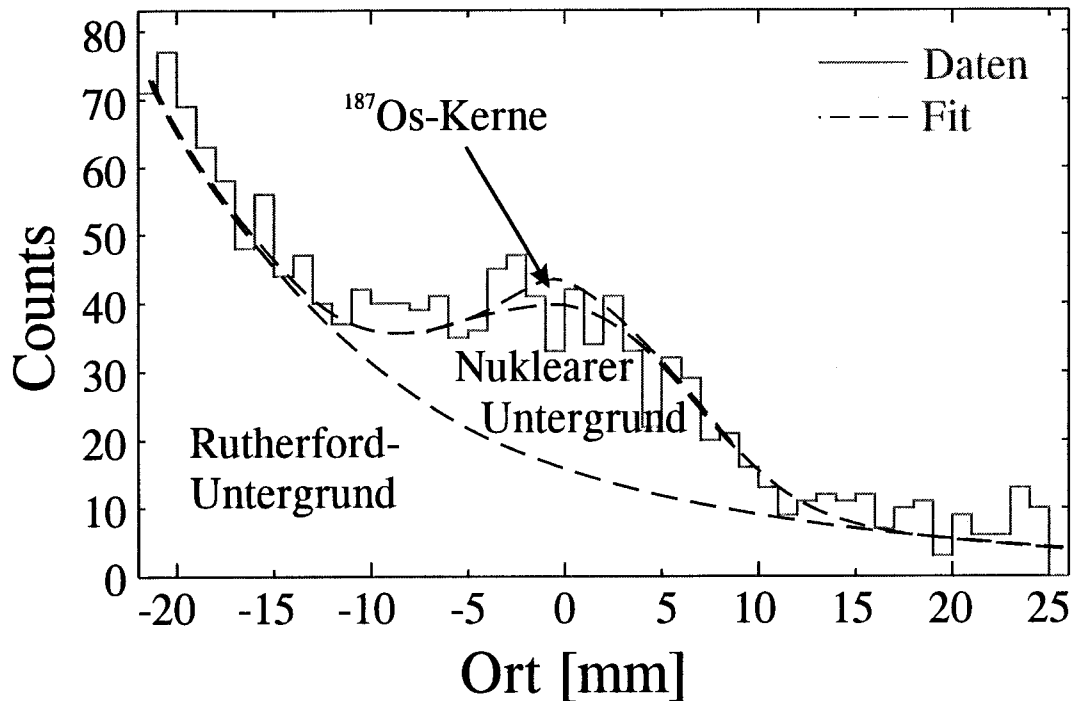


Abb. 6.3: Nullmessung. Neben den gemessenen Daten ist auch noch der  $^{187}\text{Re}$ -Untergrund-Fit sowie der Fit für den nuklearen Untergrund und der für die  $^{187}\text{Os}$ -Kerne zu sehen.

Für das erbrütete und anschließend gestrippte  $^{187}\text{Os}$  wurde noch eine zusätzliche Gauß-Funktion angesetzt:

$$F_{\text{Os}} = \frac{C}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} e^{-\frac{(x-x_2)^2}{2\sigma_2^2}}, \quad (6.3.3)$$

wobei  $x_2$  der Mittelpunkt der Gauß-Funktion,  $\sigma_2$  die Breite und  $C$  die Fläche ist.

<sup>(5)</sup>Das bestimmte Intensitätsverhältnis beträgt  $F_{\text{Ruth.}}/F_{\text{Nukl.}} = 2.8$ .

Für jeden Fit wurde zusätzlich das zugehörige  $\chi^2$  <sup>(6)</sup> berechnet. Zur Bestimmung des Fit-Fehlers wurde die Fläche  $C$  variiert, bis  $\chi^2 = \chi_0^2 + 1.2$  ist (eine Erhöhung von  $\chi^2$  um 1.2 ergibt einen  $1\sigma$ -Fehler für den variierten Parameter,  $\chi_0^2$  ist dabei der kleinstmögliche Wert, den die Fit-Routine liefert [Bro 89]). Ein Brutspektrum mit allen Fit-Kurven ist in Abb. 6.4 gezeigt.

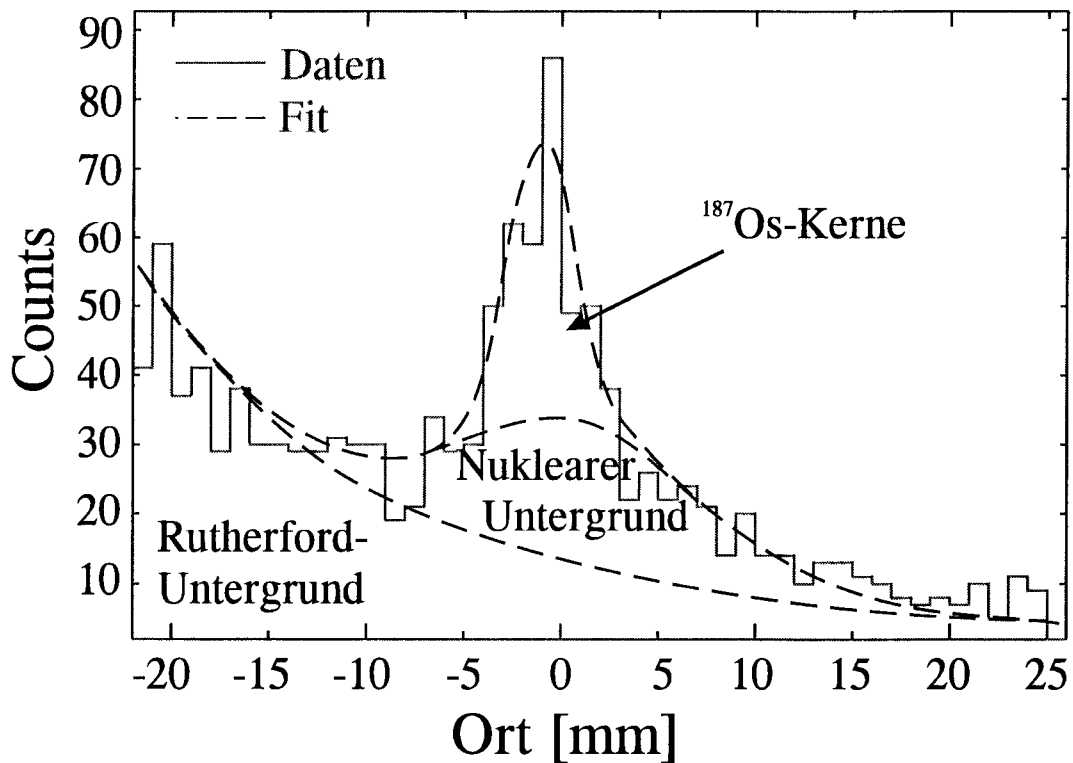


Abb. 6.4: Brutmessung (zu sehen ist Run #9). Neben den gemessenen Daten sind auch hier wieder die Untergrund-Fits sowie der Fit für die  $^{187}\text{Os}$ -Kerne zu sehen.

Durch die Nullmessungen ist sichergestellt, daß der im Brutspektrum zu sehende Peak tatsächlich durch die erbrüteten und gestrippten  $^{187}\text{Os}$ -Kerne verursacht und nicht z.B. durch nukleare Reaktionen im Gasjet erzeugt wird.

<sup>(6)</sup>Methode der kleinsten Quadrate [Bro 89]:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(M(x_i) - f(x_i))^2}{f(x_i)},$$

wobei  $M(x_i)$  die Meßwerte und  $f(x_i)$  die Werte der Fit-Funktion an der Stelle  $x_i$  sind. Die Parameter der Funktion  $f(x_i)$  werden solange variiert, bis  $\chi^2$  minimal wird.

## 6.4 Bestimmung der totalen Effizienz

Eine der wichtigsten Größen bei Zählerexperimenten ist die (totale) Effizienz der Messung, also der Anteil der nachgewiesenen  $^{187}\text{Os}$ -Kerne von der Gesamtzahl der  $^{187}\text{Os}$ -Kerne. Bei dem im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experiment setzt sich die totale Effizienz aus fünf Beiträgen zusammen. Während drei dieser Beiträge aus den physikalischen Gegebenheiten im Speicherring resultieren (Ionisationsausbeute, Umlade-Effizienz, Geometrie), ergeben sich die anderen beiden aus der Untergrunddiskriminierung sowie der Totzeit bei der Datenaufnahme. Im folgenden werden alle vier Beiträge ausführlich besprochen.

### 6.4.1 Bestimmung der Ionisationsausbeute

Die Ionisationsausbeute beschreibt das Verhältnis der H-ähnlichen Ionen, die bei einer Reaktion mit den Argon-Atomen des Gasjets ionisiert werden zu denen, die überhaupt den Ladungszustand ändern. Zur Bestimmung der Ionisationsausbeute verwendet man die Zählratenspektren des inneren (Ionisationskammer/MSGC) und äußeren (MWPC) Nord-Zählers des ESR (Position B und C in Abb. 3.2) während eines Meßzyklus mit H-ähnlichem  $^{187}\text{Re}$ . In den inneren Zähler gelangen dabei die ionisierten Teilchen, wohingegen im äußeren die detektiert werden, die ein Elektron eingefangen haben. Der Vergleich der beiden Zählraten liefert also das Verhältnis von Einfangs- zu Ionisationsquerschnitt. Das Verhältnis wurde während des Gasjet-Betriebs zu

$$\frac{\sigma^I}{\sigma^C}(\text{Re}^{74+}) = 4.002 \pm 0.072$$

bestimmt. Um nun eine entsprechende Größe für Wasserstoff-ähnliches Osmium zu erhalten muß man die Skalierung der Wirkungsquerschnitte für Ionisation (I) und Elektroneneinfang (C) in Abhängigkeit von der Kernladungszahl  $Z$  betrachten [Jun 93]:

$$\sigma^C \propto Z^2 \tag{6.4.1}$$

$$\sigma^I \propto \frac{1}{Z^2} \tag{6.4.2}$$

Mit Hilfe dieser beiden Gleichungen ergibt sich für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte

$$\frac{\sigma^I}{\sigma^C} \propto \frac{1}{Z^4} \tag{6.4.3}$$

damit kann nun unschwer eine Umskalierung vom  $^{187}\text{Re}$ - ins  $^{187}\text{Os}$ -System erfolgen:

$$\frac{\sigma^I}{\sigma^C}(\text{Os}) = \frac{Z_{\text{Re}}^4}{Z_{\text{Os}}^4} \frac{\sigma^I}{\sigma^C}(\text{Re}) = 0.9484 \frac{\sigma^I}{\sigma^C}(\text{Re}) . \quad (6.4.4)$$

Gemäß Gl. (6.4.4) ergibt sich somit für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von  $^{187}\text{Os}$

$$\frac{\sigma^I}{\sigma^C}(\text{Os}^{75+}) = 3.795 \pm 0.068$$

und damit für die Ionisationsausbeute

$$\text{Effizienz}(\text{Ionisation}) = (79.15 \pm 0.30)\% .$$

#### 6.4.2 Umlade-Effizienz im Gasjet

Diese Effizienz trägt der Tatsache Rechnung, daß nicht alle  $^{187}\text{Os}$ -Ionen während des Gasjet-Betriebs auch den Ladungszustand ändern. Vielmehr hat jedes Teilchen eine bestimmte Wahrscheinlichkeit mit den Argon-Atomen des internen Gastargets zu reagieren. Diese Wahrscheinlichkeit wird sowohl von der Betriebsdauer als auch von der Targetdicke des Jets abhängen. Da die Targetdicke jedoch nur in unzureichender Genauigkeit bekannt ist, wird eine von der Targetdicke unabhängige Methode zur Bestimmung der Verlustrate<sup>(7)</sup> der  $^{187}\text{Os}$ -Ionen während des Gas-Jets benötigt. Eine solche Methode wird im folgenden beschrieben.

Mittels einer Fit-Routine<sup>(8)</sup> wird zunächst die Verlustrate der nackten  $^{187}\text{Re}$ -Kerne während des Gasjets bestimmt. Aufgrund von Gl. (6.4.1) ergibt sich dann der folgende einfache Zusammenhang zwischen den Verlustraten für nacktes  $^{187}\text{Re}$  und  $^{187}\text{Os}$ :

$$\lambda_{\text{Os}^{76+}}^{\text{GJ}} = \lambda_{\text{Re}^{75+}}^{\text{GJ}} \frac{Z_{\text{Os}}^2}{Z_{\text{Re}}^2} . \quad (6.4.5)$$

Dieses Ergebnis muß jetzt noch auf H-ähnliches  $^{187}\text{Os}$  übertragen werden, wobei folgende Überlegung zum Tragen kommt: Im Gegensatz zum nackten  $^{187}\text{Os}$  ist beim H-ähnlichen neben dem Elektroneneinfang auch Ionisation als Verlustprozeß

<sup>(7)</sup>Der Ausdruck "Verlustrate" mag in diesem Zusammenhang etwas verwirrend erscheinen. Man muß sich jedoch klar machen, daß nur die Teilchen detektiert werden können, die vorher aus dem Primärstrahl verloren wurden.

<sup>(8)</sup>Als Fit-Funktion wird eine abfallende  $e$ -Funktion verwendet.



möglich. Es muß jedoch beachtet werden, daß die Einfangsquerschnitte für nackte und H-ähnliche Kerne nicht gleich sind. Dieser Tatsache wird durch Annahme einer effektiven Kernladungszahl für die H-ähnlichen Kerne  $Z_{\text{eff}} = Z - 1$  [Mus 88] berücksichtigt. Es gilt also

$$\lambda_{\text{Os}^{75+}}^{\text{GJ}} = \frac{\sigma_{\text{Os}^{75+}}^{\text{C}} + \sigma_{\text{Os}^{75+}}^{\text{I}}}{\sigma_{\text{Os}^{76+}}^{\text{C}}} \lambda_{\text{Os}^{76+}}^{\text{GJ}} = (4.795 \pm 0.070) \cdot \lambda_{\text{Re}^{75+}}^{\text{GJ}} . \quad (6.4.6)$$

Die Effizienz des Gasjets ergibt sich damit zu

$$\text{Effizienz(Umladung)} = 1 - e^{-\lambda_{\text{Os}^{75+}}^{\text{GJ}} \cdot t} . \quad (6.4.7)$$

Bei dieser Effizienz wurde angenommen, daß der Verlust von  $^{187}\text{Os}$  aus dem Hauptstrahl allein auf Umladungen am internen Gastarget beruht. Genau genommen müssten auch Streuprozesse berücksichtigt werden. Bei Messungen an H-ähnlichem  $^{187}\text{Re}$  zeigt sich jedoch, daß diese Prozesse im Vergleich zu den Umladungen nur eine untergeordnete Rolle spielen<sup>(9)</sup>.

Diese Effizienz wurde für jede Messung einzeln bestimmt und ist am Schluß dieses Abschnitts in Tabelle 6.1 aufgeführt. Der relative Fehler dieser Effizienz ergibt sich aus einem allgemeinen Fit-Fehler von 0.4%, dem aus der Skalierung resultierenden Fehler von 1.4% sowie einem Fehler von 1.0%, der aus der Annahme resultiert, daß die Verluste im Gasjet gegenüber denen im Kühler dominieren, mittels quadratischer Summierung zu 1.8%.

### 6.4.3 Bestimmung des Totzeit-Einflusses

Aufgrund von elektronischen Totzeit-Effekten wurde nicht für alle Triggersignale der Ionisationskammer ein Ereignis im Spektrum akkumuliert. Die daraus resultierende, Totzeit-bedingte Detektor-Effizienz ergibt sich dann aus dem Verhältnis der Ereigniszahl im Ionisationskammer-Spektrum zur Anzahl der Trigger. Der Fehler dieser Messungen ist statistischer Natur und beträgt 1.8%.

Die Totzeit-bedingte Effizienz für jede Messung ist in Tabelle 6.1 aufgeführt.

---

<sup>(9)</sup>Man erkennt dies z.B. in Abb. 4.11: Der aus dem Stripping (Umladung) resultierende Peak hebt sich deutlich vom Untergrund durch Streuung ab.

#### 6.4.4 Verringerung der Effizienz aufgrund einer Untergrunddiskriminierung

Mit der im Experiment eingesetzten Ionisationskammer konnte zwar keine deutliche Z-Trennung benachbarter Kerne erreicht werden, sehr wohl aber eine Untergrunddiskriminierung (siehe Abb. 4.13). Diese Untergrunddiskriminierung erreicht man durch ein scharfes Fenster auf den Pulshöhen-Bereich von  $^{187}\text{Os}$ . Aufgrund der breiten Energie-Verteilungen der einzelnen Ionensorten im Anoden-Spektrum der Ionisationskammer bleibt es jedoch bei einer solchen Fenstersetzung nicht aus, daß auch einige gute Ereignisse verworfen werden. Den Anteil dieser Ereignisse erhält man durch den Vergleich der Zählraten mit und ohne Fenster auf das Pulshöhenspektrum der Ionisationskammer-Anode in einer Messung mit H-ähnlichem  $^{187}\text{Re}^{(10)}$ . Daraus ergibt sich die auf der Untergrunddiskriminierung beruhende Effizienz:

$$\text{Effizienz(Untergrunddiskr.)} = (96.7 \pm 2.0)\%$$

#### 6.4.5 Geometrische Detektor-Effizienz

Die geometrische Detektor-Effizienz berücksichtigt die Tatsache, daß unter Umständen nicht alle nachweisbaren  $^{187}\text{Os}$ -Kerne den Detektor im sensitiven Bereich treffen. Zwischen der Ionisationskammer und dem MSGC beteht ein Defizit von  $(0.16 \pm 0.05)\%$  in der Zahl der nachgewiesenen Ereignisse. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die aktive Fläche des MSGC etwa 14% kleiner als die der Ionisationskammer ist. Man kann somit davon ausgehen, daß praktisch keine Teilchen aufgrund von Geometrieeffekten verloren gehen. Demzufolge ist die Abschätzung

$$\text{Effizienz(Geometrie)} = (99.0 \pm 1.0)\%$$

mit Sicherheit ausreichend.

Die gesamte Effizienz setzt sich nun aus dem Produkt der fünf gerade beschriebenen Beiträge zusammen, der zugehörige Fehler resultiert aus der quadratischen Addition der Einzelfehler. Die totalen Effizienzen für jede Messung sind in Tabelle 6.1 zusammen mit ihren soeben beschriebenen Beiträgen aufgeführt. Der Fehler der totalen Effizienz beträgt 3.4%.

<sup>(10)</sup>Die Messung mit H-ähnlichem  $^{187}\text{Re}$  ist nötig, da nur der Anteil der verlorenen  $^{187}\text{Os}$ -Kerne interessant ist. Es muß jedoch beachtet werden, daß die Pulshöhe für die Fenstersetzung bei dieser Eichmessung von  $^{187}\text{Os}$  auf  $^{187}\text{Re}$  skaliert werden muß.

Run #	Effizienz [%]					Tot. Eff. [%]
	Ionis.	Umladung	Totzeit	Untergr.	Geom.	
1		82.2	57.5			36.2
2		86.1	56.4			37.2
3		86.5	43.5			28.8
4		83.0	65.2			41.4
5	79.2	76.7	55.0	96.7	99.0	32.3
6		82.7	67.4			42.7
7		83.3	68.2			43.5
8		64.1	65.8			32.3
9		78.3	60.7			36.4
10		81.4	62.0			38.6

**Tabelle 6.1:** Totale Effizienz des Zählerexperiments. Neben der totalen Effizienz sind die entsprechenden Beiträge aufgeführt.

## 6.5 Verlustraten

Für das Zeitverhalten der  $^{187}\text{Re}$ - und  $^{187}\text{Os}$ -Kerne sind die Verlustraten selbiger während der Brutphase erforderlich. Im folgenden soll deshalb detailliert beschrieben werden, wie diese Größen bestimmt werden konnten.

### 6.5.1 Bestimmung der Verlustrate von nacktem $^{187}\text{Re}$ im Ring

Die Verlustraten für nackte  $^{187}\text{Re}$ -Kerne ergeben sich gemäß der Beziehung

$$N_{\text{Re}}(t_2) = N_{\text{Re}}(t_1)e^{-\lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}} \Delta t} \quad (6.5.1)$$

zu

$$\lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}} = \frac{\ln \frac{N_{\text{Re}}(t_1)}{N_{\text{Re}}(t_2)}}{\Delta t}, \quad (6.5.2)$$

wobei  $\Delta t = t_2 - t_1 (> 0)$  ist ( $t_{1,2}$  sind zwei beliebige Zeiten während des Brütens). Die so bestimmten Verlustraten stimmen mit Fit-Ergebnissen (Fit an die Ionenstromkurve während des Brütens) gut überein. Die für jede Messung individuell bestimmten Verlustraten sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt. Die etwas differie-

renden Verlustaten der einzelnen Messungen resultieren aus den unterschiedlichen Ionenströmen im Ring und den verschiedenen Strahlqualitäten.

Run #	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}}$ [ $10^{-5}\text{s}^{-1}$ ]	3.99	4.89	3.74	4.00	4.22	4.71	4.32	4.55	4.06	3.95

Tabelle 6.2: Verlustaten von nacktem  $^{187}\text{Re}$  während der Speicherzeit.

### 6.5.2 Bestimmung der Verlustaten von H-ähnlichem $^{187}\text{Os}$ im Ring

Im Gegensatz zur gerade diskutierten Verlustate von nacktem  $^{187}\text{Re}$ , benötigt man für H-ähnliches  $^{187}\text{Os}$  zwei verschiedene Verlustaten:

- (i)  $\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}(20\text{ mA})$ , wobei sich die 20 mA auf den Kühlerstrom während des Brütens beziehen, und
- (ii)  $\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}(250\text{ mA})$ , für einen Kühlerstrom von 250 mA (Ionenakkumulation).

Während  $\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}(20\text{ mA})$  in gleicher Weise wie  $\lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}}$  in Gl. (5.1.8) Verwendung findet, benötigt man  $\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}(250\text{ mA})$  zur Bestimmung der Verhältnisse während des Füllvorgangs.

Beide Konstanten können aufgrund der zu jeder Zeit geringen  $^{187}\text{Os}$ -Anteile im Ring nicht direkt, sondern nur aus einer Vergleichsmessung mit H-ähnlichem  $^{187}\text{Re}$  bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurde im Verlauf der Brutphase bei einer Messung mit H-ähnlichem  $^{187}\text{Re}$  der Kühlerstrom von 20 mA auf 250 mA erhöht (siehe Abb. 6.5).

An die beiden Abschnitte der Brutphase wurde jeweils eine exponentielle Zerfallskurve angepaßt. Die daraus resultierenden Ergebnisse müssen nun noch entsprechend auf das H-ähnliche  $^{187}\text{Os}$ -System übertragen werden. Die Verluste der Wasserstoff-ähnlichen Elemente im Ring werden sowohl durch Ionisation, als auch Elektroneneinfang verursacht, weshalb es nahe liegt

$$\lambda^{\text{I,C}} \propto \sigma^{\text{I}} + \sigma^{\text{C}} \quad (6.5.3)$$

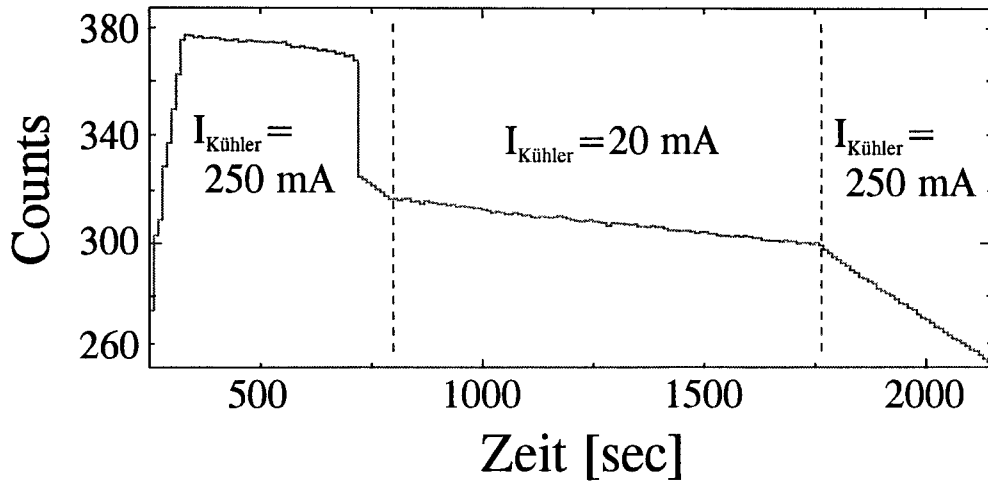


Abb. 6.5: Verlauf des Ionenstroms während eines Runs mit H-ähnlichem  $^{187}\text{Re}$ . Gut zu erkennen ist die erhöhte Verlustrate bei einem Kühlerstrom von 250 mA.

anzusetzen. Der gesuchte Skalierungsfaktor ergibt sich dann aus dem Verhältnis der Verlustraten für H-ähnliches  $^{187}\text{Os}$  und  $^{187}\text{Re}$ :

$$\frac{\lambda_{\text{Re}^{74+}}}{\lambda_{\text{Os}^{75+}}} = \frac{\sigma_{\text{Re}}^{\text{C}} + \sigma_{\text{Re}}^{\text{I}}}{\sigma_{\text{Os}}^{\text{C}} + \sigma_{\text{Os}}^{\text{I}}} = \frac{\sigma_{\text{Re}}^{\text{C}}}{\sigma_{\text{Os}}^{\text{C}}} \frac{1 + \frac{\sigma_{\text{Re}}^{\text{I}}}{\sigma_{\text{Re}}^{\text{C}}}}{1 + \frac{\sigma_{\text{Os}}^{\text{I}}}{\sigma_{\text{Os}}^{\text{C}}}}. \quad (6.5.4)$$

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für  $^{187}\text{Re}$  und  $^{187}\text{Os}$  wurde in Abschnitt 6.4.1 bestimmt, das Verhältnis der C-Querschnitte ergibt sich mittels Gl. (6.4.1) zu

$$\frac{\sigma_{\text{Re}}^{\text{C}}}{\sigma_{\text{Os}}^{\text{C}}} = \frac{Z_{\text{Re}}^2}{Z_{\text{Os}}^2} = 0.974. \quad (6.5.5)$$

Damit ist also

$$\frac{\lambda_{\text{Re}^{74+}}}{\lambda_{\text{Os}^{75+}}} = 0.974 \frac{1 + \frac{\sigma_{\text{Re}}^{\text{I}}}{\sigma_{\text{Re}}^{\text{C}}}}{1 + \frac{\sigma_{\text{Os}}^{\text{I}}}{\sigma_{\text{Os}}^{\text{C}}}} = 1.016 \pm 0.021. \quad (6.5.6)$$

Zusammen mit diesem Skalierungsfaktor ergibt sich nun

$$\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}(20 \text{ mA}) = (5.8 \pm 0.1) \times 10^{-5} \frac{1}{\text{s}} \quad (6.5.7)$$

und

$$\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}(250 \text{ mA}) = (3.4 \pm 0.1) \times 10^{-4} \frac{1}{\text{s}}. \quad (6.5.8)$$

## 7. Ergebnisse

In diesem Abschnitt soll zunächst die Berechnung der Zerfallskonstanten des gebundenen  $\beta$ -Zerfalls von nacktem  $^{187}\text{Re}$  dargestellt werden. Im Anschluß daran folgt eine Betrachtung der systematischen Fehler.

### 7.1 Berechnung von $\lambda_{\beta_b}$

Die Zerfallskonstante für den gebundenen  $\beta$ -Zerfall von  $^{187}\text{Re}$  wurde gemäß Gl. (5.1.8) berechnet. Die darin benötigte Anzahl der  $^{187}\text{Os}$ -Kerne ergibt sich aus der gefitteten Intensität der Linie im Ortsspektrum (siehe Abschnitt 6.3) geteilt durch die totale Detektor-Effizienz (siehe Abschnitt 6.4).  $N_{\text{Re}}(t)$  ergibt sich aus dem nach Gl. (6.2.5) umgerechneten Ionenstrom zur Zeit  $t = t_s$  (= Speicherzeit, d.h. die Zeit zwischen Beendigung des Stacks und dem Einschalten des Gasjets). Ferner wird noch  $\Delta\lambda = \lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}} - \lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}}$  benötigt, wobei  $\lambda_{\text{Os}}^{\text{tot}}$  durch Gl. (6.5.7) gegeben ist und  $\lambda_{\text{Re}}^{\text{tot}}$  direkt aus Gl. (6.5.2) folgt (siehe auch Tabelle 6.2).

Der statistische Fehler jeder Einzelmessung ergibt sich im wesentlichen aus dem Fehler der Fit-Fläche (siehe Abschnitt 6.3). Um daraus einen Fehler für die Zerfallskonstante zu bestimmen, wurde, wiederum in selbstkonsistenter Weise, aus der minimalen und maximalen Fit-Fläche (Fit-Fläche  $\pm$  Fit-Fehler) jeweils eine untere und eine obere Zerfallskonstante bestimmt. Die Differenz zum ursprünglich bestimmten Wert wird, in Analogie zum  $1\sigma$ -Fehler der Fit-Fläche, ebenfalls als  $1\sigma$ -Fehler gewertet.

Ein weiterer, wenn auch vergleichsweise kleiner Fehler ergibt sich aus dem Fehler des Korrekturfaktors Gl. (5.1.7). Die Korrekturfaktoren für jeden Run sowie die zugehörigen Fehler sind in Tabelle 7.1 angegeben.

Unter Berücksichtigung der statistischen Fehler wurde für jeden Meßzyklus eine Zerfallskonstante bestimmt. Die in Gleichung (5.1.9) und (5.1.8) benötigten Parameter sowie die Ergebnisse der Einzelmessungen im  $^{187}\text{Re}$ -Ruhezustand sind in Tabelle 7.1 aufgeführt.

Run #	Brutzeit $t_s$ [s]	$^{187}\text{Re}$ -Kerne $N_{\text{Re}}(t_s)$ [ $10^6$ ]	$^{187}\text{Os}$ -Kerne $N_{\text{Os}}(t_s)$	Stack-Beitrag $^{187}\text{Os}$ $N_{\text{Os},0}$	Korrekturterm $\frac{1-e^{-\lambda t}}{\lambda t}$	$\lambda_{\beta_b}$ [ $10^{-10}\text{s}$ ]
1	11929	72.65	$438^{+159}_{-121}$	33	1.109(8)	$7.1^{+2.6}_{-2.0}$
2	14820	73.13	$536^{+154}_{-125}$	37	1.066(9)	$6.7^{+1.9}_{-1.6}$
3	10980	16.06	$93^{+80}_{-50}$	2	1.115(7)	$7.8^{+6.8}_{-4.2}$
4	10652	50.71	$267^{+138}_{-83}$	13	1.096(7)	$7.1^{+3.7}_{-2.2}$
5	11455	50.71	$263^{+111}_{-86}$	13	1.091(7)	$6.4^{+2.7}_{-2.1}$
6	10680	52.07	$236^{+104}_{-77}$	14	1.057(7)	$5.8^{+2.6}_{-1.9}$
7	10890	50.28	$263^{+103}_{-78}$	29	1.081(7)	$6.3^{+2.5}_{-1.9}$
8	7166	55.76	$281^{+131}_{-100}$	33	1.044(4)	$8.9^{+4.1}_{-3.2}$
9	14400	60.32	$490^{+147}_{-115}$	24	1.127(9)	$8.3^{+2.5}_{-1.9}$
10	7618	56.42	$246^{+108}_{-77}$	22	1.071(5)	$7.7^{+3.4}_{-2.4}$

**Tabelle 7.1:** Ergebnisse der einzelnen Meßzyklen. Weiterhin sind in der Tabelle alle Parameter angeführt, die für die Bestimmung einer Zerfallskonstanten nach Gleichung (5.1.8) benötigt werden. Die angegebenen Fehler sind jeweils statistischer Natur.

Die Streuung der einzelnen Werte  $\lambda_{\beta_b}^i$  in Tabelle 7.1 um ihren Mittelwert scheint recht klein verglichen mit den Fehlern  $\Delta\lambda_{\beta_b}^i$ . Dies liegt möglicherweise an einer Überschätzung des vom Untergrund herrührenden Fehlerbeitrags.

Aus den in Tabelle 7.1 angeführten Einzelergebnissen wurde dann ein mit den Fehlern gewichteter Mittelwert gebildet. Die Mittelung und Fehlerbehandlung erfolgte dabei in Anlehnung an [PRD 92], Mittelwert und Fehler ergeben sich danach aus

$$\bar{\lambda} \pm \delta\bar{\lambda} = \frac{\sum_i w_i \lambda_i}{\sum_i w_i} \pm \left( \sum_i w_i \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (7.1.1)$$

wobei  $\lambda_i$  die aus der  $i$ -ten Messung bestimmte Zerfallskonstante und

$$w_i = \left( \frac{1}{\delta\lambda_i} \right)^2 \quad (7.1.2)$$

das inverse Fehlerquadrat der entsprechenden Messung ist. Die Einzelergebnisse und der gewichtete Mittelwert im Ruhesystem von  $^{187}\text{Re}$  sind in Abb. 7.1 in Form eines Ideogramms dargestellt. Das Ideogramm zeigt in übersichtlicher Form alle Einzelergebnisse mit ihrem zugehörigen Fehler sowie den daraus resultierenden Mittelwert. Ferner ist eine Kurve zu sehen, die sich aus der Summe der Gaußkurven für jeden Meß-Run zusammensetzt. Der Mittelpunkt dieser Gaußkurven ist dabei durch den gemessenen Wert gegeben, die Breite wird durch den mittleren Fehler und die Fläche durch den inversen Fehler festgelegt. Sofern die Fläche der Gesamtverteilung auf Eins normiert wird (hier geschehen), stellt der  $y$ -Wert der Kurve eine relative Häufigkeit dar<sup>(1)</sup>.

---

<sup>(1)</sup>Eine Interpretation der Kurvenbreite als mittlerer Fehler (analog zur Gaußverteilung) ist allerdings nicht möglich, da die Breite nur die Verteilung aller Meßwerte aufgrund ihrer Fehler widerspiegelt. Sie enthält somit im Gegensatz zum eingezeichneten Mittelwertfehler keinerlei Mittelung.



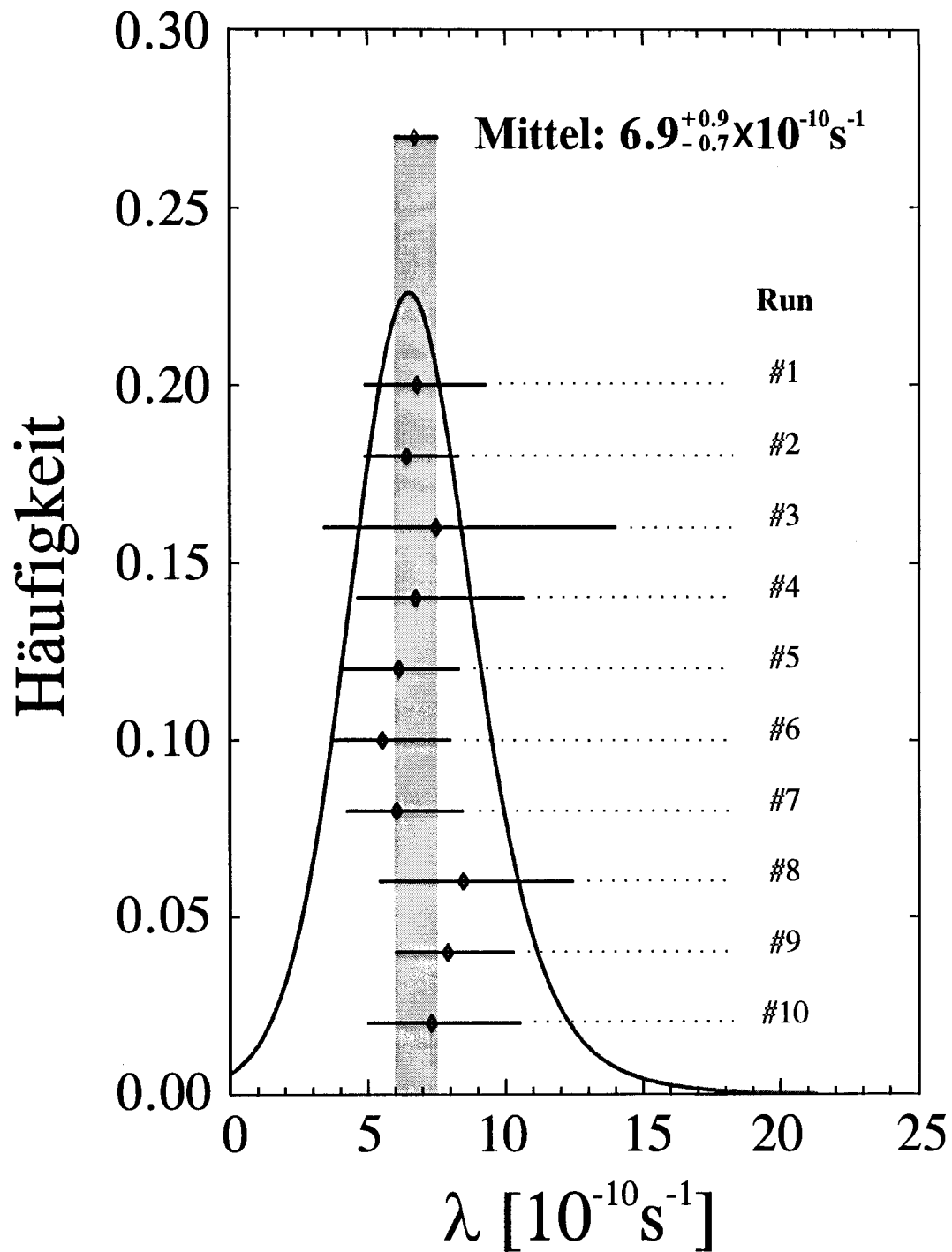


Abb. 7.1: Ideogramm der Meßergebnisse. Neben der Verteilungskurve sind auch die jeweiligen Einzelergebnisse (mit Fehlerbalken) der zehn Runs, sowie der berechnete Mittelwert dargestellt. Der schattierte Bereich ermöglicht einen besseren Vergleich der Einzelmessungen mit dem Fehlerbereich des Mittelwerts.

## 7.2 Systematische Fehler

Die bislang berücksichtigten Fehler waren lediglich statistischer Natur. Hinzu kommen nun systematische Fehler, die alle Messungen in gleicher Weise betreffen und somit getrennt vom bisher bestimmten mittleren Fehler beachtet werden müssen<sup>(2)</sup>. Zu diesen Fehlern zählen

- (i) Ungenauigkeiten in der Eichung des ESR-Trafos und damit in der Bestimmung der Teilchenzahlen, 1%,
- (ii) der Fehler in der totalen Effizienz (Kapitel 6.4), 3.4%,
- (iii) Ungenauigkeiten bei der Approximation des Stacks, 2% sowie
- (iv) der Fehler in der Bestimmung des Lorentzfaktors  $\gamma$ , 0.2%.

Durch quadratische Fehleraddition ermittelt man daraus einen Gesamtbeitrag der systematischen Fehler von 4.1%. Man erhält somit als Endergebnis für die Zerfallskonstante des gebundenen  $\beta$ -Zerfalls von nacktem  $^{187}\text{Re}$  (im  $^{187}\text{Re}$ -Ruhesystem!)

$$\lambda_{\beta_b} = (6.9_{-0.7}^{+0.9} \pm 0.3_{\text{syst.}}) \times 10^{-10} \frac{1}{\text{s}} . \quad (7.2.1)$$

Der Index "syst." kennzeichnet dabei den systematischen Fehler. Die Zerfallskonstante entspricht einer Halbwertszeit von

$$T_{\frac{1}{2}}(^{187}\text{Re}^{75+}) = 32_{-4}^{+5} \text{ Jahre} . \quad (7.2.2)$$

Als Fehler ist die algebraische Summe aus dem systematischen und statistischen Fehler angegeben.

Diese Halbwertszeit entspricht

$$\log ft = 7.86 \pm 0.60 . \quad (7.2.3)$$

Der früher aus vergleichbaren Kernzuständen empirisch abgeschätzte  $\log ft$ -Wert von 7.5 [Tak 87] kommt dem experimentell bestimmten Wert damit sehr nahe. Dies unterstreicht den Wert kernphysikalisch fundierter Extrapolationen im Bereich der nuklearen Astrophysik, insbesondere wenn man berücksichtigt, daß die Halbwertszeit von  $^{187}\text{Re}$  im neutralen Zustand etwa neun Größenordnungen länger ist.

<sup>(2)</sup>Eine gleichzeitige Betrachtung systematischer und statistischer Fehler würde den wirklichen Fehler überschätzen.

## 8. Das Alter des Universums

Das Alter des Universums ist eine Größe, die seit langer Zeit die Astrophysiker und Kosmologen beschäftigt. Im folgenden werden zunächst einige Bestimmungsmöglichkeiten dieser Größe angesprochen, ehe detaillierter ein Teilgebiet der Kosmochronologie, die Nukleokosmochronologie besprochen wird.

### 8.1 Kosmochronologie

Es gibt verschiedene Methoden das Alter des Universums zu bestimmen. Ein bekannter, jedoch mit einigen Schwierigkeiten behafteter Zugang erfolgt über die Hubble-Konstante. Die Schwierigkeit dieser chronometrischen Methode liegt vor allem in der Bestimmung der Konstanten selbst. Die großen Schwankungen in den Werten der Hubble-Konstante resultieren dabei aus Problemen bei der Entfernungsbestimmung sehr ferner Objekte [Ar 90b, Jac 94, Bos 95]. Bei der Altersbestimmung mittels der Hubble-Konstante wird nun im allgemeinen vom sogenannten Standard-Modell<sup>(1)</sup> der Kosmologie sowie von einem flachen Universum<sup>(2)</sup> ausgegangen. Dies ist jedoch in gewisser Hinsicht eine unbefriedigende Annahme, da es das Alter des Universums lediglich für einen Grenzfall festlegt. Läßt man hingegen die Annahme des flachen Universums fallen und akzeptiert für  $\Omega/\Omega_{\text{cr}}$  Werte zwischen 0 und 1 (offenes Universum<sup>(3)</sup>), so ergibt sich folgende Ungleichung:

$$1 \geq H_0 T_U \geq \frac{2}{3} \quad \text{für} \quad 0 \leq \Omega/\Omega_{\text{cr}} \leq 1, \quad (8.1.1)$$

<sup>(1)</sup>Das Standard-Modell taucht in der Literatur auch unter dem Namen Einstein-de Sitter-Modell auf und fordert eine verschwindende kosmologische Konstante ( $\Lambda = 0$ ). Die kosmologische Konstante kann als Abweichung vom  $1/r^2$ -Verhalten des Gravitationsgesetzes für große  $r$  interpretiert werden [Ber 90].

<sup>(2)</sup>Ein flaches Universum liegt vor, wenn die Dichte im Universum  $\Omega$  gerade gleich der kritischen Dichte  $\Omega_{\text{cr}}$  ist. In diesem Fall dehnt sich dann das Universum für immer aus, die Expansion kommt jedoch nach unendlich langer Zeit zum Erliegen.

<sup>(3)</sup>Ein offenes Universum expandiert für immer.

wobei  $H_0$  die Hubble-Konstante und  $T_U$  das Alter des Universums ist [Ar 90b, Pea 91, Fre 94]. Dieser Zusammenhang ist auch in Abb. 8.1 für zwei verschiedene  $T_U$  dargestellt<sup>(4)</sup>.

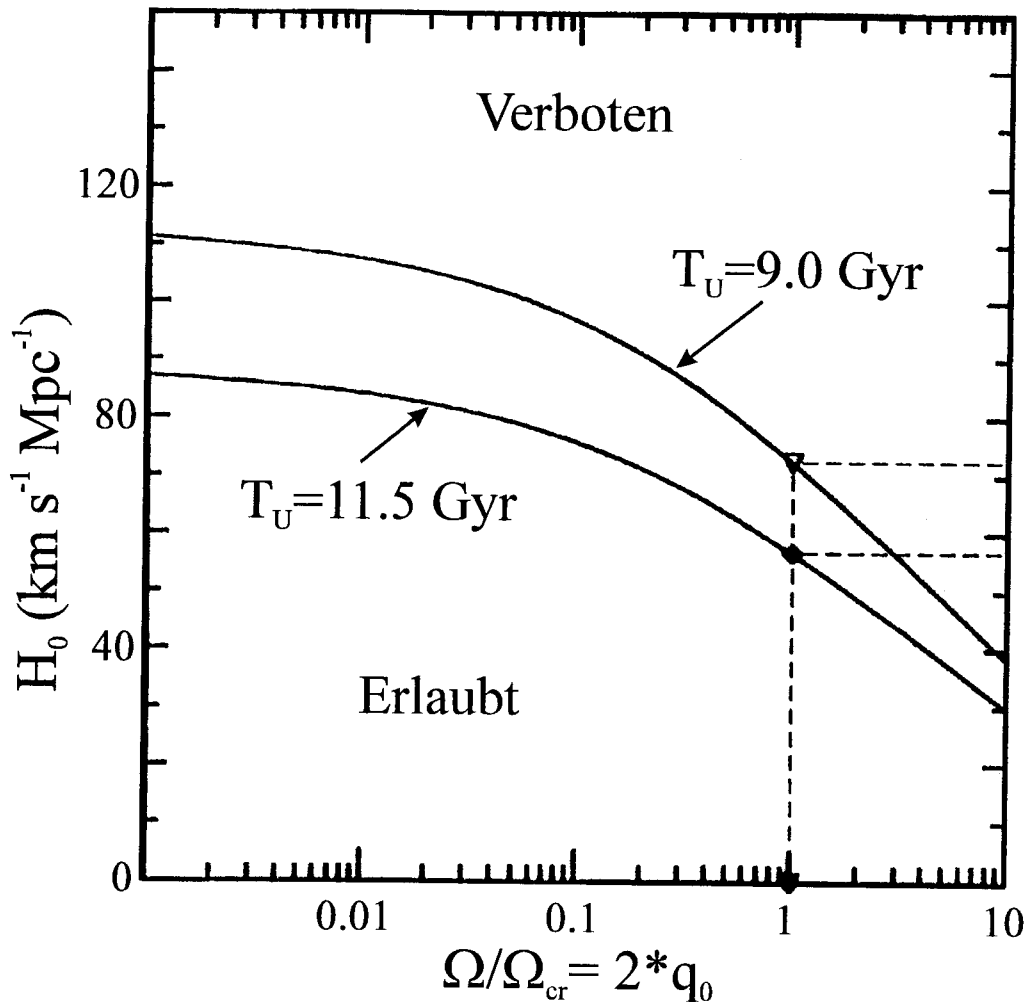


Abb. 8.1: Zusammenhang  $T_U$ - $H_0$ - $\Omega/\Omega_{cr}$ . Nimmt man ein minimales Alter von  $9 \times 10^9$  a für das Universum an, so gibt es in dem mit "Verboten" bezeichneten Bereich keine möglichen Wertepaare für  $H_0$  und  $\Omega/\Omega_{cr}$ .

Betrachtet man Abb. 8.1, so stellt man fest, daß eine von der Hubble-Konstanten unabhängige Altersbestimmung einen Zugang zur Dichte des Universums eröffnen würde. In diesem Zusammenhang wird somit Sinn und Zweck der im folgenden zu beschreibenden Nukleokosmochronologie deutlich.

<sup>(4)</sup>Die Abbildung ist dabei um den Fall eines geschlossenen Universums (= Universum, das sich nach einer bestimmten Zeit wieder zusammenzieht) erweitert.

## 8.2 Nukleokosmochronologie

*“I allege, and a careful perusal of the voluminous literature will confirm, that one can get almost any answer one wants from nuclear cosmochronology by choosing critical parameters well within their range of uncertainties, especially with U and Th, and by following an unproductive practice of arbitrarily specifying the nucleosynthesis history. (...) I argue that the only useful nuclear cosmochronology must be evaluated within the confines of those specific models of the chemical evolution of the solar neighborhood of the Galaxy that satisfy a large body of astronomical data and astrophysical argument.”*

(Clayton, 1988 [Cla 88])

Die Häufigkeit der schweren Elemente ( $Z > Z_{\text{Fe}} = 26$ ) in unserem Sonnensystem geht auf frühere Generationen der stellaren Nukleosynthese zurück. Mittels der (relativen) Häufigkeiten verschiedener langlebiger Radioisotope<sup>(5)</sup> und der Annahme bestimmter Modelle für den Ablauf der Elementsynthese<sup>(6)</sup> sind Abschätzungen des Alters der Elemente, der Nukleosynthesedauer sowie des Alters unseres Sonnensystems möglich<sup>(7)</sup>. Man bezeichnet diese chronometrische Methode als “Nukleokosmochronologie”.

Es besteht nun die Möglichkeit, das Alter des Universums aus dem Alter der Elemente abzuschätzen. Dabei gilt folgender Zusammenhang [Ar 90b]:

$$T_{\text{U}} \gtrsim T_{\text{GC}} \gtrsim T_{\text{G}} \gtrsim T_{\text{Disk}} \approx T_{\text{El}} , \quad (8.2.1)$$

<sup>(5)</sup>Der Vorteil langlebiger Elemente beruht darin, daß diese auf kleinere Schwankungen im zeitlichen Ablauf der Nukleosynthese insensitive reagieren [Hai 77]. Langlebig bedeutet dabei, daß die Halbwertszeit des Radioisotops in der Größenordnung des zu bestimmenden Alters (Alter des Sonnensystems, des Universums, etc.) liegt.

<sup>(6)</sup>Für eine möglichst genaue Wiedergabe der Abläufe während der Nukleosynthese bedient man sich sogenannter “chemical evolution models”, die unter Einbeziehung möglichst vieler (experimentell bestimmter) Parameter versuchen, die heutigen Elementhäufigkeiten zu reproduzieren. Man kann die Nukleosynthese selbstverständlich auch durch einfache Modelle (z.B. exponentiell oder konstant) beschreiben. Allerdings erhält man auf diese Weise nur sehr ungenaue (und damit unbefriedigende) Werte für das Alter des Universums [Cla 88, Ar 90a] (siehe auch Zitat Clayton). Diese einfachen Modelle können jedoch verwendet werden, um eine Abschätzung für das maximale und minimale Alter des Universums zu bekommen.

<sup>(7)</sup>Für diese Altersbestimmungen werden im Allgemeinen zwei Radioisotope verwendet, die gemeinsam als “nukleokosmochronometrisches Paar” bezeichnet werden. Beispiele für solche Paare sind  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ ,  $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ , u.v.m..

wobei  $T_U$  das Alter des Universums,  $T_{GC}$  das Alter der Galaxienhaufen ("Globular Clusters"),  $T_G$  das Alter (unserer) Galaxie,  $T_{Disk}$  das Alter der galaktischen Scheibe und  $T_{El}$  das Alter der nicht-primordialen Elemente ist. Wie bereits oben angeführt ist auch eine Bestimmung des Alters unseres Sonnensystems sowie der Dauer der Nukleosynthese möglich. Auf einer kosmologischen Zeitskala kann man sich das Alter des Universums wie folgt zusammengesetzt vorstellen (siehe auch Abb. 8.2)

$$T_U = \Delta_1 + T_{El} = \Delta_1 + T_N + \Delta_2 + T_S, \quad (8.2.2)$$

wobei  $\Delta_1$  die Zeitspanne zwischen dem Urknall und dem Beginn der Nukleosynthese<sup>(8)</sup>,  $T_N$  die Dauer der Nukleosynthese,  $\Delta_2$  der Zeitraum zwischen dem letzten Ereignis der Nukleosynthese und der Formation unseres Sonnensystems<sup>(9)</sup> und  $T_S = 4.55 \times 10^9$  a das Alter unseres Sonnensystems ist. Diese Skala ist anschaulich in Abb. 8.2 dargestellt.

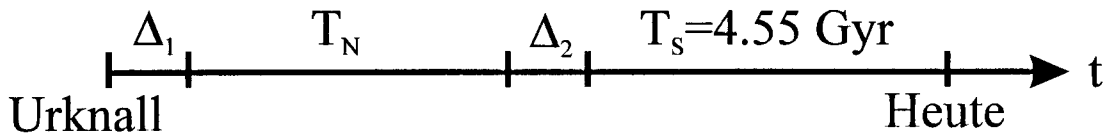


Abb. 8.2: Kosmologische Zeitskala.

Vernachlässigt man nun die beiden kurzen Zeiten  $\Delta_1$  und  $\Delta_2$  ergibt sich eine Abschätzung des Alters *unserer* Galaxie<sup>(10)</sup> und damit eine untere Grenze für das Alter des Universums:

$$T_U \gtrsim T_G \approx T_N + T_S. \quad (8.2.3)$$

Die Aufteilung in die Dauer der Nukleosynthese und das Alter des Sonnensystems ist vernünftig, da die verschiedenen nukleokosmochronometrischen Paare im allgemeinen nur für eine der beiden Zeiten eine zuverlässige Bestimmungsmethode darstellen. So liefert z.B. das Paar  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ , oder auch  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$  bei der Altersbestimmung des Sonnensystems vernünftige Werte, wohingegen  $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$  bei der Bestimmung der Nukleosynthesedauer favorisiert wird.

<sup>(8)</sup>Diese Zeitspanne ist eng mit dem Übergang vom strahlungs- zum materiedominierten Universum verbunden und wird auf einige  $10^8$  Jahre geschätzt [Bos 94, Bos 95].

<sup>(9)</sup>Das Verhältnis verschiedener Radioisotope aus Erdproben und diverser Meteorite weist auf eine näherungsweise gleichzeitige Entstehung der Erde und der Meteorite innerhalb einer Zeitspanne von etwa  $10^8$  Jahren aus einer primordialen Quelle hin [Luc 83].

<sup>(10)</sup>Alle bisher untersuchten Elementproben gehören zu unserer Galaxie [Bos 94, Bos 95].

Die Vor- und Nachteile dieser vieldiskutierten Methoden bei der Bestimmung der einen oder anderen Zeit sollen im folgenden dargestellt werden.

### 8.2.1 Die Paare $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ und $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$

Die beiden bekanntesten chronometrischen Paare sind vermutlich  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  sowie  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ . Mit diesen Paaren sind Altersbestimmungen in unserem Sonnensystem leicht zugänglich. Man benötigt hierbei lediglich das Verhältnis der beiden Radioisotope sowie das der stabilen Tochterisotope (Pb-Isotope als Endprodukt der Uran- und Thorium-Zerfallsketten) heute und zum Zeitpunkt der Entstehung des Sonnensystems. Letzteres Verhältnis ergibt sich aus Messungen an Meteoriten, die (fast) kein Uran und/oder Thorium enthalten [Uns 88].

Bei der Ausdehnung der zu bestimmenden Zeitspanne auf das Alter der Elemente stößt man jedoch auf Schwierigkeiten, da man für den Zeitraum der Nukleosynthese eine zuverlässige Abschätzung der Produktionsraten der beteiligten Radioisotope benötigt. Die Isotope  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  sowie  $^{238}\text{U}$  werden im r-Prozeß<sup>(11)</sup> gebildet. Die Problematik besteht nun darin, daß es zur Zeit noch ungeklärt ist, wo und damit unter welchen Bedingungen (Neutronenflüsse, Temperaturen, etc.) dieser Prozeß abläuft. Hinzukommt, daß auf dem Pfad des r-Prozeß viele heute noch unbekannt neutronenreiche Kerne liegen. Für einen tieferen Einblick in die genauen Produktionsverhältnisse während des r-Prozeß benötigt man jedoch Informationen gerade zu diesen Nukliden (Neutroneneinfangsquerschnitte, Beta-Zerfallszeiten, Spaltbarrieren, usw.) [Thi 86, Ar 90b]. Da nun jeweils beide Isotope der hier besprochenen chronometrischen Paare im r-Prozeß gebildet werden, hängt ihr Verhältnis (und damit die Dauer der Nukleosynthese) stark von dem jeweiligen Modell für den Synthese-Prozeß ab. Die Altersbestimmung des Universums mittels  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ , oder  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  wird deshalb derzeit als unzuverlässig angesehen [Ar 90a, Yok 83].

### 8.2.2 Das Paar $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$

Aufgrund der Probleme in der Systematik des r-Prozesses und den damit verbundenen Schwierigkeiten bei der Altersbestimmung des Universums mit Hilfe von

---

<sup>(11)</sup>r-Prozeß: Das "r" steht hierbei für "rapid" und weist auf den im Vergleich zu typischen Betazerfallszeiten schnell ablaufenden Neutroneneinfang hin. Die Elemente des r-Prozesses entstehen somit durch eine Reihe von Neutroneneinfangsprozessen und einer anschließenden Beta-Zerfallskette.

$^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$  oder  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  stellt sich die Frage nach einem Paar, daß weitgehend frei von der Problematik des r-Prozesses ist. In diesem Zusammenhang wurde 1964 von Clayton  $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$  vorgeschlagen [Cla 64].  $^{187}\text{Re}$  wird dabei gleichermaßen wie  $^{235,238}\text{U}$  oder  $^{232}\text{Th}$  im r-Prozeß gebildet. Das Zerfallsprodukt von  $^{187}\text{Re}$ , das  $^{187}\text{Os}$ , wird hingegen im sogenannten s-Prozeß<sup>(12)</sup> erzeugt. Dadurch reduziert sich die Problematik des r-Prozesses auf ein einzelnes Element, für dessen Produktionsrate eine genaue Kenntnis seiner Vorfahren<sup>(13)</sup> nicht essentiell ist. Hinzukommt, daß aufgrund der langen  $^{187}\text{Re}$ -Halbwertszeit von  $43.5 \times 10^9$  a [Lin 86] das chronometrische Paar  $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$  äußerst träge auf kleinere Abweichungen in der Produktionsrate von  $^{187}\text{Re}$  während der Nukleosynthese reagiert. Aus diesen Gründen kann dieses Paar als (weitgehend) unabhängig vom r-Prozeß betrachtet werden [Ar 90a].

Für die  $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ -“Uhr” ist es hingegen mit von entscheidender Bedeutung den kosmoradiogenen, also den aus dem  $^{187}\text{Re}$ -Zerfall<sup>(14)</sup> stammenden Anteil zu kennen. Dieser kann aus der heute beobachteten  $^{187}\text{Os}$ -Häufigkeit sowie dem Beitrag aus dem s-Prozeß abgeleitet werden. Zur Veranschaulichung der  $^{187}\text{Os}$ -Beiträge ist in Abb. 8.3 der Pfad des s-Prozesses in der hier diskutierten Region dargestellt. Das  $^{187}\text{Os}$  setzt sich also wie folgt zusammen<sup>(15)</sup>:

$$^{187}\text{Os} = ^{187}\text{Os}_s + ^{187}\text{Os}_c, \quad (8.2.4)$$

wobei der Index “s” den aus dem s-Prozeß stammenden Anteil, wohingegen der Index “c” den kosmoradiogenen Beitrag bezeichnet.

Um den im s-Prozeß erzeugten Anteil zu bestimmen, bedient man sich einer sogenannten “lokalen Approximation” [Che 90]. Dabei wird ein lokales Gleichgewicht der beiden s-Prozeß-Isotope  $^{186}\text{Os}$  und  $^{187}\text{Os}$  angenommen:

$$^{186}\text{Os} \sigma^{186}(n, \gamma) = ^{187}\text{Os}_s \sigma^{187}(n, \gamma). \quad (8.2.5)$$

<sup>(12)</sup>s-Prozeß: Das “s” steht hierbei für “slow” und bezieht sich in analoger Weise zum r-Prozeß auf die Neutroneneinfangsrate. Im Gegensatz zum r-Prozeß sind hier nun allerdings die Neutronenflußraten so gering, daß im wesentlichen nur stabile Elemente Neutronen einfangen, d.h. die während des Synthese-Prozesses auftretenden Beta-Zerfälle laufen auf einer deutlich kürzeren Zeitskala als die Neutroneneinfangsreaktionen ab.

<sup>(13)</sup>Unter Vorfahren sind hier die Elemente entlang des r-Prozeß-Pfads zu verstehen.

<sup>(14)</sup>Der  $\beta$ -Zerfall vom  $^{187}\text{Re}$  zum  $^{187}\text{Os}$  wird wegen der langen Halbwertszeit des Übergangs nicht mehr zum r-Prozeß gezählt.

<sup>(15)</sup>Im folgenden werden die Elementhäufigkeiten jeweils durch das entsprechende Element selbst repräsentiert.





Der Faktor  $F_\sigma$  ist zur Zeit noch mit einer großen Unsicherheit behaftet ( $0.8 \leq F_\sigma \leq 1.1$  [Woo 79]). Da der im s-Prozeß gebildete Anteil an  $^{187}\text{Os}$  vergleichbar ist mit dem kosmoradiogenen Ursprungs [Win 80, Lu 80a, Lu 80b, Che 90], ergibt sich dadurch ein entsprechender Fehler bei der Altersbestimmung.

Ein weiterer Korrekturfaktor ergibt sich aus möglichen Verzweigungen des s-Prozesses in der Wolfram- und Rhenium-Region<sup>(17)</sup>. Diese Verzweigungen sind ebenfalls in Abb. 8.3 zu sehen und würden die Produktionsraten während der Nukleosynthese etwas zu Gunsten von  $^{187}\text{Re}$  verschieben. Der Anteil des im s-Prozeß gebildeten  $^{187}\text{Os}$  würde sich dadurch verringern [Ar 90a, Che 90, Yok 83]. Der hierfür in der Literatur angegebene Korrekturfaktor  $F_b$  liegt zwischen 0.9 und 1.0 [Arn 84]. Das Häufigkeitsverhältnis von  $^{187}\text{Os}$  zu  $^{186}\text{Os}$  ergibt sich dann unter Berücksichtigung aller Korrekturen zu

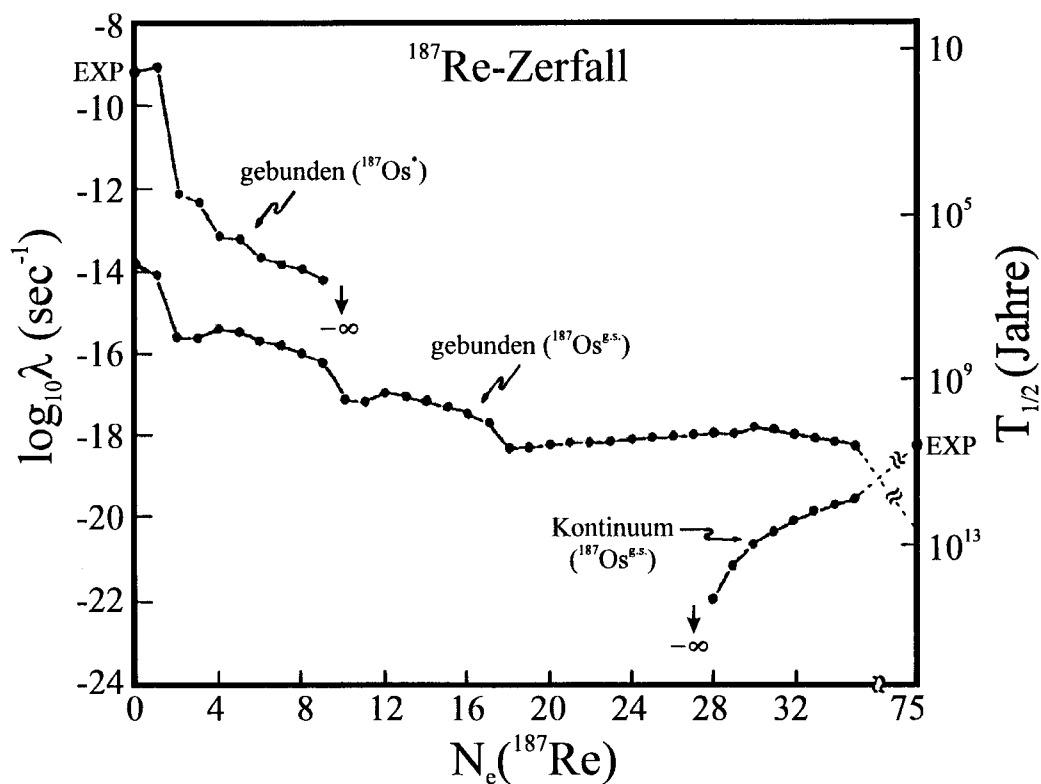
$$\frac{{}^{187}\text{Os}_s}{{}^{186}\text{Os}} = F_b F_\sigma \frac{\sigma^{186}}{\sigma^{187}}. \quad (8.2.7)$$

Eines der größten Probleme des hier diskutierten Chronometers steht im Zusammenhang mit dem gebundenen Beta-Zerfall. Um diesen Zusammenhang verstehen zu können, muß man sich den Ablauf der Nukleosynthese vor Augen führen: Beim Sterntod (z.B. Supernova-Explosion) wird das im Stern produzierte  $^{187}\text{Re}$  und  $^{187}\text{Os}$  ins interstellare Gas emittiert. Dieses Gas kann sich verdichten und einen neuen Stern bilden. Die dabei eingebauten  $^{187}\text{Re}$ - und  $^{187}\text{Os}$ -Atome sind hier wieder den Nukleosynthese-Prozessen ausgesetzt und können dadurch reproduziert werden, ehe sie erneut ins interstellare Gas gelangen. Dieser Vorgang wird als "Astration" bezeichnet. Für die Art der Reproduktion der  $^{187}\text{Re}$ - und  $^{187}\text{Os}$ -Atome gibt es nun verschiedene Möglichkeiten. Zum einen besteht natürlich die Möglichkeit, daß die Elemente durch Neutroneneinfang zerstört werden. Zum anderen liegen sie jedoch aufgrund des heißen Sterninneren hochionisiert vor. Bereits 1969 wies Clayton in diesem Zusammenhang auf die Möglichkeit einer erhöhten Zerfallskonstanten aufgrund des gebundenen Beta-Zerfalls hin [Cla 69]. Die Notwendigkeit einer Berücksichtigung des  $\beta_b$ -Zerfalls von  $^{187}\text{Re}$  (insbesondere des Zerfalls in den ersten angeregten Zustand von  $^{187}\text{Os}$ ) wurde 1983 von Takahashi und Yokoi nochmals betont [Tak 83]. In der vorliegenden Arbeit konnte experimentell bestätigt werden, daß die Zerfallskonstante von hochionisierten  $^{187}\text{Re}$  um bis zu neun Größenordnungen größer als im neutralen Zustand

<sup>(17)</sup>Die Zerfallszeit von  $^{185}\text{W}$  ist mit 75.1 Tagen relativ lang, so daß bei diesem Element auch eine Neutroneneinfangsreaktion in Betracht gezogen werden muß. Gleiches gilt für  $^{186}\text{Re}$ , dessen Zerfallszeit 3.8 Tage beträgt.

ist. Dadurch wird die Wichtigkeit des gebundenen Beta-Zerfalls bei diesem chronometrischen Paar erneut unterstrichen.

Für Altersbestimmungen mit Hilfe des  $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ -Paares ist damit eine effektive Halbwertszeit des  $^{187}\text{Re}$  während der Nukleosynthese erforderlich. Für die Bestimmung einer solchen effektiven Halbwertszeit wird die Zeit, die das  $^{187}\text{Re}$  während der Nukleosynthese in Sternen verbracht hat, benötigt. Diese Zeiten müssen im Rahmen eines "stellar evolution models"<sup>(18)</sup> ermittelt werden. Ein wichtiger Parameter dieser Modelle ist dabei die Abhängigkeit der Zerfallskonstanten vom Grad der Ionisation. Wie man aus Abb. 8.4 erkennen kann ist der  $\beta_b$ -Zerfall in den ersten angeregten Zustand von  $^{187}\text{Os}$  nur möglich, wenn maximal zehn Elektronen ans  $^{187}\text{Re}$  gebunden sind [Tak 92]. Durch den experimentell bestimmten Wert der Zerfallskonstanten von nacktem  $^{187}\text{Re}$  können die theoretischen Werte in zuverlässiger Weise neu berechnet werden.



**Abb. 8.4:** Zerfallskonstante von  $^{187}\text{Re}$  in Abhängigkeit von der Zahl der ans  $^{187}\text{Re}$  gebundenen Elektronen (in Anlehnung an [Tak 87], der theoretische Wert für nacktes  $^{187}\text{Re}$  wurde durch den experimentell ermittelten ersetzt).

<sup>(18)</sup>Bei diesen Modellen wird die Entwicklung der Sterne und der in ihnen enthaltenen Elemente in Abhängigkeit von der Stern-Masse betrachtet.

Es sollte an dieser Stelle der Vollständigkeit halber noch erwähnt werden, daß während der Astringation neben dem Neutroneneinfang noch ein zweiter Vernichtungsprozeß für  $^{187}\text{Os}$  existiert. Für nicht zu hoch ionisiertes  $^{187}\text{Os}$  ist ein Elektroneneinfang durch den ersten angeregten Zustand von  $^{187}\text{Os}$  (thermisch besetzt) energetisch möglich. Desweiteren ist auch ein Kontinuums-Elektroneneinfang nicht vernachlässigbar, sofern ausreichende Elektronendichten zur Verfügung stehen [Tak 83].

Zu den bisher diskutierten Schwierigkeiten, die vor allem theoretisch begründet sind, kommt noch ein rein experimentell bedingtes Problem hinzu: Der in Meteoriten und Erdproben enthaltene Rhenium- und Osmium-Anteil ist sehr gering (etwa 0.3–3 ppm), wodurch eine exakte Bestimmung der relativen Häufigkeiten sehr schwierig ist [Lu 80a, Lu 80b]. Es ergeben sich dadurch Schwankungen im  $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ -Verhältnis, die zu einer ungenauen Bestimmung des Alters des Sonnensystems führen. Aus diesem Grund beschränkt man sich bei dieser "Uhr" auf die Bestimmung der Dauer der Nukleosynthese, das Alter des Sonnensystems wird dann mit Hilfe anderer Chronometer (z.B.  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ ) ermittelt [Luc 83].

Aufgrund der derzeit noch vielschichtigen Probleme ist es derzeit nicht möglich, eine zuverlässige Altersbestimmung des Universums mittels der Nukleokosmochronologie durchzuführen [Arn 84, Cla 88]. Es soll jedoch nicht der Eindruck entstehen, daß dies an der Methodik der Nukleokosmochronometrie liegt, d.h. also, daß eine Altersbestimmung auf diesem Weg unmöglich ist. Vielmehr stellt das  $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ -Chronometer ein nach wie vor vielversprechendes Paar dar, für dessen Anwendung durch die experimentelle Bestimmung der Halbwertszeit gegenüber dem gebundenen Beta-Zerfall eine der bestehenden Hürden überwunden wurde.

## 9. Ausblick

Im Rahmen dieses Kapitels sollen nun einige interessante Themen aufgegriffen und vorgestellt werden, die im Zusammenhang mit dieser Arbeit stehen, oder im weiteren Sinne mit den hier behandelten Fragestellungen (gebundener Beta-Zerfall, Kosmologie) in Verbindung gebracht werden.

### 9.1 Das Alter des Universums

Wie bereits in Kapitel 8.2 angesprochen, werden auch in Zukunft große Hoffnungen in das nukleokosmochronometrische Paar  $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$  gesetzt. Ehe jedoch zuverlässige Altersbestimmungen für das Universum mit Hilfe einer solchen "Uhr" durchgeführt werden können, muß sowohl von experimenteller als auch theoretischer Seite noch Verschiedenes geleistet werden. So stellt sich den Experimentalisten z.B. die Aufgabe, genauere Daten für die relevanten Neutroneneinfangsquerschnitte zu bestimmen. Die Theoretiker hingegen müssen vornehmlich die Zeit bestimmen, die das  $^{187}\text{Re}$  im Sterninneren während der Nukleosynthese verbringt. Desweiteren müssen Bestrebungen unternommen werden, den Anteil des im s-Prozeß entstandenen  $^{187}\text{Os}$  exakter festzulegen.

### 9.2 Kosmologie und Speicherringexperimente

Durch den Nachweis des gebundenen Beta-Zerfalls von nacktem  $^{187}\text{Re}$  hat sich erneut die Leistungsfähigkeit der Beschleunigeranlage der GSI und im speziellen des ESR bei derartigen Experimenten gezeigt.

Ein weiteres Experiment, bei dem die Kapazitäten der GSI genutzt werden könnten und das von astrophysikalischem Interesse wäre, ist der gebundene Beta-Zerfall von nacktem  $^{205}\text{Tl}^{81+}$ . Die theoretisch vorgesagte Halbwertszeit schwankt dabei zwischen 121 Tagen [Tak 87] und 10 Jahren [Fre 88], der Nachweis in einem Speicherringexperiment sollte keine Schwierigkeit darstellen.

Das Interesse am  $^{205}\text{Tl}$  liegt in der Verwendbarkeit als Langzeit-Neutrinoziel, mit dessen Hilfe der über einen langen Zeitraum integrierte solare Neutri-

nofluß bestimmt werden könnte [Fre 88]. Man hätte so Zugang zu einer Meßmethode des solaren Neutrinoflußes, die sich von den bisherigen Experimenten (GALLEX, Homestake, etc.) abhebt. Durch die Bestimmung der Zerfallszeit von nacktem  $^{205}\text{Tl}$  kann man das Matricelement für den Übergang von Thallium zum ersten angeregten Zustand in Blei ermitteln. Für neutrales Thallium kann dieser Übergang durch ein Neutrino induziert werden, der  $Q$ -Wert für diesen Übergang beträgt 44 keV [Fre 88]. Die niedrige Schwelle für diesen Übergang stellt einen großen Vorteil gegenüber GALLEX<sup>(1)</sup> und ähnlichen Experimenten dar.

Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, ist es möglich, in einem ESR-Experiment Zerfallszeiten von rund 30 Jahren zu bestimmen. Durch eine Verbesserung der Effizienz<sup>(2)</sup> sowie der  $Z$ -Auflösung relativistischer Schwerionen sollten auch Halbwertszeiten von einigen Hundert Jahren mit ausreichender Statistik nachweisbar sein.

### 9.3 $Z$ -Auflösung schwerer Ionen

Wie bereits in den Abschnitten zur Ionisationskammer ausführlich diskutiert wurde, ist eine  $Z$ -Auflösung benachbarter Kerne in der  $^{187}\text{Re}$ -Region ( $Z = 75$ ) nicht gelungen. Es muß festgestellt werden, daß aufgrund der bei relativistischen Schwerionen auftretenden  $\delta$ -Elektronen eine solche  $Z$ -Identifikation auch in Zukunft mit Hilfe einer Ionisationskammer ähnlicher Dimensionen nicht realisiert werden kann. Es bleibt zu überlegen, ob mit Hilfe von PIN-Dioden die gewünschten Ergebnisse erzielbar sind. Dies wurde bereits ansatzweise getestet<sup>(3)</sup> [Hei 95], allerdings mit negativem Ausgang (Auflösung nur etwa 3%). Eine mögliche Verbesserung könnte durch Verwendung eines PIN-Dioden-Stacks, d.h. einer Hintereinanderschaltung mehrerer PIN-Dioden erzielt werden. Diese Hintereinanderschaltung würde eine Vielfachmessung des Energieverlustes erlauben und so eventuell eine Trennung benachbarter Kernladungszahlen erlauben.

Es muß an dieser Stelle noch betont werden, daß die Schwierigkeit der  $Z$ -Auflösung im vorliegenden Fall allein aus dem begrenzten Raumangebot in den ESR-Detektortaschen resultiert. Mit Hilfe größerer  $\Delta E$ -Zähler konnten bereits  $Z$ -Auflösungen im Bereich von Uran ( $Z = 92$ ) realisiert werden [Rub 95]<sup>(4)</sup>.

<sup>(1)</sup>Die Schwelle des GALLEX-Experiments liegt bei 230 keV.

<sup>(2)</sup>Eine Verringerung der Totzeit sollte eine totale Effizienz von etwa 60% ermöglichen.

<sup>(3)</sup>Test der Energieauflösung einer PIN-Dioden-Reihe im ESR im Frühjahr 1995.

<sup>(4)</sup>Die Auflösung der MUSIC beträgt z.B. in diesem Bereich etwa 0.5%.

## A. Elektronik und Datenaufnahme

In diesem Kapitel soll die im ESR-Experiment verwendete Elektronik sowie das Datenaufnahmesystem vorgestellt werden.

In Abb. A.1 ist die Ausleseelektronik der Ionisationskammer und des Mikrostreifenzählers in Form eines Flußdiagramms dargestellt. Die Hochspannungsentkopplung der Kathoden (Ionisationskammer und Mikrostreifengaszähler) und der beiden Rückseitenstreifen des MSGC erfolgt bereits in der Detektortasche, die Vorverstärkung aller Signale mittels Micro-CSA-Vorverstärkern wurde unmittelbar im Anschluß an die Detektortasche im ESR vorgenommen.

Der Trigger für die Datenaufnahme wurde über ein logisches "Oder" aus dem Anodensignal der Ionisationskammer und dem Kathodensignal des MSGC gebildet.

An der in Abb. A.1 dargestellten Triggerbox (Typ TB 8000) kann für jeden Detektor ein Untersetzungsfaktor der Form  $2^x$  eingestellt werden. Aufgrund der auf 2 kHz begrenzten Ausleserate der Datenleitung wurden die MWPC<sup>(1)</sup> nach dem Elektronenkühler und dem Gasjet 256-fach ( $2^8$ ) unterschätzt. Die Ionisationskammer und der MSGC wurden ohne Untersetzung ausgelesen. Zur Bestimmung der Totzeit wurden mit Hilfe von LeCroy-Scalern alle von den Detektoren registrierten Ereignisse gezählt. Auf diese Weise war die in Kapitel 6.4.3 durchgeführte Totzeit-Korrektur möglich.

Die Elektronik wurde in der üblichen Weise mit dem an der GSI gebräuchlichen J11-System zur Datenaufnahme (GOOSY) verbunden (siehe [GOOSY]).

---

<sup>(1)</sup>Diese Zähler dienten der Bestimmung der Umladeraten während des Experiments.

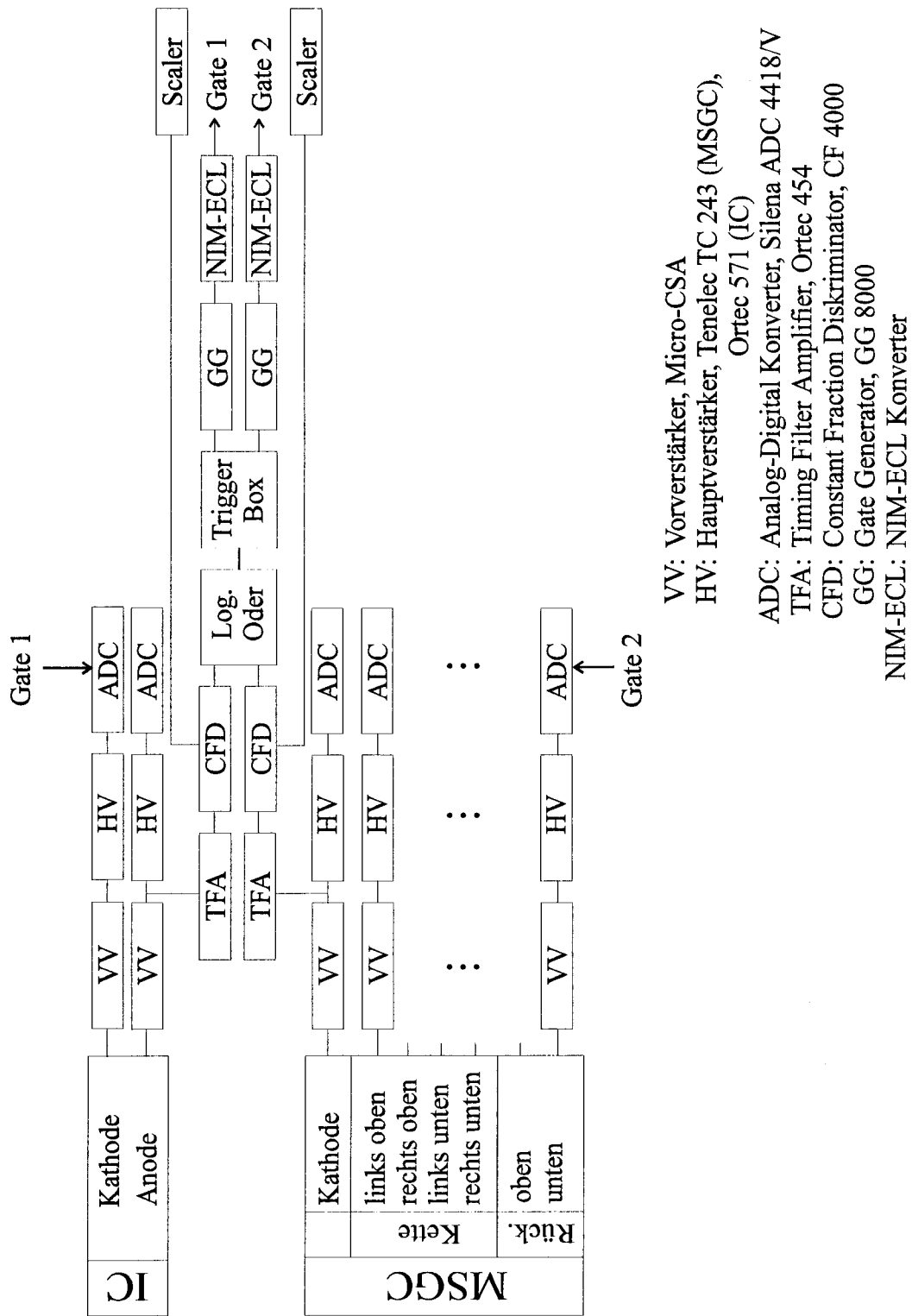


Abb. A.1: Ausleseelektronik.



## B. Das Programm vavilov

Das Programm `vavilov` berechnet für die Transmission relativistischer Schwerionen durch dünne Zähler die Verteilung der deponierten Energie unter Berücksichtigung der aus dem Zählvolumen entweichenden  $\delta$ -Elektronen (die sogenannte Vavilov-Distribution [Ada 75, Bad 73]).

Für die Berechnung der Vavilov-Distribution benötigt das Programm `vavilov` einige Eingabeparameter, die nach dem Programmstart sukzessive abgefragt werden. Diese Parameter werden im folgenden in der Reihenfolge ihrer Abfrage durch das Programm beschrieben.

*z*: Kernladungszahl des Projektils

*a*: Massenzahl des Projektils

*E/N*: Energie pro Nukleon in [GeV]

*Th*: Massenbelegung ("Thickness") des Absorbermaterials in  $[\text{g}/\text{cm}]^2$

*Z/A*: Verhältnis der Kernladungszahl zur Massenzahl des Targetmaterials. Bei zusammengesetzten Absorbern (z.B. Isobutan  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ) muß ein mittleres *Z/A* berechnet und angegeben werden.

*E<sub>d</sub>*: Elektronenenergie in [MeV], die der Absorberdicke entspricht. In der Theorie wird angenommen, daß alle Elektronen mit  $E > E_d$  aus dem Zählvolumen entkommen. Es wird empfohlen diese Energie experimentell zu bestimmen [Bad 73]. Für tabellierte Werte haben Untersuchungen gezeigt, daß die beste Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie für Elektronenenergien, die 1/8 der Absorberdicke entsprechen, erzielt wird [Nag 82].

*I*: Totales Ionisierungspotential in [eV]. Eine gute Näherung für das Ionisierungspotential ergibt sich aus der Gleichung:  $I = 9.76Z + 58.8Z^{-0.19}$  [eV] [Zei 87].

Die berechnete Energieverlustverteilung wird zweispaltig in der ASCII-Datei `vavilov.dat` gespeichert, wobei in der ersten Spalte der Energieverlust [MeV] und in der zweiten die entsprechende Häufigkeit (auf Eins normiert) angegeben wird.

Im folgenden ist der für UNIX-Rechner geschriebene, dokumentierte FORTRAN 77-Programmcode abgedruckt. Im Programm wird die numerische Integrationsroutine `d01ahf` aus der NAG-Library [NAG 93] verwendet. Für das benötigte Sinus-Integral<sup>(1)</sup>, Cosinus-Integral<sup>(2)</sup> sowie die Airy-Integral-Funktion<sup>(3)</sup> wurden numerische Näherungen [Abr 72] verwendet.

---

<sup>(1)</sup>Sinus-Integral:

$$Si(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt.$$

<sup>(2)</sup>Cosinus-Integral:

$$Ci(x) = \Gamma + \ln x + \int_0^x \frac{\cos t - 1}{t} dt,$$

wobei  $\Gamma = 0.577216$  die Eulersche Konstante ist.

<sup>(3)</sup>Airy-Integral-Funktion:

$$Ai(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos\left(tx + \frac{1}{3}t^3\right) dt.$$

## Programmcode vavilov.f:

```

C                               PROGRAMM VAVILOV
C -- Unter Verwendung der Landau-Vavilov-Distribution wird in Anlehnung --
C -- an ein Paper von G.D. Badhwar (1974) die E-Deposition relativisti- --
C -- scher Schwerionen unter Beruecksichtigung evt. auftretender Delta- --
C -- Elektronen in duennen Zaehlern berechnet. -----
C -----
C ----- Version 1.3, 25.1.1996, E.Wefers -----
C -----
C           Verbesserungen in der Online-Dokumentation
C
C           dimension fx(26),fy(26),elos(26),dist(26)
C           common / bypass / chip,betsq,alam,r,asaq,t,gamma
C           double precision aa,ab,ba,bb,ca,cb
C           double precision epsr,relerr,ionpot
C           double precision ftra,ftrb,ftrc,ftrd,d01ahf
C           integer npts, ifail, nlimit
C           external ftra
C           external ftrb
C           external ftrc
C           external ftrd
C           data gamma /0.577216/
C
C Programm-Ziel
C
C           print 100, '      '
C           print 100, 'Das folgende Programm berechnet die E-Verlust-Ver-'
C           print 100, 'teilung von relativistischen Schwerionen in duennen'
C           print 100, 'Detektoren, unter Beruecksichtigung der aus dem'
C           print 100, 'Zaehlvolumen entkommenden Delta-Elektronen'
C           print 100, '(Vavilov-Distribution).'
C           print 100, '      '
100  format(2x,a)
C
C Eingabe der bestimmenden Parameter
C
1   print 101
101  format('z,a (Kernladung und Masse des Projektils:)'
         read 151,nz,amass
151  format(i3,f10.6)
         if (nz) 30,30,2
2   print 201
201  format('E/N (Energie/Nukleon des Projektils (GeV):)')

```

```
    read 251,en
251  format(f10.4)
    print 202
202  format('Massenbelegung (g/cm2), Z/A des Stopp-Materials:')
    read 252,th,zoa
252  format(f7.4,f5.4)
    print 100, ' '
    print 100, 'Im folgenden wird nun die Elektronen-Energie'
    print 100, 'benoetigt, die 1/8 der Absorberdicke entspricht'
    print 100, '(tabellierte Werte)'
    print 100, ' '
    print 203
203  format('Ed (Mev):')
    read 253,edd
253  format(f10.6)
    print 100, ' '
    print 100, 'Das nachfolgend abgefragte I(eV) bezeichnet die'
    print 100, 'Ionisierungsenergie. Sie kann z.B. nach folgender'
    print 100, 'Formel errechnet werden:'
    print 100, '      I(eV)=9.76*Z + 58.8*(Z**(-0.19))'
    print 100, ' '
    print 204
204  format('I (eV):')
    read 254,ionpot
254  format(f10.6)
C
C Die folgenden Werte werden von der NAG-Library benoetigt
C
    ifail=1
C
C Mit nlimit=0 wird die Zahl der Iterationen bei der Integration auf
C den Default-Wert 10000 begrenzt.
C
    nlimit=0
    epsr=1.0e-5
    aa=0.0001
    ab=40.0
    ba=0.001
    bb=1.0
    ca=1.001
    cb=35.0
C
C Definitionsteil
C
```

```

gm=(en/0.9312)+1.0
gmsq=gm*gm
betsq=(1.0-(1.0/gmsq))
eta=(1.02*betsq)*gmsq
emax=eta/(1.0+(1.02/(amass*931.2))*gm)
zeta=((0.153596*zoa*th)/betsq)*(nz*nz)
chi=zeta/emax
ed=edd
imode=1
if (ed.le.0.0) imode=0
if (imode.eq.0) ed=emax
if (ed.gt.emax) ed=emax
chip=zeta/ed
r=ed/emax
zc=log(chip)
asaq=(1.0-r)-betsq*r*log(1.0/r)
C
C Dichte-Effekt-Korrektur
C
ax=0.5*(log10(betsq*gmsq))
if (ax) 3,4,4
3 delta=0.0
go to 7
4 if (ax-3.0) 5,6,6
5 delta=(4.604*ax)-3.0+(0.3*((3.0-ax)**3.0))
go to 7
6 delta=4.606*ax-(3.0)
C
C DEL ist der mittlere E-Verlust
C
7 del=zeta*(log(ed*emax)-2*log(ionpot/1000000.0)-2.0*betsq+
+(6.0/nz)-delta+(1.0+
+betsq)*(1.0-r)-(betsq*r*log(1.0/r)))
C
C DDEL ist die Diskrepanz des E-Verlusts vom maximalen aufgrund
C der entweichenden Deltaelektronen
C
ddel=zeta*((1.0+r*betsq)*log(1.0/r)-(1.0+betsq)*(1.0-r))
C
C Fallunterscheidung
C
if (chip-10.0) 8,12,12
8 if (chip-2.0) 9,14,14
9 if (chip-0.005) 10,10,16

```

C

C LANDAU DISTRIBUTION

C

```

10  do 11 k=1,26
      alam=0.5*k-3.5
      elos(k)=del+zeta*(alam+1.0+r*betsq-gamma+zc-asaq)
      fx(k)=d01ahf(aa,ab,epsr,NPTS,RelErr,ftra,nlimit,ifail)
      dist(k)=(0.3183/zeta)*fx(k)
11  continue
      go to 18

```

C

C GAUSS-FALL

C

```

12  sigma=sqrt(zeta*ed*(2.0-r*(1.0+0.5*betsq+betsq*log(1.0/r))))
      do 13 l=1,26
          al=(l*1.0-13.0)*0.5
          elos(l)=del+al*sigma
          dist(l)=(0.39894/sigma)*(exp(-(al*al/2.0)))
13  continue
      go to 18

```

C

C VAVILOV DISTRIBUTION, WENN ZETA/ED=CHIP &gt; 2

C

```

14  asa=(1.0-(2.0*r*betsq)/3.0)+2.0*asaq
      tea=zeta/((((2.0*chip)**2.0)/asa)**(1.0/3.0))
      sa=(1.0-(0.5*betsq*r)+asaq)*(((2.0*chip)/(asa*asa))**(1.0/3.0))
      asq=sa*sa
      const=(1.0/tea)*(exp(-((sa*asq)/3.0)))
      sigma=sqrt(zeta*ed*(1.0-0.5*r*betsq*asaq))
      dalam=6.0*sigma/(20.9755*tea)
      t=asq-13.0*dalam
      do 15 k=1,26
          t=t+dalam
          q=exp(sa*t)
          fac=q*const
          elos(k)=del+t*tea-asq*tea
          if (t-1.0)141,141,142

```

C

C Fuer die Berechnung des Airy-Integrals genuegen 10000 Iterationen nicht

C

```

141  nlimit=100000
      fx(k)=d01ahf(aa,ab,epsr,NPTS,RelErr,ftrb,nlimit,ifail)
      dist(k)=fac*fx(k)
      go to 15

```

```

142   fx(k)=(0.275/(t**0.25))*exp(-(0.666*(t**1.5)))
      dist(k)=fac*fx(k)
15   continue
      go to 18
C
C EXAKTE VAVILOV DISTRIBUTION
C
16   qcon=(0.3183/zeta)*chip*exp(chip*(r*betsq*gamma+1-asaq))
      sigma=sqrt(zeta*ed*(1.0-0.5*r*betsq*asaq))
      acent=-chip*(1+r*betsq-gamma-asaq)
      dlam=4.4531*sigma/(ed*26.0)
      alam=acent-13.0*dlam
      do 17 k=1,26
          if (chip.gt.0.3) alam=alam+dlam
          if (chip.le.0.3) alam=(0.5*k-3.5+zc)*chip
          elos(k)=del+ed*alam+zeta*(1+r*betsq-gamma-asaq)
          fx(k)=d01ahf(ba,bb,epsr,NPTS,RelErr,ftrc,nlimit,ifail)
          ifail=1
          fy(k)=d01ahf(ca,cb,epsr,NPTS,RelErr,ftrd,nlimit,ifail)
          dist(k)=qcon*(fx(k)+fy(k))
C
C Die folgende Zeile stellt sicher, dass keine Haeufigkeiten < 0
C auftreten. Zu solchen Werten kann es aufgrund der Naehering der
C Airy-Funktion kommen! Der Effekt ist jedoch nicht ueberzubewerten,
C da er nur fuer bereits sehr kleine Haeufigkeiten auftritt (d.h.
C also am Rand der Verteilung).
C
      if (dist(k).le.0.0) dist(k)=0.0
17   continue
18   continue
C
C Ausgabe-Teil
C
      print 20
20   format(' Ausgabe: ')
      if (imode.eq.0) print 21
21   format(' (ENERGY LOSS)')
      if (imode.eq.1) print 22
22   format(' (ENERGY DEPOSITION)')
      print 23,nz,amass,en,ed,emax,chip,del,ddel
23   format(2x,'Z',4x,'A',13x,'E/N',8x,'ED',7x,'EMAX',
+5X,'CHIP',6X,'DEL',9x,'DDEL'/i3,1x,f10.6,3(1X,F10.4),
+1X,F8.4,2(1X,F10.5)/13X,'ENERGY',7x,'PROBABILITY DENSITY'
+/13x,'in MeV',10X,14HIN (MeV)**(-1)/)

```

```

      print 24, (elos(m),dist(m),m=1,26)
24  format(1x,2e20.5)
C
C Die Verteilung wird in einer Datei gespeichert.
C
      open(1, FILE = 'vavilov.dat' ,ACCESS='SEQUENTIAL',
+FORM='FORMATTED')
      do 25 k=1,26
          write(1,'(1x,2e20.5)')elos(k),dist(k)
25  continue
      close(1,STATUS='KEEP')
C
      print 26
26  format(1h )
      go to 1
30  call exit
      end
C
C ----- Ende Hauptprogramm -----
C
C
      double precision function ftra(x)
      double precision x
      common / bypass / chip,betsq,alam,r,asaq,t,gamma
      ftra=(1.0/exp(1.570796*x))*(cos(x*(log(x)*alam)))
      return
      end
C
      double precision function ftrb(x)
      double precision x
      common / bypass / chip,betsq,alam,r,asaq,t,gamma
      ftrb=(cos(t*x+((x*x*x)/3.0)))/3.1416
      return
      end
C
      double precision function ftrc(x)
      double precision x
      common / bypass / chip,betsq,alam,r,asaq,t,gamma
      y=x*x
      z=y*y
      six=x-((x*y)/18.0)+((z*x)/600.0)-((z*y*x)/35280.0)
      cix=gamma+log(x)-(y/4.0)+(z/96.0)-((z*y)/4320.0)
      acx=log(x)-cix
      bu=asaq-1.0

```



```

f1x=r*betsq*acx+bu*cos(x)-x*six
f2x=x*acx-bu*sin(x)+r*betsq*six
cox=(x*alam)+chip*f2x
ftrc=(exp(chip*f1x))*cos(cox)
return
end

```

C

```

double precision function ftrd(x)
double precision x
common / bypass / chip,betsq,alam,r,asaq,t,gamma
a1=38.027264
a2=265.187033
a3=335.677320
a4=38.102495
b1=40.021433
b2=322.624911
b3=570.236280
b4=157.105423
c1=42.242855
c2=302.757865
c3=352.018498
c4=21.821899
d1=48.196927
d2=482.485984
d3=1114.978885
d4=449.690326
y=x*x
z=y*y
p=z*z
py=(1.0/x)*((p+a1*y*z+a2*z+a3*y+a4)/(p+b1*y*z+b2*z+b3*y+b4))
qy=(1.0/y)*((p+c1*y*z+c2*z+c3*y+c4)/(p+d1*y*z+d2*z+d3*y+d4))
six=1.570796-(py*cos(x))-(qy*sin(x))
cix=(py*sin(x))-(qy*cos(x))
acx=log(x)-cix
bu=asaq-1.0
f1x=r*betsq*acx+bu*cos(x)-x*six
f2x=x*acx-bu*sin(x)+r*betsq*six
cox=(x*alam)+chip*f2x
ftrd=(exp(chip*f1x))*cos(cox)
return
end

```

## Literaturverzeichnis

- [Abr 72] M. Abramowitz und I.A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover Publications, Inc., 1972
- [Ada 75] J.H. Adams, Jr., R. Silberberg und G.D. Badhwar, *Calculation of the Vavilov Distribution*, Nucl. Instr. and Meth. **124**, 551–556 (1975)
- [Ar 90a] M. Arnould und K. Takahashi, *Inquietudes in Nucleo-Cosmochronology*, Astrophysical Ages and Dating Methods (eds. É. Vangioni-Flam, M. Cassé, J. Audouze, J. Tran Thanh Van), Editions Fronlières, 325–348 (1990)
- [Ar 90b] M. Arnould und K. Takahashi, *Cosmochronology: An Introductory Overview*, New Windows to the Universe (eds. F. Sanchez and M. Vazquez), Cambridge Univ. Press, 355–374 (1990)
- [Arn 84] M. Arnould, K. Takahashi und K. Yokoi, *On the validity of the local approximation for the s-process in the Os region, and implications for the  $^{187}\text{Re}$ – $^{187}\text{Os}$  cosmochronology*, Astron. Astrophys. **137**, 51–57 (1984)
- [Aud 93] G. Audi, A.H. Wapstra, *The 1993 atomic mass evaluation*, Nukl. Phys. **A565**, 1–65 (1993)
- [Bad 73] G.D. Badhwar, *Calculation of the Vavilov Distribution allowing for Elektron Escape from the Absorber*, Nucl. Instr. and Meth. **109**, 119–123 (1973)
- [Bah 61] J.N. Bahcall, *Theory of Bound-State Beta Decay*, Phys. Rev. **124**, 495 (1961)
- [Ber 90] M. Berry, *Kosmologie und Gravitation*, Teubner Studienbücher, 1990

- [BMCRO] *Brooks Microprocessor Control & Read Out Unit Models 0152/0154*, Installation and Operating Manual, X-0152/0154-E-NL, Part no. 541-C-052-AAA Rev. A
- [BMFMC] *Brooks Mass Flow Meter/Controller Model 5850TR*, Installation and Operating Manual, X-5850TR-E-NL, Part no. 541-C-015-AAA Rev. B
- [Bos 94] F. Bosch, *Nuclear Decay of Highly Charged Atoms*, Proceeding, GSI, 1994
- [Bos 95] F. Bosch, *Bound-State Beta Decay of Bare  $^{187}\text{Re}$* , Proceeding Ringberg-Workshop, 1995
- [Bos 96] F. Bosch, persönliche Mitteilung
- [Bro 89] I.N. Bronstein und K.A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, 24. Auflage, Verlag Harri Deutsch (1989)
- [Che 87] Z. Chen, L. Rosenberg und L. Spruch, *Hartree-Fock calculations of the ratio of Bound-state to continuum  $\beta$  decay of  $^{187}\text{Re}$ , the chronometric partner of  $^{187}\text{Os}$* , Phys. Rev. **A35**, 1981 (1987)
- [Che 90] Z. Chen, L. Rosenberg und L. Spruch, *On the  $\beta$ -decay of  $^{187}\text{Re}$ : An interface of atomic and nuclear physics and of cosmochronology*, Advances in atomic, molecular, and optical physics **26**, 297–319 (1990)
- [Cla 64] D.D. Clayton, *Astrophys. J.* **139**, 637 (1964)
- [Cla 69] D.D. Clayton, *Isotopic Composition of Cosmic Importance*, Nature **224**, 56–57 (1969)
- [Cla 88] D.D. Clayton, *Nuclear Cosmochronology Within Analytic Models of the Chemical Evolution of the Solar Neighborhood*, Mon. Not. of the R. Astr. Soc. **234**, 1–71 (1988)
- [CSP 93] P. Levin, *The Charge Simulation Program*, Worcester Polytechnic Institute, Massachusetts, 1993
- [Dau 47] R. Daudel, M. Jean und M. Lecoin, *Sur La Possibilité D'Existence D'Un Type Particulier De Radioactivité Phénomène De Création e*, Journ. de Physique et de Radium **8**, 238 (1947)

- [Des 73] J.P. Desclaux, *Relativistic Dirac-Fock Expectation Values for Atoms with  $Z=1$  to  $Z=120$* , At. Data Nucl. Data Tables **12**, 311 (1973)
- [Fra 87] B. Franzke, *Information about ESR*, GSI-ESR-TN/87-02, März 1987
- [Fra 94] B. Franzke, *Precision Schottky Mass Spectrometry of Cooled Fragment Beams in the ESR*, GSI-Nachrichten 12-94 (1994)
- [Fre 88] M.S. Freedman, *Measurement of low energy neutrino absorption probability in Thallium 205*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A271**, 267-276 (1988)
- [Fre 94] W.L. Freedman, B.F. Madore, J.R. Mould, R. Hill, L. Ferrarese, R.C. Kennicutt Jr., A. Saha, P.B. Stetson, J.A. Graham, H. Ford, J.G. Hoessel, J. Huchra, S.M. Hughes und G.D. Illingworth, *Distance to the Virgo cluster galaxy M100 from Hubble Space Telescope observations of Cepheids*, Nature **371**, 757-762 (1994)
- [GOOSY] GSI Online Offline SYstem, Handbücher, 1988ff.
- [Hai 77] K.L. Hainebach und D.N. Schramm, *Comments on Galactic Evolution and Nucleocosmochronology*, Astrophys. J. **212**, 347-359 (1977)
- [Hei 95] F. Heine, persönliche Mitteilung
- [Her 78] A. Hertz, *Aufbau einer  $\Delta E$ - $E$ -Ionisationskammer mit axialem Feld und Bestimmung des totalen Fusionsquerschnittes für das System  $^{17}O+^{12}C$* , Diplomarbeit, TU München, 1978
- [Jac 94] G.H. Jacoby, *The Universe in crisis*, Nature **371**, 741-742 (1994)
- [JbB 95] C. Erbe, J. Friese, H. Gilg, A. Gillitzer, P. Kienle, M. Knülle, H.-J. Körner, A. Stolz, E. Wefers, S. Winkler und K. Zeitelhack, *A Microstrip Gas Chamber for Charged Particle Tracking*, Jahresbericht 1995 des Münchner Tadem-Beschleunigers
- [Joh 85] W.R. Johnson und G. Soff, *The Lamb Shift in Hydrogen-like Atoms,  $1 \leq Z \leq 110$* , At. Data Nucl. Data Tables **33**, 405 (1985)
- [Jun 92] M. Jung, F. Bosch, K. Beckert, H. Eickhoff, H. Folger, B. Franzke, A. Gruber, P. Kienle, O. Klepper, W. Koenig, C. Kozhuharov, R. Mann, R. Moshhammer, F. Nolden, U. Schaaf, G. Soff, P. Spädtke, M. Steck,

- Th. Stöhlker und K. Sümmerer, *First Observation of Bound-State  $\beta^-$  Decay*, Phys. Rev. Letters **69**, 2164 (1992)
- [Jun 93] M. Jung, *Erste Messung des Betazerfalls in gebundene Zustände des Elektrons:  ${}^{163}_{66}\text{Dy}^{66+} \rightarrow {}^{163}_{67}\text{Ho}^{66+} + \bar{\nu}_e$* , Dissertation, TU München, 1993
- [Kle 92] O. Klepper, F. Bosch, H.W. Daues, H. Eickhoff, B. Franczak, B. Franzke, H. Geissel, O. Gustafsson, M. Jung, W. Koenig, C. Kozhuharov, A. Magel, G. Müinzenberg, H. Stelzer, J. Szerypo und M. Wagner, *First steps towards radioactive beams in the experimental storage ring at GSI*, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. **B70**, 427–433 (1992)
- [Lin 86] M. Lindner, D.A. Leich, R.J. Borg, G.P. Russ, J.M. Bazan, D.S. Simons und A.R. Date, *Direct laboratory determination of the  ${}^{187}\text{Re}$  half-life*, Nature **320**, 346–348 (1986)
- [Lu 80a] J.-M. Luck, J.-L. Birck und C.-J. Alégre,  *${}^{187}\text{Re}$ – ${}^{187}\text{Os}$  systematics in meteorites: early chronology of the Solar System and age of the Galaxy*, Nature **283**, 256–259 (1980)
- [Lu 80b] J.-M. Luck, J.-L. Birck und C.-J. Alégre, *The rhenium–osmium age of the Galaxy*, Nature **286**, 911 (1980)
- [Luc 83] J.-M. Luck und C.-J. Alégre,  *${}^{187}\text{Re}$ – ${}^{187}\text{Os}$  systematics in meteorites and cosmochemical consequences*, Nature **302**, 130 (1983)
- [Mus 88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif und D. Seeliger, *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1988
- [Nag 81] K. Nagata, J. Kikuchi, T. Doke und C.R. Gruhn, *Deposited Energy Losses of High Energy Heavy Ions in Thin Gas Layers*, Nucl. Instr. and Meth. **188**, 217–222 (1981)
- [Nag 82] K. Nagata, J. Kikuchi, T. Doke und C.R. Gruhn, *Deposited Energy Losses of High Energy Heavy Ions in Thin Gas Layers*, Nucl. Instr. and Meth. **196**, 41–43 (1982)
- [NAG 93] NAG Fortran Library Manual Mark 16, The Numerical Algorithmus Group Limited, 1993

- [Oed 88] A. Oed, *Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*, Nucl. Instr. and Meth. **A263**, 351–359 (1988)
- [Pea 91] J. Peacock, *More Hubble trouble?*, Nature **352**, 378 (1991)
- [PRD 92] Phys. Rev. **D 45**, Number 11, Part II, I.7–I.10 (1992)
- [Rub 95] T. Rubehn, *Elektromagnetische Spaltung und Ladungspickup von  $^{238}\text{U}$  bei  $E/A = 600\text{ MeV}$  und  $1000\text{ MeV}$* , Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 1995
- [Ste 94] S. Steinhäuser, *Die Entwicklung eines MicroStrip-Detektors zum Nachweis von Produkten aus hochenergetischen Schwerionenstößen*, Diplomarbeit, TH Darmstadt, 1994
- [Stö 95] T. Stöhlker, persönliche Mitteilung
- [Tak 83] K. Takahashi und K. Yokoi, *Nuclear  $\beta$ -decays of highly ionized heavy atoms in stellar interiors*, Nucl. Phys. **A404**, 578–598 (1983)
- [Tak 87] K. Takahashi, R.N. Boyd, G.J. Mathews, K. Yokoi, *Bound-state beta decay of highly ionized atoms*, Phys. Rev. Lett. **C 36**, 1522–1528 (1987)
- [Tak 92] K. Takahashi und I. Baraffe, *Transmutations between  $^{187}\text{Re}$  and  $^{187}\text{Os}$  during hydrogen burning phase of stellar evolution*, Proceeding, Dubna (1992)
- [Tak 95] K. Takahashi, persönliche Mitteilung
- [Thi 86] F.-K. Thielemann und J.W. Truran, *Chronometer Studies with initial galactic enrichment*, Nucleosynthesis and Its Implications on Nuclear and Particle Physics (eds. J. Audouze und N. Mathieu), D. Reidel Publishing Company, 373–388 (1986)
- [Uns 88] A. Unsöld und B. Baschek, *Der neue Kosmos*, Springer Verlag, Heidelberg, 4. Aufl., 1988
- [Win 80] R.R. Winters, R.L. Macklin und J. Halperin,  *$^{186,187,188}\text{Os}(n, \gamma)$  cross sections and galactic nucleosynthesis*, Phys. Rev. **C 21**, Number 2, 563–573 (1980)

- [Woo 79] S.E. Woosley und W.A. Fowler, *A nuclear correction factor for Re/Os cosmochronology*, *Astrophys. J.* **233**, 411–417 (1979)
- [Yok 83] K. Yokoi, K. Takahashi und M. Arnould, *The  $^{187}\text{Re}$ - $^{187}\text{Os}$  Chronology and Chemical Evolution of the Galaxy*, *Astron. Astrophys.* **117**, 65–82 (1983)
- [Zei 87] K. Zeitelhack, *Projektstudie zum Nachweis relativistischer Schwerionen über Cherenkov-Strahlung*, Diplomarbeit, TU München, 1987
- [Zei 96] K. Zeitelhack, persönliche Mitteilung

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich zunächst bei allen Angehörigen von E12 bedanken, die mir bei der Entstehung dieser Arbeit geholfen und durch ein stets angenehmes Arbeitsklima zu meiner Motivation beigetragen haben. Ganz besonderer Dank gebührt aber:

- Herrn Prof. Dr. P. Kienle für die Überlassung des interessanten und vielseitigen Themas und vor allem für sein fortwährendes Interesse und seine Teilnahme an meiner Arbeit;
- Herrn Prof. Dr. H.J. Körner für die freundliche Aufnahme am Lehrstuhl;
- Herrn Prof. Dr. Dr. F. Bosch für die geduldige Beantwortung all meiner Fragen;
- Herrn Dr. T. Faestermann für die engagierte Betreuung während meiner Diplom-Arbeit;
- Herrn Dr. F. Heine für die ständige Unterstützung meiner Arbeit;
- Herrn Dr. K. Zeitelhack, der mir stets mit Rat und Tat zu helfen bereit war, für die unverzichtbare Hilfe beim Detektorbau und meinen Strahlzeiten;
- Herrn Dr. J. Friese für seine stets aufmunternde Art und sein Interesse an meiner Arbeit;
- Herrn Dr. O. Klepper, Herrn Dr. R. Moshhammer und Herrn Dr. C. Kozhuharov, sowie der ESR-Crew für ihre Hilfe während meiner ESR-Strahlzeit;
- Herrn Dr. F. Nolden für die Überlassung der Daten aus der Schottky-Analyse;
- Herrn Dr. G. Dollinger für die hilfreichen Hinweise bezüglich der Ionisationskammer;



- Herrn H. Falkner und Herrn W. Czech für die Hilfe bei den Bauplänen des Detektors und den zugehörigen Gehäusen;
- Herrn R. Lang und Herrn M. Klöckner für die zuverlässige und schnelle Fertigung diverser Teile.

Zuletzt, aber nicht minder herzlich möchte ich mich auch bei meinen Eltern bedanken, die mir dieses Studium ermöglichten.