

Studien zu einem Röntgendetektorsystem zur Bestimmung der Aktivität in der KATRIN Tritiumquelle

Diplomarbeit
von

Marco Röllig

Institut für experimentelle Kernphysik (IEKP)

Erstgutachter:	Prof. Dr. G. Drexlin
Zweitgutachter:	Prof. Dr. W. de Boer
Betreuender Mitarbeiter:	Dr. Beate Bornschein
Zweiter betreuender Mitarbeiter:	Florian Priester

Abgabetermin: 11. August 2011

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung: Neutrinos und ihre Eigenschaften	1
2. Das KATRIN Experiment	11
2.1. Grundlagen von Tritiumzerfallsexperimenten	11
2.1.1. Bestimmung der Neutrinomasse aus der Kinematik des Tritium- β -Zerfalls	11
2.1.2. Allgemeiner Aufbau von Tritiumzerfallsexperimenten	13
2.1.3. Prinzip eines MAC-E-Filter	14
2.2. Beschreibung der Hauptkomponenten von KATRIN	16
2.2.1. Physikalische Anforderungen an KATRIN und Überblick über das Experiment	16
2.2.2. Die fensterlose gasförmige Tritiumquelle WGTS	18
2.2.3. Tritiumrückhaltung und Transport der Elektronen	22
2.2.3.1. Die differentielle Pumpstrecke DPS2-F	23
2.2.3.2. Die kryogene Pumpstrecke CPS	24
2.2.4. Energieanalyse und Elektronennachweis	25
2.2.4.1. Das Vorspektrometer	25
2.2.4.2. Das Hauptspektrometer	26
2.2.4.3. Der Detektor	28
2.2.5. Kalibrierung und Überwachung von KATRIN mithilfe des CMS	30
2.2.5.1. Potentialdefinition der Tritiumquelle mit der Rearwall	32
2.2.5.2. Überwachung der Aktivität in der WGTS mithilfe der "rear wall"	32
3. Die β-induzierte Röntgenspektroskopie (BIXS) mit Tritium	35
3.1. Grundlagen der BIXS-Methode und Anforderungen an ein BIXS-System zur Überwachung von tritiumführenden Anlagen	35
3.2. Physikalische Grundlagen der BIXS-Methode im Zusammenhang mit Tritium	37
3.2.1. Entstehung von Elektronen im Betazerfall: Das Betaspektrum	37
3.2.2. Wechselwirkung von Elektronen mit Materie	38
3.2.3. Wechselwirkung von Photonen mit Materie	41
3.3. Vorangegangene BIXS-Experimente im Zusammenhang mit Tritium .	43
3.3.1. Die BIXS-Methode zur Bestimmung des Tritiumanteils in Fest- körpern und in tritiiertem Wasser	44
3.3.2. Die BIXS-Methode zur Bestimmung des Tritiumanteils in gas- förmigen Medien	45

3.4.	Motivation eines BIXS-Tritium-Testexperiments mit erhöhter Sensitivität für KATRIN	45
4.	Das Tritium Rearwall Experiment (TriReX)	49
4.1.	Der Siliziumdriftdetektor (SDD)	49
4.1.1.	Prinzip eines Siliziumdriftdetektors	50
4.1.2.	Röntgendetektorsystem des TriReX-Aufbaus	51
4.2.	Konzept des Experiments	54
4.3.	Physikalische und technische Anforderungen an TriReX	56
4.4.	Experimenteller Aufbau	58
4.4.1.	Der Hauptkomponenten von TriReX	58
4.4.2.	Der verfahrenstechnischer Aufbau von TriReX	61
4.4.3.	Das Berylliumfenster als Modell der "rear wall"	65
5.	Vorversuche zu TriReX	67
5.1.	Dichtheitsprüfung des Berylliumfenster	67
5.1.1.	Aufbau und Versuchsdurchführung	68
5.1.2.	Ergebnisse der Dichtheitsprüfung	69
5.2.	Energiekalibrierung und Charakterisierung des Detektors	70
5.2.1.	Aufbau und Versuchsdurchführung	71
5.2.2.	Untergrundsignal des Detektors	73
5.2.3.	Parameter der Detektorelektronik	74
5.2.3.1.	"threshold"	74
5.2.3.2.	"gain"	74
5.2.3.3.	"shaping time"	76
5.2.4.	Energiekalibrierung des Detektors	77
6.	Tritiummessungen mit TriReX	79
6.1.	Beschreibung einer Standardmessung	80
6.2.	Überblick über die Messungen	82
6.3.	Diskussion eines Beispielspektrums	83
6.3.1.	Merkmale eines Bremsstrahlungsspektrums	83
6.3.2.	Auswahl einer geeigneten Anpassungsfunktion für spätere Auswertungen	90
6.3.2.1.	Interpolationsfunktion für die materialabhängigen Parameter μ_i/ρ	90
6.3.2.2.	Ersatzfunktion für die Beschreibung der Bremsstrahlung	91
6.3.2.3.	Beschreibung der Fluoreszenzlinien	91
6.3.2.4.	Anpassungsrechnung zur Beschreibung des Beispielspektrums	91
6.4.	Bestimmung des intrinsischen Detektoruntergrunds im TriReX-Aufbau	95
6.4.1.	Parameter der durchgeführten Untergrundmessung	95
6.4.2.	Messergebnisse der Untergrundmessung	95
6.5.	Tritiumnachweisgrenze und Nachweiseffizienz des TriReX-Aufbaus . .	97
6.5.1.	Parameter der durchgeführten Tritiummessungen	98
6.5.2.	Nachweiseffizienz, untere und obere Nachweisgrenze für Tritium im TriReX-Aufbau	98

6.6.	Einfluss des Magnetfeldes auf die Nachweiseffizienz des TriReX-Aufbaus	100
6.6.1.	Parameter der durchgeführten Tritiummessungen	100
6.6.2.	Die Abhängigkeit der Zählrate vom Magnetfeld	101
6.7.	Verlauf der Zählrate im Detektor bei Änderung des Tritiumpartial- drucks im Rezipienten	103
6.7.1.	Parameter der durchgeführten Messungen	103
6.7.2.	Gesamtzählrate, Fluoreszenz- und Bremsstrahlungsanteile in Abhängigkeit der Aktivität im Rezipienten	104
6.8.	Bestimmung eines möglichen Memoryeffekts im TriReX-Aufbau . . .	105
6.8.1.	Parameter der durchgeführten Messungen	105
6.8.2.	Untergrundsignalrate bei evakuiertem Rezipienten in Abhän- gigkeit der Tritiummessungen	106
6.9.	Diskussion der Messergebnisse im Zusammenhang mit dem KATRIN- Experiment	108
7.	Zusammenfassung und Ausblick	111
Anhang		121
A.	Ausgleichsrechnungen Kapitel 5	121
B.	Berechnungen Kapitel 6	122
B.1.	Volumenberechnung TriReX Aufbau	122
B.2.	Berechnung der Aktivität im Rezipientenvolumen	122
C.	Messergebnisse Kapitel 6	123
D.	Referenzdaten Kapitel 6	123
E.	Ausgleichsrechnungen Kapitel 6	128
F.	Datenblätter	130

Abbildungsverzeichnis

1.1. Mögliche Neutrinomassen im hierarchischen und quasi-degenerierten Fall.	4
2.1. Betaspektrum des Tritiumzerfalls und die für KATRIN interessanten Endpunktregion des Spektrums unter dem Einfluss der Neutrinomasse.	13
2.2. Prinzip des MAC-E-Filters.	14
2.3. Der Aufbau von KATRIN	17
2.4. Prinzip der der WGTS	18
2.5. Vereinfachtes Fließbild des inneren Tritiumkreislaufs von KATRIN.	20
2.6. Blick auf den Demonstrator im TLK.	21
2.7. 3D-Grafik der DPS2-f und aktuelles Bild des fertig montierten Systems.	23
2.8. CAD-Schnittmodell der KATRIN-Kryopumpstrecke.	24
2.9. Der Hauptspektrometertank von KATRIN.	26
2.10. Inneres Elektrodensystem vom Hauptspektrometer.	27
2.11. Detektorsystem von KATRIN.	29
2.12. Bilder vom Detektorsystem.	30
2.13. CAD-Modell des gesamten CMS.	31
2.14. CAD-Modell des "rear wall"-Bereiches.	33
3.1. BIXS-Methode am Beispiel von Tritium	36
3.2. Energiespektrum des Elektrons beim β^- -Zerfall von Tritium.	37
3.3. Bremsstrahlungsspektrum nach der Kramerschen Regel.	39
3.4. Winkelverteilung der Bremsstrahlung.	40
3.5. Massenschwächungskoeffizient von Silizium, sowie energieabhängige Transmission und Absorption.	42
3.6. Einfluss des Detektorrauschens auf die Sensitivität eines BIXS-Systems.	46
4.1. Schematische Darstellung eines Siliziumdriftdetektors	50
4.2. Schematisches Ausgangssignal eines Siliziumdriftdetektors.	51
4.3. KETEK AXAS-M1 Detektor und KETEK AXAS-M2 DAQ.	52
4.4. Schematische Darstellung des Aufbaus von TriReX.	53
4.5. Schnittmodell des dreivolumigen Primärsystems von TriReX.	58
4.6. CAD-Modell des TriReX-Aufbaus.	59
4.7. TriReX während der Aufbauphase in der ALTEX-Handschuhbox.	60
4.8. Schematische Ansicht der Elektrik und des Kühlkreislaufs der Spule, sowie das CAD-Modell der Spule.	61
4.9. Die wassergekühlte Luftspule in einer Detailaufnahme.	62
4.10. Das Vakuumsystem von TriReX.	63
4.11. Druck- und Temperatursensorik in TriReX.	64

4.12. Das CF40 Berylliumfenster als Analogon zur KATRIN-”rear wall”.	65
5.1. Versuchsaufbau für die Messung der Heliumleckrate durch das Berylliumfenster.	67
5.2. Das Fließbild des Versuchsaufbaus zur Bestimmung der Heliumleckrate durch das Berylliumfenster.	68
5.3. Die Heliumleckrate durch das Berylliumfenster.	69
5.4. Versuchsaufbau für die Detektorkalibrierung und Detektorcharakterisierung.	71
5.5. Detektoruntergrund bei Messungen am IKP.	74
5.6. Spektrum einer ^{241}Am -Kalibrierquelle mit vorgeschaltetem Ag-Fenster.	75
5.7. FWHM der Ag-Linien in Abhängigkeit der ”shaping time”.	76
5.8. Mit einer ^{241}Am -Kalibrierquelle aufgenommenes Rb- und Mo-Spektrum zur Energiekalibrierung des Detektors.	77
6.1. Evakuierung des Rezipienten im TriReX Fließbild.	80
6.2. Befüllung des Rezipienten im TriReX Fließbild.	81
6.3. Bremsstrahlungsspektrum und charakteristische Röntgenlinien von T_2 -Gas hinter einem goldbeschichteten Berylliumfenster.	84
6.4. Das Betaspektrum, das Bremsstrahlungsspektrum für monoenergetische Elektronen und die mit der Betaverteilung gewichtete Summe der Bremsstrahlungsspektren.	87
6.5. Energieabhängige Transmissionswahrscheinlichkeiten für Au und Be, Absorptionswahrscheinlichkeit für Si und die Gesamtwahrscheinlichkeit.	88
6.6. Berechnetes Bremsstrahlungsspektrum und ein gemessenes Gesamtspektrum für Elektronen aus dem Tritiumzerfall.	89
6.7. Im TriReX-Aufbau gemessenes Tritiumspektrum und Anpassungsrechnung.	93
6.8. Intrinsischer Detektoruntergrund im TriReX-Aufbau.	96
6.9. Das Spektrum von Messung Nr. 0 mit dem lediglich oberflächkontaminierten PNZ.	98
6.10. Gesamtzählrate in Abhängigkeit der Tritiumaktivität im Rezipienten.	99
6.11. Mit Gasprobe Nr. 4 aufgenommene Gesamtzählraten unter Variation des Magnetfeldes im Rezipienten von TriReX.	101
6.12. Spektrum mit und ohne Magnetfeld bei konstantem Tritiumpartialdruck im Rezipienten.	102
6.13. Gesamtzählrate und Temperaturentwicklung während des Abpumpmessreihe.	104
6.14. Verlauf der Cr-, Fe-, Au-Fluoreszenzlinien, der Bremsstrahlung und der Gesamtzählrate in Abhängigkeit des Tritiumpartialdrucks.	105
6.15. Untergrundzählrate nach dem Befüllen und anschließendem Evakuieren des Rezipienten von TriReX mit der jeweiligen Gasprobe.	106
6.16. Zeitliche Entwicklung der Untergrundzählrate	107
7.1. Modifikation des TriReX-Aufbau	114
A.1. Anpassungsrechnung zur Bestimmung der Energieauflösung des Detektors mithilfe der Rb $K\alpha_1$ -Linie.	121
A.2. Energiekalibrierung des Detektors im Kalibrieraufbau des IKP mithilfe einer ^{241}Am -Quelle.	121

D.3. Wahrscheinlichkeit für Erzeugung und nachfolgende Transmission eine Röntgenphotons pro einfallendem Elektron für verschiedene Goldschichtdicken.	127
D.4. Nachweiseffizienz des Detektors in Abhängigkeit der "shaping time". .	127
E.5. Ausgleichsrechnung für die Transmissionwahrscheinlichkeit von Photonen in Gold.	128
E.6. Ausgleichsrechnung für die Transmissionwahrscheinlichkeit von Photonen in Beryllium.	128
E.7. Ausgleichsrechnung für die Absorptionswahrscheinlichkeit von Photonen in Silizium.	129
E.8. Berechnung einer energieabhängigen Korrekturfunktion $f(E)$ zur Ersetzung der Summe.	129
F.9. Geometrie des Detektorkopfes (Maßangaben in mm)	130
F.10. Geometrie des KETEK AXAS-M1 Detektors. Am Kühlfinger des TriReX-Detektors wurde zusätzlich ein CF40-Vakuumflansch angeschweißt, der in der Zeichnung nicht berücksichtigt ist.	147

Tabellenverzeichnis

1.1. Die fundamentalen Fermionen im Standardmodell der Teilchenphysik	2
5.1. Röntgenstrahlenemission der ^{241}Am -Kalibrierquelle	72
5.2. Gemessene Fluoreszenzlinien für die Energiekalibrierung des Detektorsystems.	78
6.1. Überblick über die Tritiummessungen:	82
6.2. Messparameter der Tritiummessungen zur Bestimmung der Tritiumnachweisgrenze und der Nachweiseffizienz des TriReX-Aufbaus.	97
6.3. Messparameter der Tritiummessungen zur Bestimmung des Einflusses der Magnetfeldstärke auf die Nachweiseffizienz und das Untergrundsignal	101
6.4. Messparameter der Tritiummessungen zur Bestimmung des Verlaufs der Detektorzählrate in Abhängigkeit des Tritiumpartialdrucks im Rezipienten.	103
C.1. Intensitäten der Fluoreszenzlinien des in Abb. 6.3 dargestellten Beispielspektrums.	123
C.2. Nachweiseffizienz des Detektorsystems	124
D.3. Ausgewählte Übergänge in der Siegbahn-Notation, IUPAC-Notation und unter Angabe der Quantenzahlen.	125
D.4. Energien und relative Intensitäten der Fluoreszenzlinien der im TriReX-Aufbau vorkommenden Elemente und Materialzusammensetzung des Edelstahl-Rezipienten von TriReX.	126

1. Einleitung: Neutrinos und ihre Eigenschaften

Neutrinos (ν), die "kleinen Neutronen" nach Enrico Fermi [Sch97], sind elektrisch neutrale Leptonen, welche lediglich der schwachen Wechselwirkung unterliegen. Sie sind Bestandteile des Standardmodells der Teilchenphysik (SM), das die fundamentalen Elementarteilchen und Wechselwirkungen beschreibt, mit Ausnahme der Gravitation.

Das Standardmodell unterscheidet Fermionen (halbzahliger Spin) und Bosonen (ganzzahliger Spin). Innerhalb der Fermionen unterscheidet es zwischen sechs Quarks und sechs Leptonen, welche in drei "Familien" angeordnet sind [Ber06].

1. Elektron e^- und Elektron-Neutrino ν_e ,
2. Myon μ^- und Myon-Neutrino ν_μ und
3. Tauon τ^- und Tauon-Neutrino ν_τ .

Die Neutrinos sind die leichtesten Leptonen innerhalb ihrer Familien und wurden ursprünglich im SM als masselos betrachtet. Aufgrund der geringen Wirkungsquerschnitte der schwachen Wechselwirkung ($\sigma \approx 10^{-43} \text{ cm}^2$) sind Neutrinos nur sehr schwer nachweisbar.

In Tabelle 1.1 sind die Massen für die zwölf fundamentalen Fermionen angegeben. Obwohl Neutrinos zu den häufigsten uns bekannten Elementarteilchen gehören und damit entscheidenden Einfluss auf die Entwicklung des Universums haben, sind bisher nur Massengrenzen bekannt.

Das Neutrino wurde 1930 von Wolfgang Pauli postuliert [Pau30], als Erklärung für das kontinuierliche Energiespektrum des Betazerfalls. Der Betazerfall gab damals Rätsel auf, da man analog zum Alpha- oder Gammazerfall eine diskrete Energieverteilung erwartete aber eine kontinuierliche Energieverteilung experimentell beobachtete. Aufgrund des damals nicht nachweisbaren Neutrinos, hielt man den Betazerfall für ein Zweikörperproblem, bei dem sich Energie, Impuls und Drehimpuls des Ausgangsnuklids auf den Tochterkern und das Elektron verteilen müssten. Die kinetische

Tabelle 1.1.: Die fundamentalen Fermionen im Standardmodell der Teilchenphysik

	Teilchen	Masse ² in GeV/c ²	elektr. Ladung in e	schwache Ladung	starke Ladung	
Quarks	1.	u	0,004	+2/3	+1/2	r,g,b
	Familie	d	0,007	-1/3	-1/2	r,g,b
	2.	c	1,5	+2/3	+1/2	r,g,b
	Familie	s	0,15	-1/3	-1/2	r,g,b
	3.	t	174,0	+2/3	+1/2	r,g,b
	Familie	b	4,7	-1/3	-1/2	r,g,b
Leptonen	1.	e ⁻	0,0005	-1	-1/2	
	Familie	ν_e	$< 2 \cdot 10^{-9}$	0	+1/2	
	2.	μ^-	0,1	-1	-1/2	
	Familie	ν_μ	$< 0,0002$	0	+1/2	
	3.	τ^-	1,8	-1	-1/2	
	Familie	ν_τ	$< 0,02$	0	+1/2	

Energie des Elektrons müsste daher eine scharfe Linie im Energiespektrum bilden und nicht eine kontinuierliche Energieverteilung.

Zur Rettung von Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltung beim Betazerfall kam Wolfgang Pauli auf "einen verzweifelten Ausweg" [Pau30] und postulierte das Neutrino als ein weiteres, am Betazerfall beteiligtes Teilchen. Dieses musste elektrisch neutral sein, Spin $s = 1/2$ und eine sehr geringe Masse besitzen. Dieses weitere am Zerfall beteiligte Teilchen würde eine Teil der Zerfallsenergie davon tragen und so das kontinuierliche Energiespektrum des Elektrons aus dem Betazerfall verursachen.

Der Beweis für die Existenz von Neutrinos konnte aber erst 1956 durch Clyde L. Cowan und Fred Reines mit dem Poltergeist-Experiment erbracht werden ([Cow56], [Rei59]). Sie nutzten die hohe Antineutrino-Flussdichte des Savannah River Reaktors¹ ($1,2 \cdot 10^{13} \nu/\text{cm}^2$) um Neutrinos über den inversen Betazerfall nachzuweisen

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (1.1)$$

Das Neutrino wurde lange Zeit als masselos betrachtet. Bruno Pontecorvo postulierte jedoch 1957 die Existenz von Neutrinooszillationen, falls Neutrinos verschiedener Neutrinogenerationen unterschiedliche Massen besitzen [Tho08]. Im Rahmen verschiedener Neutrinooszillationsexperimente, die noch erläutert werden, konnten Neutrinooszillationen nachgewiesen werden. Daher gilt es heute als gesichert, dass nicht alle Neutrinogenerationen Masse Null besitzen können.

Geht man von Neutrinos mit einer endlichen Ruhemasse aus, so kann man analog zur CKM-Matrix im Quark-Sektor, welche die Mischung der schwachen und starken Eigenzustände beschreibt, eine Mischungsmatrix für Neutrinos konstruieren, die Flavour- und Masseneigenzustände verknüpft. Die Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix

¹Savannah River Kernkraftwerk, South Carolina

(MNS-Matrix) ist eine unitäre 3×3 Matrix und gegeben durch [Tho08]:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Darin sind ν_1, ν_2 und ν_3 die Masseneigenzustände der Neutrinos. Diese Matrix kann in eine faktorisierte Form umgeschrieben werden, die lediglich sechs freie Parameter enthält [Tho08]:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

$$\times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\beta} \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

mit den Mischungswinkeln $c_{ij} = \cos \Theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \Theta_{ij}$ und $i, j = 1, 2, 3$. Eine mögliche CP-Verletzung² wird über die Phase $\delta = [0, 2\pi]$ parametrisiert und ist im Falle der CP-Erhaltung gleich Null. Für den Fall von Majorana-Neutrinos ($\nu = \bar{\nu}$) kann dies über die Phasenwinkel α, β parametrisiert werden. Alle experimentell zwingenden Hinweise bezüglich Neutrino-Oszillationen, können mithilfe dieser 3-Flavour-Mischungsmatrix beschrieben werden.

Für den vereinfachten Fall eines Zweizustandssystems mit nur jeweils zwei Massen- und Flavoureigenzuständen kann man die Übergangswahrscheinlichkeit angeben mit [Nak10]:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\Theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.5)$$

$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein emittiertes Myon-Neutrino als Elektron-Neutrino detektiert wird. Die Übergangswahrscheinlichkeit ist somit abhängig vom Massendifferenzquadrat $\Delta m^2 = m_i^2 - m_j^2$, der Flugstrecke L und der Neutrinoenergie E . Neutrinooszillationen treten also nur im Fall nichtverschwindender Massendifferenzen auf und können zur experimentellen Bestimmung der Δm_{ij}^2 benutzt werden.

Die aktuellen Werte für die Differenz der Neutrinomassen sind [Nak10]:

$$\Delta m_{21}^2 = 7,59_{-21}^{+0,19} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (1.6)$$

$$\Delta m_{32}^2 = 2,43 \pm 0,13 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (1.7)$$

$$\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{32}^2 - \Delta m_{21}^2 \quad (1.8)$$

Aus diesen Daten folgt, dass mindestens zwei von drei Masseneigenzuständen ungleich Null sind und aufgrund der Mischungswinkel auch die Flavoureigenzustände ν_e, ν_μ, ν_τ eine von Null verschiedene Masse haben. Diese Nichterhaltung des Flavoureigenzustandes durch Neutrinooszillationen und die von Null verschiedene Masse der

²Verletzung der CP-Invarianz also der Gleichwertigkeit von Bezugssystemen, die sich durch Ladungskonjugation und Raumkoordinatenspiegelung unterscheiden

Neutrinos sind nicht Bestandteil des ursprünglichen Standardmodells der Teilchenphysik.

Eine Vielzahl technisch anspruchsvoller Experimente wurden auf dem Gebiet der Neutrinoophysik durchgeführt und im Jahre 2002 wurde Raymond Davis Jr. und Masatoshi Koshiba ³ der Nobelpreis für Physik verliehen, für ihre Arbeiten auf dem Gebiet der Neutrinoophysik. Darüber hinaus existieren einer Vielzahl aktuell durchgeführter Neutrinoexperimente und weitere sind in der Aufbau- und Planungsphase.

Neutrinooszillationsexperimente haben gezeigt, dass es zwischen den Masseneigenzuständen der Neutrinos Massendifferenzen gibt. In theoretischen Untersuchungen werden zwei Modelle diskutiert, wie in Abb. 1.1 gezeigt, wie Neutrinos ihre Masse erhalten. Beide Mechanismen bevorzugen unterschiedliche Neutrinomassenskalen ([Akh00],[KAT04]):

- **Quasidegenerierte Neutrinomassenskala:** Die absoluten Neutrinomassen sind groß im Vergleich zu den Massendifferenzen.

$$m_1 \approx m_2 \approx m_3 \quad (1.9)$$

- **Hierarchische Neutrinomassenskala:** Die absoluten Neutrinomassen sind klein im Vergleich zu den Massendifferenzen.

$$m_1 \ll m_2 \ll m_3 \quad (1.10)$$

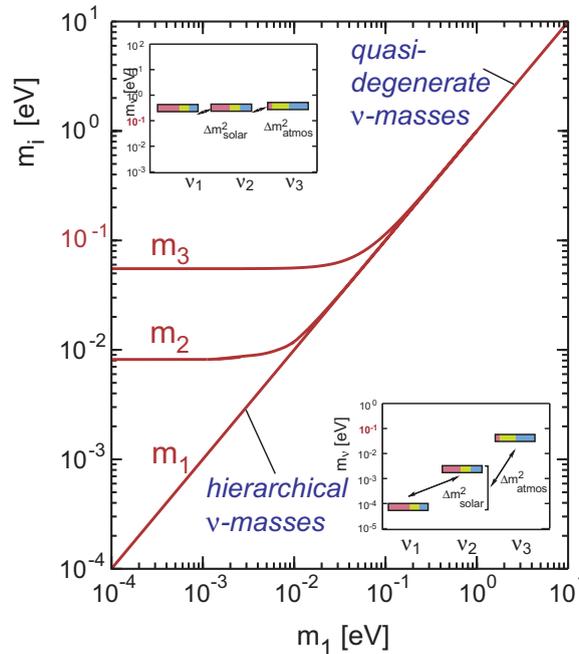


Abbildung 1.1.: Mögliche Neutrinomassen im hierarchischen und quasidegenerierten Fall. Dargestellt sind die Masseneigenzustände m_1 , m_2 und m_3 als Funktion des leichtesten Masseneigenzustands m_1 . Die Massendifferenzen wurden durch Neutrinooszillationsexperimente bestimmt [KAT04].

³Sie teilten sich den Nobelpreis für Physik mit Riccardo Giacconi, dem für seine Arbeiten auf dem Gebiet der Radioastronomie der Nobelpreis für Physik verliehen wurde.

Die absolute Neutrinomasse ist somit von großem teilchenphysikalischem Interesse, um eine Entscheidung für eines der theoretischen Modelle der Massentstehung treffen zu können.

Obwohl das bisherige Standardmodell mit der Annahme masseloser Neutrinos in nahezu allen Fällen eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten liefert, gibt es eine Reihe von Widersprüchen wie bspw. die CP-Verletzung und die Baryonenasymmetrie⁴, die bisher nicht im Rahmen des SM gelöst werden konnten. Es gibt also gute Gründe das SM als "vorläufiges Modell" zu betrachten. Die Neutrinomassenbestimmung ist immer auch "Physik jenseits des Standardmodells" und liefert damit wertvolle Hinweise auf zukünftige Modelle.

Darüber hinaus ist die Neutrinomasse auch in der Astrophysik von großer Bedeutung. Neutrinos entstanden in großer Anzahl in der ersten Phase des Urknalls. Als das Universum durch Expansion eine Temperatur von $T(\nu_e) = 1,87 \text{ MeV}$ bzw. $T(\nu_{\mu,\tau}) = 3,12 \text{ MeV}$ hatte (ca. 0,1 s nach dem Urknall), entkoppelten die Neutrinos von Materie und Strahlung und bildeten den kosmischen Neutrinohintergrund. Die Anzahl dieser primordialen Neutrinos im heutigen Universum beträgt $N_\nu = 336 \text{ cm}^{-3}$ [KAT04]. Damit sind sie nach den Photonen der kosmischen Hintergrundstrahlung die zweithäufigsten uns bekannten Teilchen im Universum.

Der Dichteparameter Ω ist eine wichtige Größe in der Astrophysik, da er sowohl die Geometrie (hyperbolisch, euklidisch, sphärisch) als auch die zeitliche Entwicklung des Universums beschreibt (beschleunigte, konstante oder gebremste Expansion). Nach bisherigem Kenntnisstand ist die Energiedichte im Universum nahe der kritischen Dichte $\Omega \approx 1$ [Kla97]. Die beobachtbare (leuchtende) Materiedichte im Universum kann diesen Dichteparameter nicht erklären. Der Anteil baryonischer Materie im Universum ist 4,5% und der Anteil der noch rätselhaften "Dunklen Energie" ist 73,4%. Ein Anteil von etwa 22% der Energiedichte im Universum [Jar11] muss in Form von sogenannter "Dunkler Materie" (DM) vorliegen, wozu Neutrinos einen Beitrag in bisher unbekannter Höhe leisten. Simulationen der Strukturbildung im Universum zeigen, daß der Anteil der Neutrinos an der DM aber nicht dominant sein kann. Das freie Strömen von massebehafteten Neutrinos führt zur Auswaschung der filamentartigen, großräumigen⁵ Dichtestrukturen im Universum, wobei der Effekt mit steigender Neutrinomasse zunimmt und Experimente wie der Sloan Digital Sky Survey (SDSS) würden dies zeigen.

Die absolute Neutrinomasse ist damit ein wichtiger Eingabeparameter für kosmologische Modelle, welche die Entwicklung des Universums erklären [KAT04]. Mithilfe astrophysikalische Beobachtungen lassen sich auch Rückschlüsse auf die Neutrinomasse ziehen.

Die kosmologische Bestimmung der Neutrinomasse erfolgt über modellabhängige Multiparameter-Fits an die astrophysikalischen Messdaten und liefert Obergrenzen für die Summe der Neutrinomassen $\sum \nu_i$. Diese ist dabei einer der Fit Parameter im jeweiligen kosmologischen Modell.

⁴Missverhältnis von Materie zu Antimaterie im Universum

⁵Größenordnung im Bereich von 100 Mpc

Es lassen sich unterschiedliche Datensätze kombinieren und daraus ergeben sich die folgenden Obergrenzen für die Summe der Neutrinomassen:

$$\sum m_\nu < 0,33 \text{ eV} \quad [\text{Vik09}] \quad (1.11)$$

$$\sum m_\nu < 0,17 \text{ eV} \quad [\text{Fog07}] \quad (1.12)$$

$$\sum m_\nu < 0,28 \text{ eV} \quad [\text{Ber08}] \quad (1.13)$$

Aufgrund der Vielzahl freier Parameter in kosmologischen Modellen und der damit einhergehenden Unsicherheiten ist die Bestimmung der absoluten Neutrinomasse im Labor unabdingbar. Diese Methoden werden im Folgenden näher beschrieben.

- **Neutrinoloser Doppelbetazerfall (indirekt):**

Unter der Voraussetzung von Majorana-Neutrinos ($\nu = \bar{\nu}$), einer Verletzung der Leptonenzahlerhaltung und Neutrinos mit von Null verschiedener Masse, kann theoretisch ein neutrinoloser doppelter Betazerfall im Kern stattfinden. Die Reaktion

$${}^A_Z X = {}^A_{Z+2} Y + 2e^- \quad (1.14)$$

erzeugt dabei zwei monoenergetische Elektronen, deren Gesamtenergie als scharfe Linie im Endpunkt des Energiespektrums auftauchen würde. Aus der gemessenen Ereignisrate für diese Reaktion $R_{0\nu\beta\beta}$, lässt sich die Halbwertszeit $T_{0\nu\beta\beta}^{1/2}$ und die effektive Majorananeutrinomasse $m_{\beta\beta}$ bestimmen [Jul05].

Experimentelle Schwierigkeiten bereitet die Tatsache, dass es sich beim Doppelbetazerfall um einen Prozess zweiter Ordnung [Pov09] der schwachen Wechselwirkung handelt. Damit ist die Zerfallswahrscheinlichkeit sehr gering und die Halbwertszeit liegt im Bereich 10^{22} Jahre [Jul05]. Um solche Ereignisse detektieren zu können, benötigt man Kerne bei denen der einfache β -Zerfall energetisch nicht möglich ist, da die Untergrundrate sonst zu hoch wäre.

Der Nachteil dieser Methode der Massenbestimmung sind die zu Grunde liegenden Modellannahmen, wie z.B. dass Neutrinos Majorana-Teilchen sind und die systematischen Unsicherheiten aufgrund der Kernmatrixelemente, die für die Berechnung der effektiven Majoranamasse benötigt werden. Darüber hinaus kann sich die effektive Majoranamasse $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ von den Masseneigenzuständen erheblich unterscheiden.

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \sum_{i=j}^3 |U_{e,j}|^2 m_j e^{i\alpha_j} \quad (1.15)$$

Aufgrund der Majorana CP-Phasen α_j können sich die Massenzustände m_j auch zu Null addieren [Jul05]. Weitere Schwierigkeiten bereitet bei Experimenten mit solch niedrigen Ereignisraten die Unterdrückung der durch Myonen und Neutronen induzierten Ereignisse sowie der unerwünschte Anteil an Radionukliden im experimentellen Aufbau. Trotz dieser Probleme fanden umfangreiche Experimente auf diesem Gebiet statt. Die jeweilig verwendeten Nuklide sind dabei oftmals gleichzeitig Quelle als auch Detektor und funktionieren je nach Material nach dem Prinzip eines Bolometers, Szintillators oder Halbleiterdetektors.

Die Heidelberg-Moskau-Kollaboration führte Langzeitmessungen mit 10,96 kg des Doppel-Betastrahlers ^{76}Ge im LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso) durch. Eine Datenanalyse einer Untergruppe des Experiments erbrachte eine mögliche Evidenz für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall. Das Ergebnis dieser Analyse war [Kla04]:

$$T_{0\nu\beta\beta}^{1/2} = (0,69 - 4,18) \cdot 10^{25} \text{ Jahre} \quad (3\sigma) \quad (1.16)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = (0,24 - 0,58) \text{ eV} \quad (3\sigma) \quad (1.17)$$

Eine Bestätigung dieser Resultate durch andere Experimente steht bis heute aus.

- **Flugzeitmessung (direkt)**

Eine Bestimmung der Neutrinomasse ist über die relativistische Energie-Impuls-Beziehung möglich

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4. \quad (1.18)$$

Ein Weg, diese Beziehung zu nutzen, sind Flugzeitmessungen von Neutrinos aus Supernovae Ereignissen. Dazu wurde die zeitliche Verteilung der detektierten Neutrinos in Beziehung zu den jeweiligen kinetischen Energien gesetzt und daraus die Flugzeit ermittelt. Bei der Supernova SN1987a wurde diese Methode erstmals angewandt und eine Obergrenze von $m_{\bar{\nu}_e} < 5,7 \text{ eV}$ (95%C.L.) [Lor02] für das Elektron-Antineutrino ermittelt.

Diese Methode erfordert jedoch die Einbeziehung einer modellabhängigen Startzeitdifferenz Δt und kann daher zu unterschiedlichen Ergebnissen führen.

- **Beschleunigerexperimente (direkt):**

Eine andere Methode besteht in der Untersuchung der Kinematik schwacher Zerfälle in Beschleunigerexperimenten. Dazu werden die Zerfallsprodukte mit Ausnahme der Neutrinos gemessen und Rückschlüsse für die Neutrinomasse gezogen. Folgende Reaktionen wurden genutzt, um Massenobergrenzen für das $\bar{\nu}_e, \nu_\mu$ - und ν_τ zu erhalten [Nak10]:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.19)$$

$$\tau^- \rightarrow 2\pi^- + \pi^+ + \nu_\tau \quad \text{und} \quad \tau^- \rightarrow 3\pi^- + 2\pi^+ + \nu_\tau \quad (1.20)$$

Die Massenobergrenze des ν_τ -Neutrinos wurde anhand des τ^- -Zerfalls am LEP bestimmt, die des ν_μ -Neutrinos wurde am PSI (Paul-Scherrer-Institut) anhand des π^+ -Zerfalls bestimmt. Die Ergebnisse sind ([Nak10],[Ass98]):

$$m_{\nu_\tau} < 18,2 \text{ MeV}/c^2 \text{ (95\%C.L.)} \quad (1.21)$$

$$m_{\nu_\mu} < 0,17 \text{ MeV}/c^2 \text{ (90\%C.L.)} \quad (1.22)$$

• **Kinematik des schwachen Zerfalls von ${}^3\text{H}$ (direkt):**

Durch die Kinematik des Betazerfalls kann man die absolute ν_e -Neutrinomasse m_{ν_e} bestimmen. Diese ist gegeben durch:

$$m_{\nu_e} = \sum_i |U_{ei}| m_i \quad (1.23)$$

Durch eine bekannte Masse von ν_e , kann über die bekannten Massendifferenzen (aus Neutrinooszillationsexperimenten), auch die Massen von ν_μ und ν_τ bestimmt werden.

Um die ν_e -Neutrinomasse zu bestimmen, müssen Elektronen aus dem Betazerfall, deren kinetische Energie in der Endpunktsregion des Betaspektrums liegt, mit hoher Präzision spektroskopiert werden. Eine absolute Neutrinomassenbestimmung ist auf diesem Weg bis dato zwar noch nicht gelungen aber mit dieser Methode wurden, in den Experimenten in Mainz und Troitsk, die momentan niedrigsten Massengrenzen bestimmt. Ermöglicht wurde dies in beiden Experimenten durch den Einsatz eines Spektrometers vom MAC-E-Typ, welches auch in einem zukünftigen Experiment zum Einsatz kommen wird. Es gab aber auch erhebliche Unterschiede im Aufbau der Experimente von Mainz und Troitsk. In Mainz wurde eine "quench condensed tritium source" (QCTS) und in Troitsk eine "windowless gaseous tritium source" (WGTS) als Tritiumquelle eingesetzt. Beide Tritiumquellen verursachen unterschiedliche systematische Unsicherheiten.

Das Ergebnis des Experiments in Troitsk ist nach der phänomenologischen Korrektur einer Anomalie im Betaspektrum [Lob99]:

$$m_{\nu_e}^2 c^4 = (-1,9 \pm 3,4 \pm 2,2) \text{ eV}^2/c^4 \quad (1.24)$$

Daraus resultiert eine Neutrinomassengrenze von:

$$m_{\nu_e} c^2 \leq 2,5 \text{ eV}/c^2 \text{ (95\%C.L.)} \quad (1.25)$$

Das Ergebnis des Experiments in Mainz ist [Kra05]:

$$m_{\nu_e}^2 c^4 = (-0,6 \pm 2,2 \pm 2,1) \text{ eV}^2/c^4 \quad (1.26)$$

Daraus resultiert eine Neutrinomassengrenze von:

$$m_{\nu_e} c^2 \leq 2,3 \text{ eV}/c^2 \text{ (95\%C.L.)} \quad (1.27)$$

Dies sind die momentan niedrigsten modellunabhängigen Obergrenzen für die Neutrinomasse. Beide Experimente haben bereits ihre intrinsischen Sensitivitätslimits erreicht. Daher würden weitere Messungen keine Verbesserungen der Massengrenze liefern. Aus diesem Grund fiel 2002 die Entscheidung für ein Tritiumzerfallsexperiment der nächsten Generation. Das Karlsruher Tritium-Neutrino-Experiment KATRIN wird die Elektronantineutrinomasse mit einer bisher unerreichten Sensitivität von $0,2 \text{ eV}/c^2$ (90% C.L.) bestimmen.

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des KATRIN-Experiments. Die dort verwendete "windowless gaseous tritium source" (WGTS) benötigt eine Überwachung der Aktivität in der Quelle.

Dafür wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit das Testexperiment TriReX aufgebaut, um die Machbarkeit eines Röntgendetektorsystems zur Überwachung der Aktivität in der KATRIN-Tritiumquelle zu zeigen. Dieses Experiment ist das erste BIXS-System seiner Art, welches die Überwachung der Aktivität von gasförmigen Tritium auf dem 0,1%-Level ermöglichen soll.

Die Gliederung der Arbeit ist wie folgt: In Kapitel 2 wird das KATRIN-Experiment vorgestellt und die Notwendigkeit einer Aktivitätsüberwachung mit einem Röntgendetektorsystem erläutert. In Kapitel 3 werden die Grundlagen der β -induzierten Röntgenspektroskopie erläutert. In Kapitel 4 wird das TriReX-Experiment vorgestellt und in Kapitel 5 werden Vorversuche im Zusammenhang mit TriReX erörtert. In Kapitel 6 folgt die Besprechung der mit TriReX durchgeführten Tritiummessungen. In Kapitel 7 folgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse, ein Ausblick für zukünftige Messungen mit TriReX und für die β -induzierte Röntgenspektroskopie im Zusammenhang mit dem KATRIN-Experiment.

2. Das KATRIN Experiment

In diesem Kapitel wird das **K**arlsruher **T**ritium **N**eutrinoexperiment (KATRIN) erläutert. Bevor auf KATRIN eingegangen wird werden in Kap. 2.1 die Grundlagen von Tritiumzerfallsexperimenten diskutiert. In Kap. 2.1.1 wird die Bestimmung der Elektronantineutrinomasse mithilfe der Kinematik des Tritium- β -Zerfalls erläutert und in Kap. 2.1.2 wird der prinzipielle Aufbau eines Tritiumzerfallsexperiments erläutert. In Kap. 2.1.3 wird das MAC-E-Filter Prinzip vorgestellt, das ein wichtiger Bestandteil des KATRIN-Experiments ist. In Kap. 2.2 wird dann auf KATRIN und dessen experimentellen Aufbau eingegangen. Ziel von KATRIN ist die Bestimmung der Elektronantineutrinomasse mit einer Sensitivität von $m(\bar{\nu}_e) \leq 0,2 \text{ eV}/c^2$ (90 % C.L.) was einem 5σ Entdeckungspotenzial für $m(\bar{\nu}_e) = 0,35 \text{ eV}/c^2$ bei drei Jahren Messzeit entspricht.

2.1. Grundlagen von Tritiumzerfallsexperimenten

Tritiumzerfallsexperimente zur Bestimmung der Elektronantineutrinomasse machen sich die Kinematik des Tritium- β -Zerfalls zunutze. Deshalb wird dies im Folgenden kurz erläutert.

2.1.1. Bestimmung der Neutrinomasse aus der Kinematik des Tritium- β -Zerfalls

Eine modellunabhängige Bestimmung der Neutrinomasse ist über die Kinematik des Betazerfalls möglich. Dies wird im Folgenden am Beispiel des Tritiumbetazerfalls gezeigt (ausführliche Diskussion siehe z.B. [Ott08])



Der Q-Wert¹ beträgt 18.6 keV und die mittlere Energie des Elektrons e^- ist 5.7 keV.

¹Bei einer Kernreaktion freiwerdende Energie. Exotherme Reaktionen besitzen einen positiven, endotherme Reaktionen einen negativen Q-Wert.

Das Energiespektrum ist gegeben durch (analog [Wei03], Lichtgeschwindigkeit wieder mit aufgenommen):

$$\begin{aligned} \frac{d^2N}{dt dE} &= C \cdot F(E, Z + 1) \cdot p_e \cdot (E + m_e c^2) \cdot (E_0 - E) \\ &\quad \times \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2 c^4} \cdot \theta(E_0 - E - m_\nu c^2). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Dabei ist $F(E, Z + 1)$ die Fermifunktion, die die Coulombwechselwirkung des auslaufenden Elektrons mit dem Tochterkern berücksichtigt, E die kinetische Energie des Elektrons, E_0 die Maximalenergie des Elektrons für $m_\nu = 0$ und p_e der Impuls des Elektrons. Die Theta-Funktion $\theta(E_0 - E - m_\nu c^2)$ sorgt für die Energieerhaltung.

Die Konstante C ist gegeben durch

$$C = \frac{G_F^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^5} \cos^2 \theta_c |M|^2. \quad (2.3)$$

G_F ist die Fermikonstante, θ_c der Cabibbowinkel und M das Kernmatrixelement.

Die Neutrino Ruhemasse geht also quadratisch in die Gleichung für das Tritium- β -Spektrum ein. Die Gleichung 2.3 gilt allerdings nur für unendlich schwere Kerne. Zerfällt ein Tritiumatom oder Tritiummolekül, dann muss die mögliche Anregung des Hüllenelektrons im ${}^3\text{He}^+$ -Ion berücksichtigt werden. Damit erhält man dann eine gewichtete Summe von β -Spektren mit unterschiedlichen Endpunktsenergien:

$$\begin{aligned} \frac{d^2N}{dt dE} &= C \cdot F(E, Z + 1) \cdot p_e \cdot (E + m_e c^2) \cdot \sum_i W_i (E_0 - V_i - E) \\ &\quad \times \sqrt{(E_0 - V_i - E)^2 - m_\nu^2 c^4} \cdot \theta(E_0 - V_i - E - m_\nu c^2). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Dabei ist W_i die Wahrscheinlichkeit, den elektronischen Endzustand V_i des Tochterkerns zu besetzen.

Mit ausreichend genauer Kenntnis der Anfangs- und Endzustände, des Übergangsmatrixelements und der jeweiligen Konstanten ist es damit möglich, aus dem Verlauf des Betaspektrums die Elektronantineutrinomasse zu bestimmen.

Der Einfluss der Neutrinomasse auf den Verlauf des Energiespektrums ist im Bereich knapp unterhalb des Endpunktes am signifikantesten (siehe Abb. 2.1). Ein Experiment zur Bestimmung der Neutrinomasse muss daher das Tritium- β -Spektrum in der Nähe des Endpunktes vermessen, also genau da, wo die Zählrate sehr gering ist (weitere Diskussion siehe weiter unten im Text).

Tritium ist in vielerlei Hinsicht die optimale Quelle für die Bestimmung der Neutrinomasse:

1. Tritium ist ein reiner Betastrahler mit einer kurzen Halbwertszeit von 12,3 Jahren und einer Kernladungszahl von $Z = 1$. Daher braucht man nur vergleichsweise kleine Tritiummengen, um hohe Aktivitäten zu erzielen. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit, dass die auslaufenden Zerfallselektronen über eine inelastische Streuung innerhalb der Quelle Energie verlieren, reduziert.

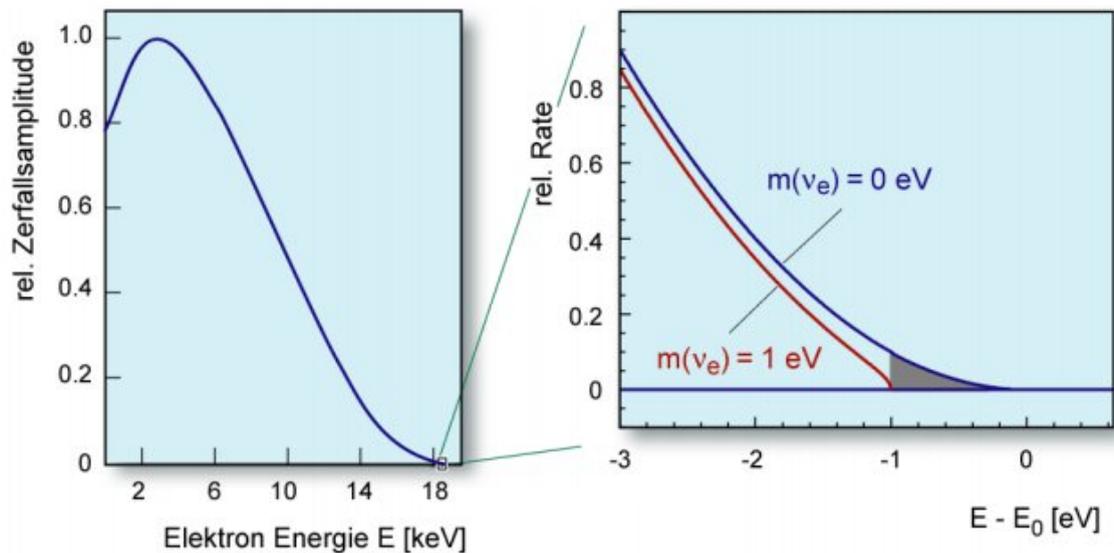


Abbildung 2.1.: Betaspektrum des Tritiumzerfalls und die für KATRIN interessante Endpunktregion des Spektrums unter dem Einfluss der Neutrinomasse.

2. Tritium und das Zerfallsprodukt Helium haben eine kleine Nukleonenzahl, eine einfache Hüllenkonfiguration und sind Spiegelkerne². Theoretische Werte für die Anfangs- und Endzustände und inelastische Anregungen sind damit leichter berechenbar.
3. Der Betazerfall des Tritiums ist ein sogenannter übererlaubter Zerfall; daher ist das Kernmatrixelement nicht energieabhängig und hat damit auch keinen Einfluss auf die Form des Betaspektrums.
4. Nach [Boe92] ist der relative Anteil der Zerfälle im Energieintervall $\Delta E = E - E_0$ gegeben zu $(\Delta E/E_0)^3$. Es ist daher vorteilhaft, einen β -Emitter mit einem niedrigem Endpunkt zu verwenden. Die Endpunktsenergie von Tritium ist mit 18,6 keV die zweitniedrigste überhaupt. Trotzdem ist der relative Anteil der Zerfälle in die letzten 10 eV unterhalb vom Endpunkt nur ca. 10^{-10} .

2.1.2. Allgemeiner Aufbau von Tritiumzerfallsexperimenten

Tritiumzerfallsexperimente zur Bestimmung der Neutrinomasse besitzen im allgemeinen den folgenden prinzipiellen Aufbau:

1. Eine Quelle, in der Elektronen durch den Zerfall von Tritium entstehen.
2. Eine Transportsektion, welche das Tritium zurück hält und die Elektronen adiabatisch ins Spektrometer führt.
3. Ein Spektrometer, das die Energie der Elektronen misst.
4. Ein Detektor, in dem die Elektronen, die das Spektrometer durchlaufen, nachgewiesen werden.

²Kerne mit gleicher Massenzahl aber vertauschter Protonen- und Neutronenzahl.

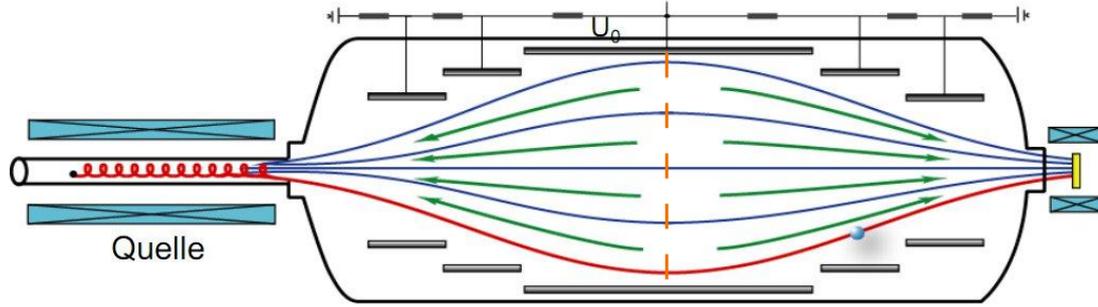


Abbildung 2.2.: Prinzip des MAC-E-Filters. In diesem prinzipiellen Beispiel starten die Elektronen aus dem Tritium- β -Zerfall im magnetischen Feldmaximum (B_{\max}) und die Analysierebene des Spektrometers befindet sich im Feldminimum (B_{\min}). Die Energieanalyse erfolgt durch ein elektrostatisches Gegenfeld, das durch zylinderförmige Elektroden erzeugt wird (eU_0). Weitere Erläuterungen siehe Text.

Auch der Aufbau von KATRIN folgt diesem Prinzip. Als Spektrometer verwendet KATRIN ein sogenanntes MAC-E-Filter, das eine hohe Raumwinkelakzeptanz für die Elektronen mit einer sehr guten Energieauflösung kombiniert. Im Folgenden wird zuerst das Prinzip des MAC-E-Filters erläutert, bevor dann im anschließenden Abschnitt 2.2 eine detaillierte Beschreibung der Komponenten von KATRIN erfolgt.

2.1.3. Prinzip eines MAC-E-Filter

Das Prinzip der Elektronenspektroskopie basierend auf der sogenannten "Magnetischen Adiabatischen Kollimation" mit anschließendem elektrostatischen Filter (Retardierung der Elektronen) ist seit langem bekannt (siehe u.a. [BPT80]). Die Vorteile der auf diesem Prinzip beruhenden Spektrometer (hohe Energieauflösung bei gleichzeitiger großer Raumwinkelakzeptanz für Elektronen) führten dazu, dass ab Mitte der 80iger Jahre solche Spektrometer auch im Rahmen von Neutrinomassenexperimenten eingesetzt wurden (Mainz [Pic92], Troitsk [Lob85]).

Ein MAC-E-Filter besteht aus zwei Spulen, welche ein achsensymmetrisches inhomogenes Magnetfeld formen (Abb. 2.2). Elektronen mit beliebiger Winkelverteilung, welche im Bild von links kommen, besitzen eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld, welche zu einer Zyklotronbewegung der Elektronen führt, und eine Geschwindigkeitskomponente parallel zum Magnetfeld, welche eine Driftbewegung in axialer Richtung bewirkt. Zusammen ergibt dies eine Schraubenbewegung entlang der Magnetfeldlinien und damit auch die hohe Raumwinkelakzeptanz von bis zu 2π . Die Elektronen folgen den Magnetfeldlinien in die Mitte des Spektrometers, wo das Magnetfeld am schwächsten ist (bei KATRIN ist $B_{\min} \approx 1/20000 B_{\max}$).

Wegen des abnehmenden Magnetfeldes wirkt auf die Elektronen, die aufgrund ihrer Zyklotronbewegung ein magnetisches Bahnmoment $\vec{\mu}$ besitzen, die Gradientenkraft

$$\vec{F}_{\nabla} = \nabla (\vec{\mu} \cdot \vec{B}), \quad (2.5)$$

die die Elektronen in Richtung Spektrometermitte beschleunigt.

Wegen der Energieerhaltung im statischen Magnetfeld erfolgt die Transformation der Energie von der Transversalkomponente der Elektronbewegung in die Longitudinalkomponente. Es wird demnach Energie aus der Zyklotronbewegung in die Longitudinalbewegung der Elektronen umgewandelt.

Wenn während dieses Prozesses die relative Magnetfeldänderung pro Zyklotronumlauf hinreichend klein ist, dann ist das Produkt aus dem magnetischen Bahnmoment der Elektronen $\vec{\mu}$ und dem relativistischen Faktor γ eine Erhaltungsgröße [Jac82]:

$$\gamma \cdot \mu = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e B} = \text{konst.} \quad (2.6)$$

Dabei ist p_{\perp} der Transversalimpuls der Elektronen. In nichtrelativistischer Näherung gilt dann:

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{konst} \quad \text{mit} \quad E_{\perp} = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e}. \quad (2.7)$$

Die Entwicklung der Transversalenergie von einem Anfangswert $E_{\perp i}$ im Magnetfeld B_i bis zu einem Endwert $E_{\perp f}$ im Magnetfeld B_f kann damit quantitativ beschrieben werden als

$$E_{\perp f} = E_{\perp i} \cdot \frac{B_f}{B_i}. \quad (2.8)$$

Die Elektronen, die im Feldmaximum (B_{\max} , siehe Abb. 2.2) starten, haben daher in der Spektrometermitte, dem Feldminimum (B_{\min}), fast die gesamte ursprünglich vorhandene Transversalenergie in Longitudinalenergie umgewandelt. Diese Longitudinalenergie kann nun mit Hilfe eines elektrostatischen Gegenfeldes, das – im Feldminimum – parallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist, analysiert werden: Elektronen, deren Longitudinalenergie größer ist als $|eU_0|$, können die elektrostatische Barriere überwinden und werden entlang der Magnetfeldlinien auf einen Detektor geführt, wo sie nachgewiesen werden. Damit arbeitet ein MAC-E-Filter als integrierender Energiehochpassfilter. Das integrale Energiespektrum der Elektronen aus dem Tritium- β -Zerfall kann durch Variation des angelegten elektrostatischen Gegenfeldes gemessen werden.

Für die Auflösung eines solchen MAC-E-Filters gilt

$$\Delta E = E_{\perp f} = E_0 \cdot \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \quad (2.9)$$

mit $E_0 =$ maximale Startenergie (hier "ungünstigster" Fall: $E_0 = E_{\perp i}$).

2.2. Beschreibung der Hauptkomponenten von KATRIN

Eine internationale Kollaboration baut das **K**arlsruher **T**ritium **N**eutrino **E**xperiment (KATRIN) am Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Campus Nord auf.

Bevor auf die einzelnen Hauptkomponenten eingegangen wird, werden die physikalischen Anforderungen erläutert, welche den experimentellen Aufbau von KATRIN bestimmen.

2.2.1. Physikalische Anforderungen an KATRIN und Überblick über das Experiment

Die Experimente in Mainz und Troitsk haben ihre intrinsischen Sensitivitätsgrenzen erreicht. Um zukünftig eine Sensitivität im sub-eV-Bereich zu erhalten, muss eine Reihe von Anforderungen erfüllt werden, welche die Entwicklung eines neuen Experiments notwendig machen. Diese Anforderungen sind gegenüber den Tritiumzerfallsexperimenten in Mainz und Troitsk:

1. eine höhere Signalrate im Bereich des Endpunktes des Betaspektrums.
Wie in Abschnitt 2.1.1 gezeigt wurde, ist die Zählrate in der Nähe des Endpunktes proportional $1/(E_0 - E)^3$. Um eine Sensitivität auf die Neutrinomasse im sub-eV Bereich in 3 Jahren Messzeit zu erreichen, muss die Signalstärke der Tritiumquelle gegenüber der Quellen in Mainz und Troitsk deutlich erhöht werden (ca. ein Faktor 100).
2. eine höhere Energieauflösung $\Delta E/E$.
Verglichen mit Troitsk und Mainz muss die Energieauflösung von KATRIN kleiner als 1 eV sein, um eine Sensitivität auf die Neutrinomasse von 0,2 eV zu ermöglichen.
3. eine geringe Untergrundzählrate im interessanten Energiebereich um 18,6 keV.
Abschätzungen über die systematischen und statistischen Fehler von KATRIN haben gezeigt, dass die Untergrundzählrate unter $0,01 \text{ s}^{-1}$ sein sollte [KAT04].
4. geringere systematische Fehler.
Verglichen mit den Experimenten in Troitsk und Mainz müssen die systematischen Fehler auf $m_{\bar{\nu}_e}^2 c^4$ etwa um den Faktor 100 reduziert werden.

Aus den o.g. Anforderungen ergibt sich zwingend die Verwendung einer fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle WGTS, da nur mit solch einer Quelle eine hohe Luminosität bei gleichzeitigem niedrigem systematischen Fehler erreicht werden kann. Auf den folgenden Seiten werden die Hauptkomponenten des KATRIN Experiments vorgestellt. Die in diesem Kapitel präsentierten Daten stammen, sofern nicht anders angegeben, aus dem KATRIN Design Report [KAT04].

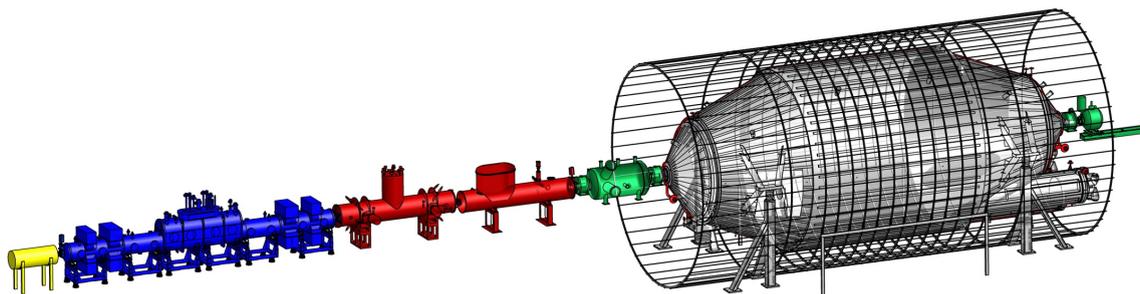


Abbildung 2.3.: Der Aufbau von KATRIN von links nach rechts. Kalibrations- und Monitoringsystem (gelb), WGTS (blau), Transport Sektion (rot), Vorspektrometer (grün), Hauptspektrometer und Luftspulen (grau), sowie der Detektor (grün) [KAT04]. Das gesamte Experiment ist etwa 70 m lang.

Abb. 2.3 zeigt die 5 großen Hauptkomponenten des KATRIN-Experiments.

- Das Rückwärtige System (CMS) befindet sich auf der Rückseite der Tritiumquelle und wird für wichtige Kalibrierungs- und Quellüberwachungsaufgaben benötigt.
- Die fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS) liefert die Elektronen aus dem Tritium- β -zerfall. Sie besteht aus einem sog. Tritiumquellrohr, das sich in einem Magnetkryostaten befindet, und den dazugehörigen Tritiumkreisläufen für die stabile Tritiumgaseinspeisung.
- Das Transportsystem leitet die Elektronen aus der Tritiumquelle adiabatisch in das Spektrometersystem. Gleichzeitig hat es die Aufgabe, den Tritiumgasfluss in Richtung Spektrometer um mehr als 12 Größenordnungen zu reduzieren. Das Transportsystem besteht aus der differentiellen Pumpstrecke DPS2-F und der kryogenen Pumpstrecke CPS.
- Das Spektrometersystem von KATRIN besteht aus dem Hauptspektrometer, das die eigentliche Energieanalyse der Elektronen durchführt und dem Vorspektrometer, das als Vorfilter dient, um die Anzahl der Elektronen, die in das Hauptspektrometer geleitet werden zu minimieren. Beide Spektrometer sind vom MAC-E-Filter Typ.
- Das Detektorsystem weist alle Elektronen nach, die den energetischen Hochpassfilter des Hauptspektrometers überwunden haben.

Die tritiumführenden Sektionen des etwa 70 m langen Aufbaus (CMS, WGTS-Magnetkryostat, Tritiumkreisläufe, DPS2-F und CPS) befinden sich innerhalb des Überwachungsbereiches des Tritiumlabors Karlsruhe (TLK), der Rest des Experimentes in der angrenzenden neuen Spektrometerhalle. Das TLK besitzt eine Umgangsgenehmigung von 40 g Tritium ($\approx 1,5 \cdot 10^{16}$ Bq) und ist das einzige wissenschaftliche Labor auf der Welt, das sowohl die notwendige Infrastruktur als auch die Erfahrung in der Tritiumhandhabung besitzt, um die für KATRIN geforderte hochreine und stabile Tritiumgasquelle aufbauen und sicher betreiben zu können. Dies umschließt auch die Wasserstoffisotopentrennung und die Tritiumanalytik.

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten von KATRIN kurz beschrieben.

2.2.2. Die fensterlose gasförmige Tritiumquelle WGTS

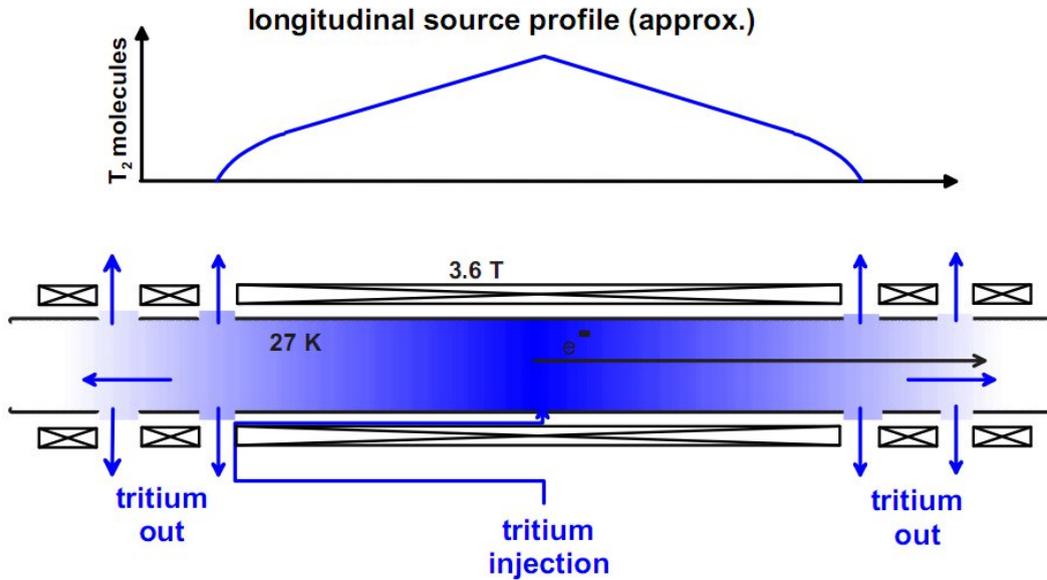


Abbildung 2.4.: Prinzip der der WGTS (nach [KAT04]). Unten im Bild ist ein Schnitt durch das Strahlrohr zu sehen (Blick von oben). Das Tritiumgas wird in die Mitte des Rohres eingespeist und diffundiert dann frei in beide Richtungen bis es an den Pumpkammern von Turbomolekularpumpen abgepumpt wird. Die Elektronen aus dem Tritium- β -Zerfall werden von dem angelegten Magnetfeld (dargestellt durch die gekreuzten Rechtecke, maximale Flussdichte 3,6 T) geführt: die eine Hälfte in Richtung Spektrometer, die andere in Richtung CMS. Durch gleichzeitiges Einspeisen und Abpumpen von Tritium entsteht im Inneren des Rohres eine stabile Tritiumgassäule, deren Dichteprofil im oberen Teil der Abbildung ebenfalls schematisch dargestellt ist. Die Tritiumgassäule ist die physikalische KATRIN Tritiumquelle.

Physikalisch gesehen ist die fensterlose gasförmige Tritiumquelle eine stabile Gasäule aus Tritiummolekülen, die sich im Inneren eines 10 m langen und 9 cm durchmessenden Rohres befindet. Abbildung 2.4 zeigt das Prinzip. Die Anzahl der Tritiummoleküle in der WGTS ist gegeben durch

$$N(T_2) = \varrho d \cdot A \cdot \varepsilon, \quad (2.10)$$

dabei ist ϱ die Teilchendichte, ϱd die sog. Säulendichte, A die Querschnittsfläche des Strahlrohrs und ε der Tritiumanteil des Gases (= Tritiumreinheit). Die für KATRIN optimale Säulendichte [KAT04] beträgt $\varrho d = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Eine höhere Säulendichte würde zwar die Quellstärke erhöhen, aber gleichzeitig auch den systematischen Fehler, der durch die inelastische Streuung der Elektronen an den Tritiumgasmolekülen entsteht, vergrößern. Um die gewünschte Säulendichte in dem Strahlrohr zu erreichen, muss der Gasleitwert des Rohres durch Abkühlen so weit wie möglich verringert werden. Untersuchungen haben gezeigt [KAT04], dass eine Temperatur von 30 K ein guter Kompromiss ist; eine noch weitere Abkühlung würde zu einer höheren Adsorption von Tritium auf der Rohrwand führen und zur Clusterbildung im Rohr. Beide Effekte sind bei KATRIN unerwünscht, da sie den systematischen Fehler erhöhen.

Damit das KATRIN Experiment eine Sensitivität von $0,2 \text{ eV}/c^2$ erreichen kann, muss die Tritiumgassäulendichte auf 10^{-3} stabilisiert werden. Diese sehr schwierige Vorgabe soll durch folgende Maßnahmen erreicht werden:

- Realisierung einer konstanten Tritiumgaseinspeiserate von $1,85 \text{ mbar l/s}$. Dies wird durch den Aufbau eines speziell für KATRIN entwickelten sog. inneren Tritiumkreislauf erreicht [Kaz08].
- Verwendung von Tritium mit konstanter hoher ($> 95\%$) Tritiumreinheit. Diese technisch sehr schwierige Anforderung wird durch die Infrastruktur des TLK realisiert, dem sog. äußeren Tritiumkreislauf, und beinhaltet neben einer Tritiumgasreinigung auch eine Wasserstoffisotopentrennung.
- Realisierung einer Quellrohrtemperaturstabilisierung von $\pm 30 \text{ mK}$ durch eine Kühlung mit zweiphasigem Neon [Gro09]. Durch Stabilisierung des Neondampfdrucks kann hier die Temperatur des Neons und damit auch die Temperatur des Quellrohrs zeitlich konstant gehalten werden.
- Realisierung einer konstanten Tritiumpumprate an den Enden des Quellrohrs.

Die Notwendigkeit, die Tritiumquelle mit Hilfe des rückwärtigen Systems zu überwachen, wird in Abschnitt 2.2.5 diskutiert.

In Abbildung 2.5 ist der innere Tritiumkreislauf von KATRIN anhand eines vereinfachten Fließbilds erklärt. Als integraler Bestandteil der WGTS sorgt dieser Kreislauf für die konstante Tritiumgaseinspeiserate von $1,85 \text{ mbar l/s}$ und für ein Abpumpen des Gases mit einem konstanten Saugvermögen, das von 12 Turbomolekularpumpen vom Typ MAG2800 bereitgestellt wird. Bei einem Quellrohrdurchmesser von 9 cm und einer gewünschten Säulendichte von $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ befinden sich im Quellrohr im Mittel $3,2 \cdot 10^{19}$ Moleküle, was einer Aktivität von 3 Ci ($= 1,1 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$) entspricht. Der für die Stabilisierung der Gassäule notwendige innere Tritiumkreislauf inklusive der daran angeschlossenen Tritiumgasvorratsbehälter hat dagegen ein Tritiuminventar von bis zu 10 g , was einer Aktivität von 100 kCi entspricht. Nur das TLK ist in der Lage, eine solch hohe Tritiumaktivität für ein Forschungsprojekt über Jahre hinweg mit einer Reinheit von $>95\%$ zur Verfügung zu stellen.

Die absolute Temperatur und die Temperaturstabilität wird durch ein 2-Phasen-Neon-Kühlsystem erreicht. Am Quellrohr befestigt sind zwei Kühlrohre, die flüssiges (LNe) und gasförmiges Neon enthalten. Über eine Druckregelung des LNe kann die Temperatur zwischen $T_{abs} = 27 - 30 \text{ K}$ auf 1 Promille stabil gehalten werden. Die Temperatur wird über 42 am Quellrohr verteilte Temperaturmessstellen (PT500) überwacht. Ein Strahlungsschild trennt das Quellrohr und das 2-Phasen-Neon-Kühlsystem vom umgebenden flüssig Helium LHe-Kühlsystem und vom äußeren flüssig Stickstoff LN-Kühlsystem. Das äußere LHe-System dient der Kühlung der supraleitenden Magnete. Das äußere LN₂-Kühlsystem dient als Strahlungsschild und trägt die Wärmelast der TMPs am Kryostaten. Die Temperaturstabilisierung des Quellrohres auf $0,1\%$ ($= 30 \text{ mK}$) wird aktuell im Rahmen des sog. Demonstratortests im TLK verifiziert; erste Ergebnisse zeigen, dass die geforderte Stabilität erreicht werden kann. Nähere Informationen sind in [Gro11] und [Bod11] zu finden. Abb. 2.6 zeigt den WGTS-Demonstrator im TLK.

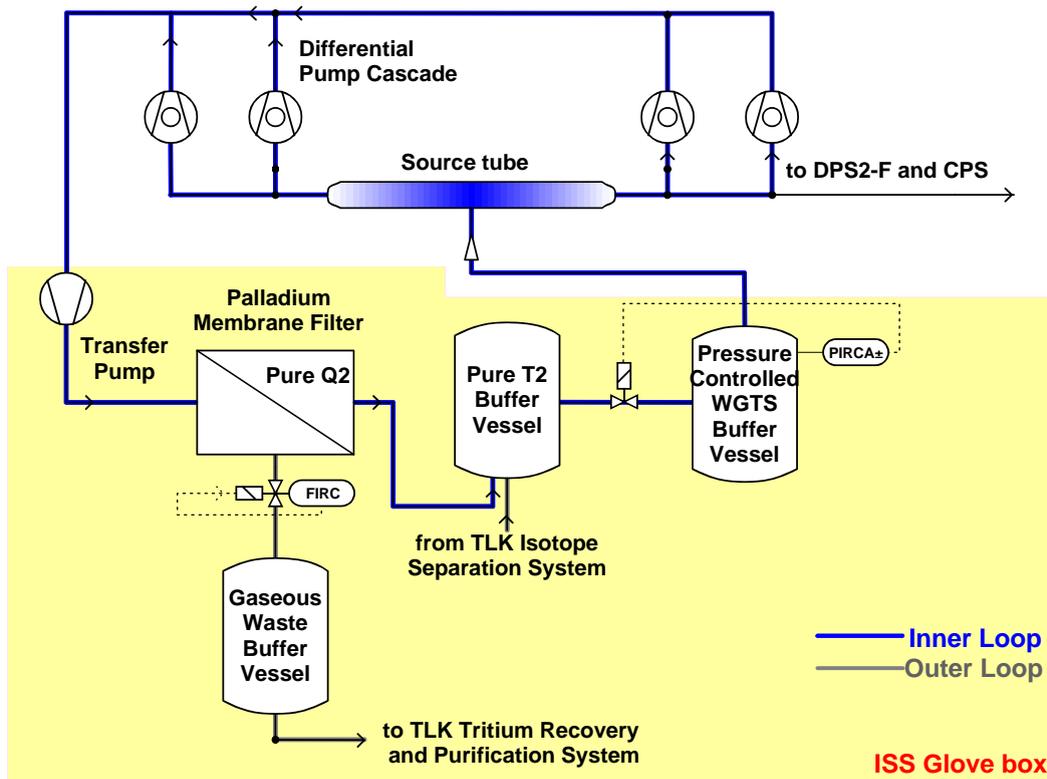


Abbildung 2.5.: Vereinfachtes Fließbild des inneren Tritiumkreislaufs von KATRIN. Das Tritiumgas wird von einem druckgeregeltem Pufferbehälter (ca. 10 mbar) über eine Kapillare mit bekanntem und konstantem Leitwert in das Quellrohr geleitet (Eingangsdruck ca. 10^{-3} mbar). Wird der Druck in dem Behälter konstant gehalten, ist analog zum Ohmschen Gesetz auch der Gasfluss in das Quellrohr konstant. Das Tritiumgas diffundiert zu beiden Enden des Quellrohrs und wird dort über die angeschlossenen Turbopumpen abgepumpt und über einen Palladium-Membranfilter und einem Vorbehälter wieder dem druckstabilisierten Pufferbehälter zugeführt. Der Palladium-Membranfilter kann nur von den Wasserstoffisotopologen H_2 , D_2 , T_2 , HD , HT , DT passiert werden. Die Reinheit des Tritiums wird mit Hilfe der Laser-Ramanspektroskopie überwacht. Weitere Einzelheiten sind in [Stu10] zu finden.

Aktueller Status der WGTS: Die stabilisierte Tritiumgaseinspeisung ist komplett aufgebaut und getestet, es müssen nur noch die Verbindungsleitungen zum WGTS-Magnetkryostaten konstruiert und gebaut werden. Die Demonstrator tests sind fast beendet. Nach den Tests muss der Demonstrator zurück zum industriellen Partner, damit die noch fehlenden supraleitenden Magnetspulen installiert werden können.

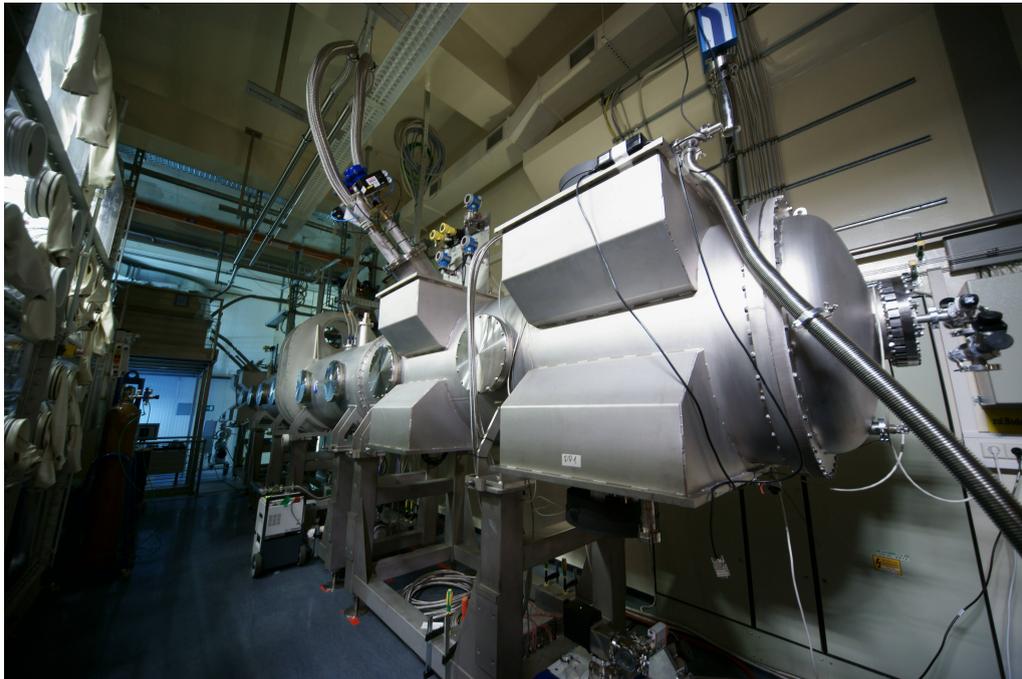


Abbildung 2.6.: Blick auf den Demonstrator im TLK. Der Demonstrator ist eine verkürzte Version des WGTS Magnetkryostaten, der die wesentlichen Bestandteile des Ne-Kühlsystems enthält aber nicht die supraleitenden Magnete. Mit Hilfe des Demonstrators soll nachgewiesen werden, dass die hohen Anforderungen an die Temperaturstabilität des Quellstrahlrohrs erfüllt werden können.

2.2.3. Tritiumrückhaltung und Transport der Elektronen

Das Transportsystem hat die Aufgabe die Elektronen aus dem Zerfall des Tritiums in der WGTS adiabatisch zum Spektrometersystem zu führen und dabei gleichzeitig den Tritiumgasstrom aus der WGTS in Richtung Spektrometer um mehr als 12 Größenordnungen auf kleiner als 10^{-14} mbar l/s zu reduzieren. Da Tritium, das im Spektrometer zerfällt, Untergrundereignisse im Detektor produziert, die nicht von den "richtigen" Ereignissen unterschieden werden können, soll das Hauptspektrometer "tritiumfrei" bleiben (Tritiumpartialdruck $<10^{-22}$ mbar). Eine Kontamination des Spektrometers bis zur erlaubten Freigrenze von 10^9 Bq wäre für KATRIN auf keinen Fall tolerabel.

Das Transportsystem besteht aus den differentiellen Pumpstrecke DPS2-F und der Kryopumpstrecke CPS. Beides sind sehr komplexe Magnetkryostatsysteme, die bei einem industriellen Partner gefertigt und dann an die KATRIN eigene Kryoinfrastruktur angeschlossen werden. Das Transportsystem wird vollständig im TLK aufgebaut - nur die Elektronen aus dem Tritiumzerfall sollen das TLK verlassen. Die Sektionen sind untereinander und zum Vorspektrometer und der Quelle durch Ventile getrennt, welche im Fehlerfall die Tritiumrückhaltung und im Leckfall eine ungewollte Belüftung des Gesamtsystems verhindern. Außerdem erlaubt dieser Aufbau getrennte Reinigungs- und Regenerationszyklen für die einzelnen Strahlrohrbereiche. Die Transportsektionen sind umgeben von supraleitenden Magneten, welche das magnetische Führungsfeld von bis zu 5,6 T erzeugen.

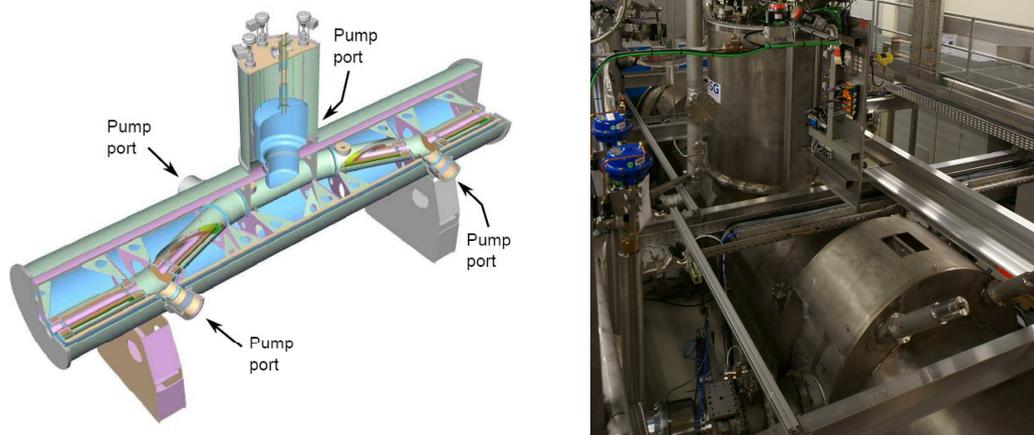


Abbildung 2.7.: 3D-Grafik der DPS2-f (links) und aktuelles Bild des fertig montierten Systems mit Blick von schräg oben (rechts). Auf dem linken Bild sind die 4 20° Biegungen des Strahlrohrs und die Pumpkammern zu sehen.

2.2.3.1. Die differentielle Pumpstrecke DPS2-F

Die differentielle Pumpstrecke DPS2-F (siehe Abb. 2.7) wird den Tritiumgasstrom in Richtung Spektrometer um 5 Größenordnungen reduzieren. Dies geschieht durch differentielles Pumpen in einer Abfolge aus 5 Strahlrohrelementen und 4 dazwischen geschalteten Pumpkammern mit angeschlossenen Turbomolekularpumpen vom Typ MAG2800. Die einzelnen Strahlrohre sind jeweils 1 m lang und haben einen Durchmesser von 90 mm. Jeweils zwei aufeinander folgende Strahlrohre sind unter einem Winkel von 20 Grad angeordnet, um eine direkte Sichtverbindung von der Quelle in das Spektrometer zu verhindern. Tritium kann also nicht auf gerader Linie in das Hauptspektrometer eindringen, sondern nur durch Kollision an den Wänden. Die Strahlrohrtemperatur beträgt 80 K, dadurch wird der Leitwert des Systems reduziert und die Pumpeffizienz vergrößert.

In das Strahlrohr der DPS2-F werden später noch elektrische Dipole eingebaut, die Ionen aus der Quelle über die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift so ablenken sollen, dass diese das Spektrometersystem nicht erreichen. Die Konzentration an Ionen soll mit speziell dafür entwickelten FT-ICR Detektoren gemessen werden [Dia09].

Aktueller Status der DPS2-F: Die DPS2-F wurde im Juli 2009 an das KIT geliefert. Die Erstinbetriebnahme erfolgte Ende 2010. Für das Jahr 2011 sind die Messungen zur Verifizierung der differentiellen Pumpleistung vorgesehen. Dazu werden Testmessungen mit Wasserstoff und Deuterium durchgeführt [Luk11].

2.2.3.2. Die kryogene Pumpstrecke CPS

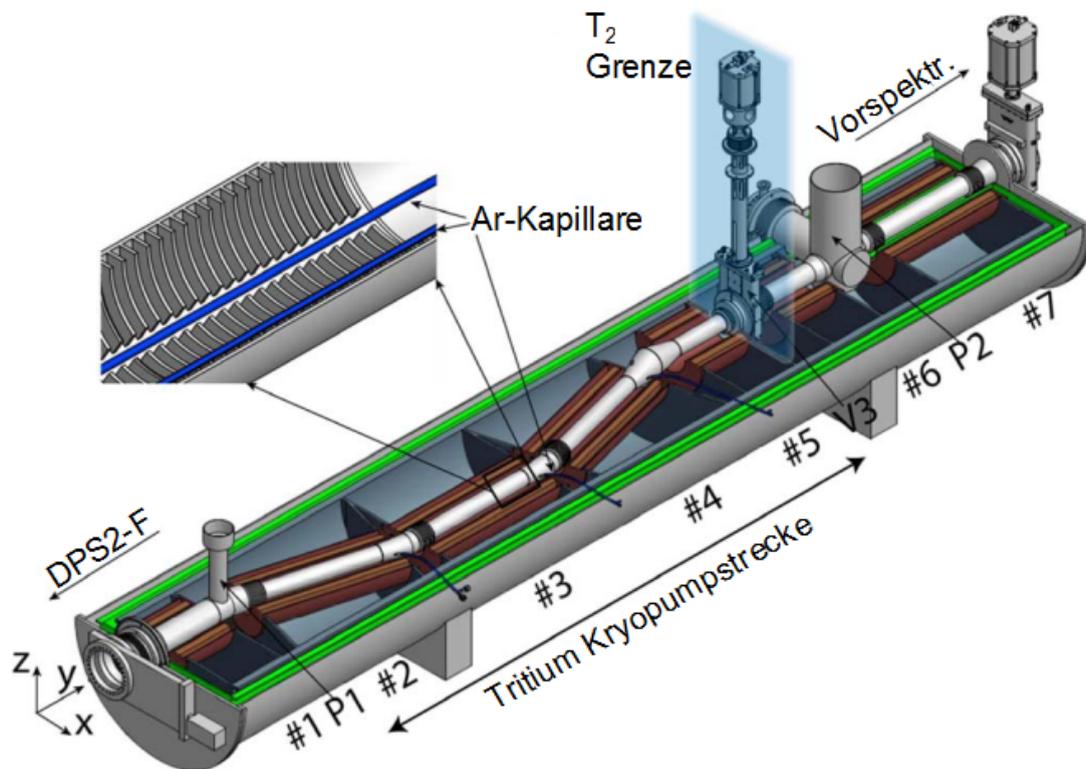


Abbildung 2.8.: CAD-Schnittmodell der KATRIN-Kryopumpstrecke [GBB10]. In der Detailansicht sieht man eine Rippenstruktur innerhalb des Strahlrohrs, welche zur Vergrößerung der Oberfläche dient.

Nach der differentiellen Pumpstrecke soll der Tritiumgasstrom in Richtung Spektrometersystem mit Hilfe der kryogenen Pumpstrecke CPS um weitere 7 Größenordnungen reduziert werden (von 10^{-7} mbar l/s auf 10^{-14} mbar l/s). Die CPS beruht auf dem Prinzip der Kryosorption von Tritium auf einer Argonfrostschrift, die auf 3 bis 3,5 K gehalten wird. Das mit LHe gekühlte Strahlrohr wird zu diesem Zweck innen vor Anfang einer Messung mit einer Argonfrostschrift versehen und dann bei den genannten Temperaturen betrieben. Am Ende einer Messphase wird die Argonfrostschrift zusammen mit dem Tritium durch Aufwärmen auf ca. 100 K, He-Spülen mit gleichzeitigem Abpumpen des Gases entfernt. Das Konzept einer solchen "Argonfrostpumpe" war im Vorfeld erfolgreich mit dem Testexperiment TRAP im TLK verifiziert worden ([Stu07], [Eic08], [Eic09]).

Abbildung 2.8 zeigt ein CAD-Schnittmodell des CPS Magnetkryostatsystems. Um den adiabatischen Transport der Elektronen aus der Tritiumquelle in das Spektrometer sicherzustellen, befindet sich das Strahlrohrsystem, das hier gleichzeitig eine Kryopumpe ist, im Inneren von supraleitenden Magnetspulen, die ein Feld von bis zu 5,6 T erzeugen. Die CPS ist etwa 7 m lang und drei der Sektionen (Abb. 2.8) sind ähnlich wie bei der DPS2-F im Winkel von 15 Grad zueinander ausgerichtet, um die direkte Sichtlinie zum Spektrometer zu verhindern und Kollisionen des Tritiums mit der Argonfrostschrift zu erzwingen.

Aktueller Status der CPS: Die CPS wurde im Mai 2008 bei einem industriellen Partner in Auftrag gegeben und wird voraussichtlich im Sommer 2012 geliefert.

2.2.4. Energieanalyse und Elektronennachweis

Die Energieanalyse der Zerfallselektronen geschieht mittels eines Tandemspektrometer-Systems. Beide Spektrometer funktionieren nach dem Prinzip eines MAC-E-Filters und haben ein inneres Elektrodensystem. Die Energieanalyse der hochenergetischen Elektronen aus dem Tritium- β -Zerfall wird vom Hauptspektrometer übernommen, das eine Energieauflösung ΔE von 0,93 eV für 18,6 keV Elektronen besitzt. Das deutlich kleinere Vorspektrometer ($\Delta E \approx 100\text{eV}$) dient nur der Vorfilterung und hält alle Elektronen aus der Quelle zurück, die weniger als 18,3 keV Energie haben und damit für die weitere Datenauswertung uninteressant sind. Dadurch kann der Anteil der Elektronen, der das Hauptspektrometer erreicht um 6 Größenordnungen reduziert werden (auf 10^4 s^{-1}). Durch diese Reduktion soll die Anzahl der Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Restgasmoleküle im Hauptspektrometer reduziert werden. Unterstützt wird diese Maßnahme durch das angestrebte XUHV im Hauptspektrometer von $<10^{-11}$ mbar, das durch eine installierte Pumpleistung von 500000 l/s (SAES Getterstreifen) erreicht werden soll.

Der Detektor weist die Elektronen nach, die ausreichend Energie haben, um das Retardierungspotential des Hauptspektrometers zu durchlaufen. Er ist axial am Ende des Hauptspektrometers (Abb. 2.3) montiert.

2.2.4.1. Das Vorspektrometer

Da Vor- und Hauptspektrometer nach dem gleichen Prinzip funktionieren und z.T. ähnliche Anforderungen (z.B. UHV Tauglichkeit) gestellt werden, diente das Vorspektrometer in den letzten Jahren als Testumgebung für Technologien, die auch am Hauptspektrometer zum Einsatz kommen. Dazu zählt das innere Elektrodensystem, die Untersuchung unerwünschter Penning-Fallen im Spektrometervolumen und der Einsatz von NEG-Pumpen (Getterpumpen) zur Erreichung eines Enddrucks von $p_{\text{end}} < 10^{-11}$ mbar. Aktuelle Ergebnisse sind in [Fra11] aufgeführt.

Das Vorspektrometer ist 3,4 m lang, 1,7 m im Durchmesser, zylinderförmig und liegt auf $-18,3\text{ kV}$. Das innere Elektrodensystem formt das Retardierungspotential und liegt auf einem etwas höheren negativen Potential, um die Elektronen, die durch Myoneneinstrahlung aus der Tankwand emittiert werden, daran zu hindern, in das Spektrometerinnere zu kommen.

Aktueller Status des Vorspektrometers: Die Testmessungen mit dem Vorspektrometer als "Stand-Alone-System" wurden im Frühjahr 2011 abgeschlossen. Der nächste Schritt ist die Integration des Vorspektrometers in die KATRIN-Beamline. Dazu muss das Vorspektrometer, das in der Halle 245 des Campus Nord installiert ist, komplett abgebaut, in die Halle 460 gebracht und dort wieder aufgebaut werden. Bis Ende 2011 soll der Umzug abgeschlossen sein.

2.2.4.2. Das Hauptspektrometer



Abbildung 2.9.: Der Hauptspektrometertank von KATRIN. Blick aus Richtung WGTS. Die metallische Gitterstruktur trägt die Erdfeldkompensationsspulen und die Korrekturspulen für die Magnetfeldkorrektur in der Analyseebene des Spektrometers.

Das Hauptspektrometer ist die Schlüsselkomponente für die Energieanalyse von KATRIN. Es besteht im Wesentlichen aus

- dem großen XHV³ Spektrometertank mit dem angeschlossenen Vakuumsystem (siehe Abb. 2.9),
- dem inneren Elektrodensystem mit der hoch stabilen Hochspannungsversorgung für die Formung des elektrostatischen Retardierungspotentials,
- zwei supraleitende Magnete (4,5 T und 6 T) an beiden Enden des Spektrometertanks zur magnetischen Führung der Elektronen aus der Quelle und
- zwei zusätzliche Luftspulensysteme zur Korrektur des magnetischen Flusses in der Analysierebene des Detektors.

Der XHV Spektrometertank hat einen Durchmesser von 9,9 m, eine Länge von 24 m und eine Wanddicke von 25 – 32 mm. Zum Evakuieren des Hauptspektrometers stehen an 3 Pumpkammern insgesamt 6 TMPs des Typs MAG2800 der Firma Oerlikon Leybold zur Verfügung und zusätzlich 3 km NEG-Getterstreifen, welche vor allem den restlichen Wasserstoff pumpen. Die XHV-Tauglichkeit des Spektrometertanks wurde durch Elektropolieren der inneren Oberflächen, der Sicherstellung einer Gesamtleckrate von $<10^{-9}$ mbar l/s und ein mehrwöchiges Ausheizen des Hauptspektrometertanks auf 350° C erreicht.

³Extremes Hochvakuum, $<10^{-10}$ mbar

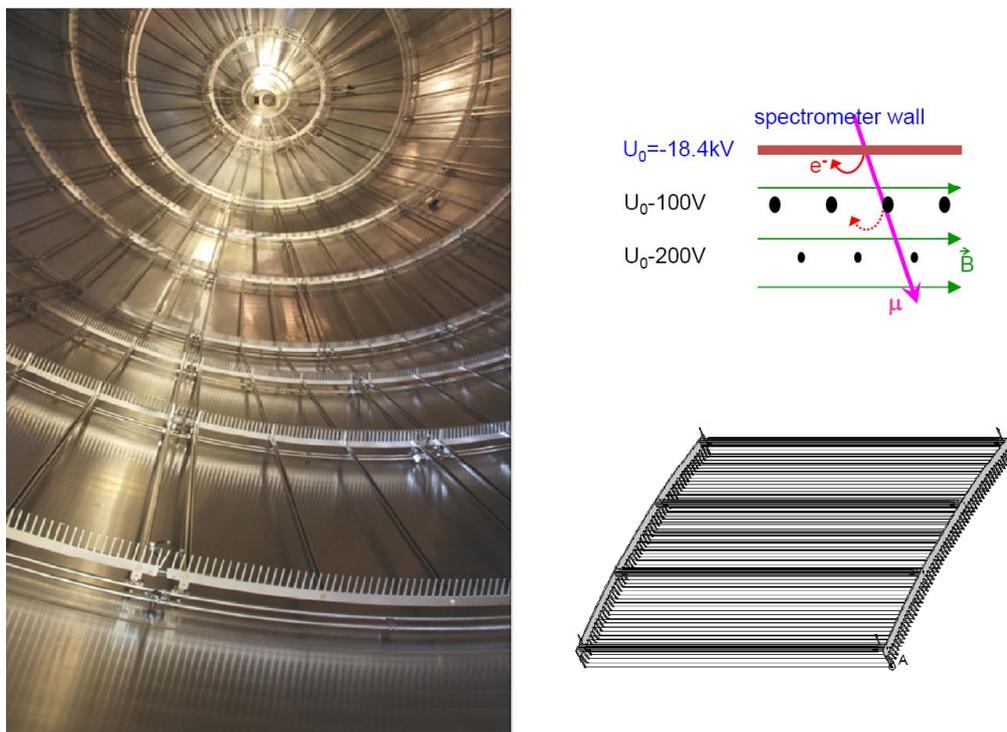


Abbildung 2.10.: Inneres Elektrodensystem vom Haupspektrometer. Links ist ein Teil der im Spektrometertank installierten Rahmenmodule zu sehen, von denen knapp 250 im Spektrometertank montiert werden. Rechts ist schematisch das Prinzip der zweilagigen Drahtelektroden dargestellt, deren elektrische Potentialbelegung so gewählt wird, dass sowohl das elektrische Retardierungspotential in der Analysierebene des Spektrometers optimiert wird als auch die Unterdrückung durch Elektronen aus den Wänden des Spektrometertanks.

Das innere Elektrodensystem (siehe Abb. 2.10) dient der Feinabstimmung des elektrischen Feldes im Spektrometer, der Reduzierung des Untergrunds und zur Unterdrückung von Rauschsignalen auf dem Retardierungspotential des Tanks. Das Elektrodensystem mit 25.000 Einzeldrähten, welche in Modulbauweise in einem Schienensystem im Haupspektrometer montiert sind, liegt auf einem etwa 100 V höheren Potential als die Behälterwand. Dadurch werden niederenergetische Elektronen, die myoneninduziert aus der Behälterwand austreten, vom elektrischen Gegenpotential reflektiert und tragen nicht zum Untergrund bei. Die Feinabstimmung des elektrischen Feldes vermeidet unerwünschte Penning-Fallen [Mer10] innerhalb des Spektrometers und reduziert dadurch ebenfalls den Untergrund.

In Zusammenarbeit mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) wurde ein Präzisions-Hochspannungsteiler [Thu07] entwickelt, der zusammen mit einer stabilen Hochspannungsversorgung das variable Spektrometerpotential erzeugt (-18,5 kV bis -18,7 kV).

Die zwei supraleitenden Magnetsysteme an den beiden Enden des Haupspektrometertanks formen das inhomogene Magnetfeld. Der Flusslauch von 191 Tcm^2 resultiert in der Analysierebene in einer Magnetfeldstärke von $B_{\min} = 0,3 \text{ mT}$. Nach Formel 2.9 ergibt sich mit $B_{\max} = 6 \text{ T}$ und $E = 18,6 \text{ keV}$ die geforderte Energieauflösung des Spektrometers von $0,93 \text{ eV}$.

Zwei unabhängige Luftspulensysteme, welche konzentrisch und parallel zu Hauptspektrometerachse angeordnet sind, dienen der Formung des von den supraleitenden Spulen erzeugten Feldes (LFCS Low Field Coil System) und der Kompensation des Erdmagnetfeldes (EMCS Earth Magnetic Field Compensation). Der Einfluss des Erdmagnetfeldes mit einer Magnetfeldstärke von etwa $48 \mu\text{T}$ oder 16% von $B_{min} = B_A$ kann in der Analysierebene nicht ignoriert werden und wird mit den EMCS-Luftspulen korrigiert. Um dem Flussschlauch im Spektrometer eine exakte Form zu geben und um zu verhindern, dass β -Elektronen in der Behälterwand verloren gehen, sind weitere darüber hinausgehende Korrekturen mit LFCS-Luftspulen notwendig. Jede der Luftspulen wird von einem eigenen Netzteil versorgt und so können unterschiedliche magnetische Profile im Hauptspektrometer erzeugt werden.

Aktueller Status des Hauptspektrometers: Die Montage des inneren Elektrodensystems ist zu mehr als 95% vollendet. Aktuell werden die Stickstoffschilde eingebaut, die später das von den SAES Gettern abgesonderte Ra-219 auffangen sollen. Der weitere Zeitplan sieht vor, dass der Spektrometertank bis Ende 2011 geschlossen und angepumpt wird. Parallel dazu wird das Hochspannungssystem aufgebaut. Nach einer mehrwöchigen Ausheizphase zu Beginn des Jahres 2012 werden im Frühjahr 2012 die ersten Messungen zum Untergrundverhalten des Spektrometers stattfinden.

2.2.4.3. Der Detektor

Die Elektronen, die das Retardierungspotential im Hauptspektrometer durchlaufen haben, werden magnetisch auf den Detektor geführt und dort nachgewiesen. Der KATRIN-Detektor benötigt

1. eine Detektoreffizienz von $\epsilon > 0,9$ für β -Elektronen bis 18,6 keV und Konversionselektronen der ^{83m}Kr -Kalibrationsquelle mit Energien von 17,8 keV bis zu 32 keV,
2. eine Energieauflösung $\Delta E < 1 \text{ keV}$ (FWHM) für 18,6 keV Elektronen zur Untergrunddiskriminierung,
3. eine aktive und eine passive Untergrundunterdrückung durch Schilde und
4. die Fähigkeit, Elektronen mit einer Zählrate von bis zu 100 kHz zu detektieren, um im Rahmen systematischer Messungen die hohen Signalraten der geplanten Elektronenkanone aufnehmen zu können.

Zu diesem Zweck kommt ein Multipixel-Silizium-Halbleiterdetektor zum Einsatz, der als PIN-Diode aufgebaut ist. Der Halbleiterdetektor besitzt 148 Segmente, die in konzentrischen Kreisen angeordnet sind und je 42 mm^2 Fläche besitzen. Damit ist ein (x, y) -Positions-Monitoring der β -Elektronen im Flussschlauch möglich. Inhomogenitäten im Retardierungspotential und Untergrundsignale, die von außerhalb des Flussschlauches kommen, werden damit in der Datenanalyse sichtbar.

Detektor und Hauptspektrometer sind durch ein Ventil voneinander getrennt, das sich zwischen dem supraleitenden Spektrometermagneten (Pinchmagnet, 6 T) und dem eigentlichen Detektormagneten (bis 6 T) befindet (siehe Abb. 2.11).

Eine verbesserte Untergrunddiskriminierung kann durch eine Nachbeschleunigung der β -Elektronen auf bis zu 30 keV erreicht werden. Dadurch verschiebt man das

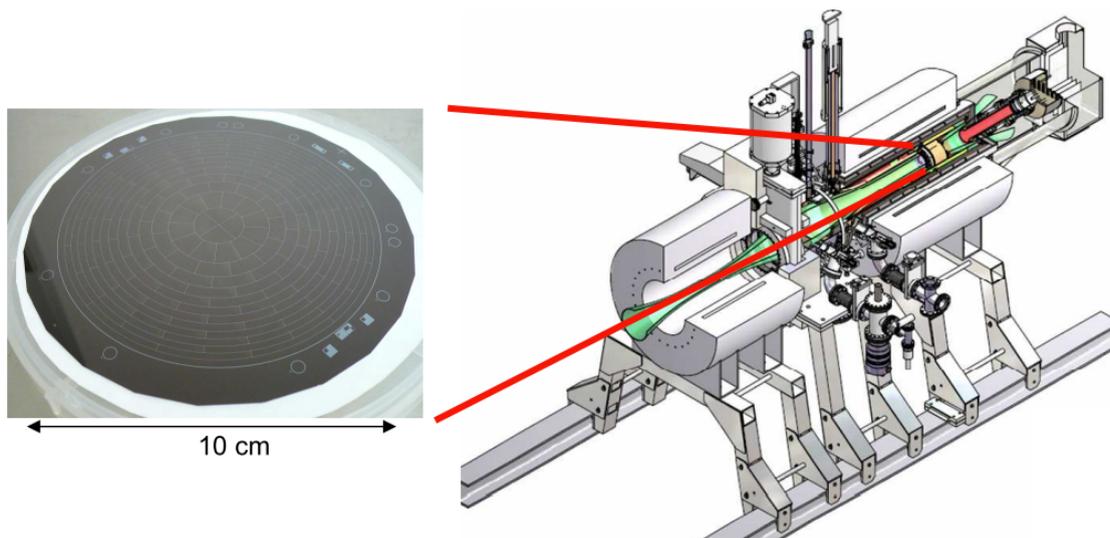


Abbildung 2.11.: Detektorsystem von KATRIN. Links die segmentierte PIN-Diode des Detektors. Rechts das CAD-Schnittmodell des Detektorsystems. [Std08]

Nutzsignal energetisch in einen Bereich mit niedrigem intrinsischem Detektoruntergrund.

Aktueller Status des Detektors: Das Detektorsystem wurde zum größten Teil von den US-amerikanischen Kollaborationspartnern entwickelt und aufgebaut. Die Lieferung erfolgte im Juli 2011 (siehe auch Abb. 2.12). Zur Zeit wird das System in der Spektrometerhalle aufgebaut und in Betrieb genommen. Bis Ende des Jahres soll das System vollständig einsatzbereit sein.



Abbildung 2.12.: Bilder vom Detektorsystem. Links ist das in den USA zusammengesetzte Detektorsystem zu sehen, bevor es zum KIT geschickt wurde. Der supraleitende Magnet (blau) auf der linken Seite ist der sog. Pinch-Magnet und gehört physikalisch zum Hauptspektrometer. Auf dem rechten Bild ist die Einbringung eines der beiden supraleitenden Magnete in die Spektrometerhalle dargestellt.

2.2.5. Kalibrierung und Überwachung von KATRIN mithilfe des CMS

Das Kalibrierungs- und Überwachungssystem (CMS, calibration and monitoring system) schließt sich an die rückwärtige Seite der WGTS an. Das CMS hat die folgenden physikalischen Anforderungen:

- Periodische Überwachung der totalen Säulendichte in der WGTS:
Die Anzahl der Elektronen, die innerhalb der WGTS inelastisch streuen, hängt von der totalen Säulendichte innerhalb der WGTS ab. Diese inelastischen Streuprozesse sind eine Quelle für systematische Fehler. Um die KATRIN-Anforderungen an die Sensitivität zu erfüllen, muss die totale Säulendichte auf dem 0,1%-Level stabil gehalten und überwacht werden.
- Messung der Transmissions- und Antwortfunktion des Hauptspektrometers:
Die genaue Kenntnis der systematischen Eigenschaften des KATRIN-Hauptspektrometers, in unterschiedlichen Punkten der Analysierebene, ist eine notwendige Voraussetzung um die KATRIN-Anforderungen an die Sensitivität zu erreichen. Mithilfe des CMS sollen die Eigenschaften des Hauptspektrometers gemessen werden.
- Untersuchung von Hysterese- und Trappingeffekten:
In inhomogenen elektromagnetischen Feldern, wie im Tandem-Spektrometersystem von KATRIN, können sogenannte "Penning-Fallen" entstehen. Darin können Elektronen gefangen und gespeichert werden. Im KATRIN-Experiment ist dies ein unerwünschter Effekt, da die gespeicherten Elektronen durch Kollisionen mit dem Restgas eine Quelle für Untergrundsignale sind. Mithilfe des CMS sollen unerwünschte "Penning-Fallen" im Spektrometersystem gefunden und untersucht werden.

- Definition des WGTS-Plasmapotentials und Überwachung der Parameter:
Die Elektronen aus dem Betazerfall werden im elektrostatischen Filtersystem einer Energieanalyse unterzogen, die auf der Differenz der elektrischen Potentiale von Quelle und Analysierebene im Spektrometer beruht. Die Definition des elektrischen Potentials des Gases⁴ in der WGTS erfolgt durch die sogenannte "rear wall", die Bestandteil des CMS ist und am Übergang zum WGTS-Magnetkryostaten montiert werden wird. Um inakzeptable systematische Unsicherheiten im Plasmapotential zu vermeiden, muss die "rear wall" wohldefinierte elektrische Eigenschaften haben: die Austrittsarbeit, der elektrische Widerstand und die Oberflächenleitfähigkeit müssen bekannt sein. Darüber hinaus müssen diese Eigenschaften während des Tritiumbetriebs von KATRIN stabil bleiben. Adsorption von Tritium auf der Oberfläche der "rear wall" kann den Wert für die Austrittsarbeit und damit das Plasmapotential verändern.
- Kontinuierliche Überwachung der Aktivität in der WGTS:
Um die KATRIN-Anforderungen an die Sensitivität zu erfüllen, muss die Aktivität in der WGTS kontinuierlich überwacht werden. Das soll mit Hilfe der oben genannten "rear wall" geschehen, die dann Aktivitätsänderungen in der WGTS auf dem 0,1%-Level nachweisen muss.

In Abb. 2.13 ist ein aktuelles CAD-Modell des CMS dargestellt. Für die Untersuchung der systematischen Eigenschaften von KATRIN und zur Kalibrierung des Detektors dient eine Elektronenkanone ("e-gun"). Die Elektronen werden mithilfe des Magnetfeldes eines Luftspulensystems im CMS bis zur WGTS geführt. Dabei passieren sie eine Blende, welche der Reduktion des Tritiumflusses aus der WGTS in das CMS dient. Von der WGTS aus werden die Elektronen aus der Elektronenkanone analog zu den Elektronen aus dem Betazerfall von Tritium weiter Richtung Hauptspektrometer geführt.

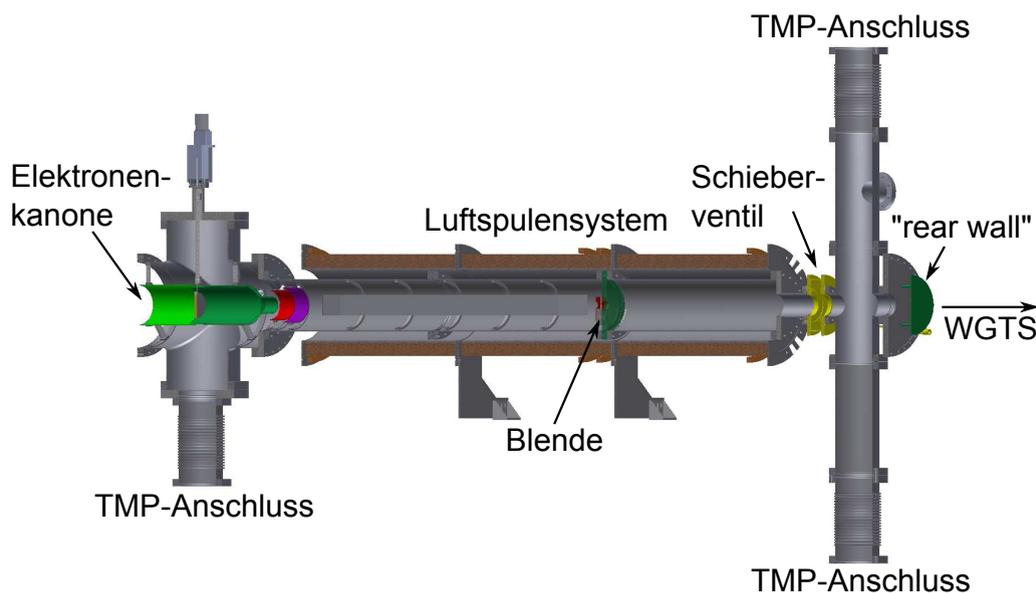


Abbildung 2.13.: CAD-Modell des gesamten CMS.

⁴ Der Betazerfall von Tritium erzeugt in der WGTS ein Plasma, d.h. ein Gas, das teilweise oder vollständig ionisiert ist.

Im Folgenden wird die "rear wall" näher beschrieben. Die "rear wall" ist eine Scheibe mit einer Dicke von < 1 mm, einem Durchmesser von $9\text{ cm} - 23,6\text{ cm}$, abhängig von der endgültigen Position im magnetischen Flussschlauch. Sie wird in der Mitte ein Loch von $0,5\text{ cm}$ haben, um den Elektronenstrahl der Elektronenkanone in die WGTS eintreten zu lassen. Der Schichtenaufbau der "rear wall" ist bisher noch nicht festgelegt. Es ist jedoch sicher, dass sie aus mindestens 3 Schichten bestehen wird. Vorder- und Rückseite werden mit einem leitfähigen Material, das wohldefinierte elektrische Eigenschaften hat, beschichtet sein (Dicke $10\text{ nm} - 100\text{ nm}$).

Um die Anforderungen an die Stabilität des Plasmapotentials zu erfüllen, werden von der CMS-Arbeitsgruppe folgende maximalen Werte für molekulare und atomare Tritiumadsorption auf der "rear wall"-Oberfläche als notwendig erachtet:

$$N_{\text{T}_2,\text{adsorb}} \leq 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \quad (2.11)$$

$$N_{\text{T},\text{adsorb}} \leq 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \quad (2.12)$$

Darüber hinaus sollte die Adsorption, wenn sie stattfindet, möglichst homogen über die Oberfläche der "rear wall" verteilt sein.

Der Schichtenaufbau und die Dicke des Substrats hängen nun davon ab, mit welcher Methode die Aktivität in der WGTS überwacht werden soll.

2.2.5.1. Potentialdefinition der Tritiumquelle mit der Rearwall

Die Definition des elektrischen Potentials für die Elektronen aus dem Tritiumzerfall geschieht mithilfe der an die "rear wall" angelegten elektrischen Spannung. Um systematische Unsicherheiten des elektrischen Potentials gering zu halten, müssen die elektrischen Parameter des "rear wall" Materials, wie z.B. die elektrische Leitfähigkeit und die Austrittsarbeit, sehr genau bekannt sein. Die Austrittsarbeit definiert dabei den Unterschied zwischen dem Potential direkt vor der "rear wall" und der angelegten Spannung. Darüber hinaus muss die Austrittsarbeit über die gesamte Fläche der "rear wall" homogen sein. Die an die "rear wall" angelegte Spannung wird zum Studium von Plasmaeffekten in der WGTS um $\pm 10\text{ V}$ variierbar sein.

Adsorption von Tritium auf der Oberfläche der "rear wall" kann das elektrische Potential um $\pm 1\text{ eV}$ verschieben [RSD11], was ein inakzeptabler Beitrag zur systematischen Unsicherheit in KATRIN wäre. Um die "rear wall"-Anforderungen an die maximale Tritiumadsorption zu erfüllen, wird die "rear wall" auf Vorder- und Rückseite voraussichtlich mit Gold beschichtet sein. Die Menge an Tritium, die auf Gold bei einem bestimmten Tritiumpartialdruck und einer bestimmten Temperatur adsorbiert, ist Gegenstand aktueller Forschungen.

2.2.5.2. Überwachung der Aktivität in der WGTS mithilfe der "rear wall"

Es stehen zwei grundsätzlich verschiedene Verfahren zur Verfügung, um die Aktivität in der WGTS mithilfe der "rear wall" zu überwachen. Beide Verfahren nutzen die Elektronen aus dem Betazerfall von Tritium, welche magnetisch auf die "rear wall" geführt werden⁵. Beide Verfahren haben aber auch unterschiedliche Anforderungen an den Aufbau der "rear wall".

⁵Alle Elektronen, die nicht das Hauptspektrometer passieren können, gelangen letztendlich auf die "rear wall"

Das Prinzip des Faradayschen-Bechers nutzt den Fluss der Elektronen aus dem Beta-zerfall, die in der "rear wall" absorbiert werden. Bei einer geeigneten Kontaktierung kann mithilfe eines Präzisionsamperemeters der elektrische Strom gemessen werden, der bei einer Aktivität von $1,1 \cdot 10^{11}$ Bq im Bereich von einigen nA liegt. Dafür ist ein Aufbau der "rear wall" aus fünf Schichten notwendig. Das Trägersubstrat muss auf Vorder- und Rückseite mit einer isolierenden Schicht bedeckt sein und darauf muss wiederum eine leitende Schicht aufgebracht sein.

Die Herstellung eines solchen Schichtenaufbaus, mit möglichst homogener Dicke und ohne Durchkontaktierungen zwischen den Schichten, ist Gegenstand aktueller Untersuchungen und eine bisher ungelöste Frage [RSD11]. Darüber hinaus ist der Einfluss von Elektronen aus dem Tritium- β -Zerfall, die erst in der Isolatorschicht absorbiert werden, unbekannt. Eine Aufladung der Isolatorschicht im Laufe einer KATRIN-Messphase wäre möglich und damit letztendlich auch ein Durchschlagen der Isolatorschicht.

Eine viel versprechende Alternative zum Faraday-Becher ist die Überwachung der Aktivität in der Tritiumquelle mithilfe eines Röntgendetektors. Elektronen, die in der "rear wall" absorbiert werden, erzeugen Bremsstrahlung und charakteristische Röntgenstrahlung, die mit einem Röntgendetektor nachgewiesen werden kann. Die Intensität der Röntgenstrahlung ist dabei ein Maß für die Menge der in der "rear wall" absorbierten Elektronen. Diese Methode der Überwachung wird auch BIXS-Methode genannt (BIXS = Beta Induced X-Ray Spectroscopy).

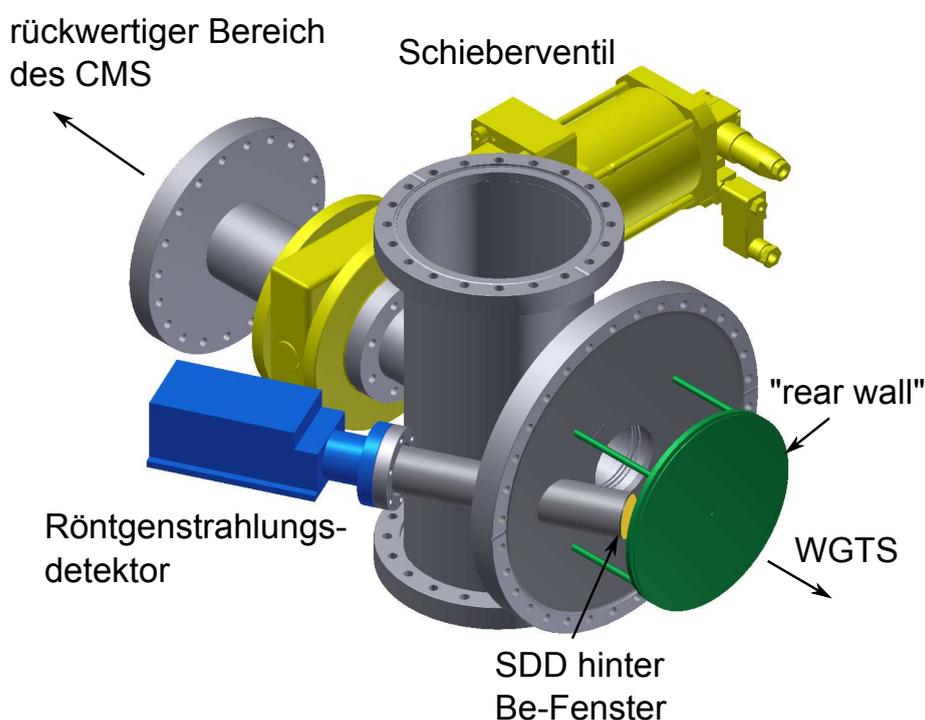


Abbildung 2.14.: CAD-Modell des "rear wall"-Bereiches.

Der Röntgendetektor muss dafür in das KATRIN-Strahlrohr hineinragen und hinter der "rear wall" montiert werden (siehe Abb. 2.14). Diese benötigt dafür einen dreischichtigen Aufbau: eine dünne Schicht auf Vorder- und Rückseite, in der Röntgenstrahlung mit möglichst hoher Intensität erzeugt wird, und ein Trägersubstrat, welches möglichst transparent für Röntgenstrahlung ist, um die erzeugte Röntgenstrahlung nicht zu absorbieren, bevor sie den Röntgendetektor erreichen kann. Die Schicht auf der Vorderseite (Richtung WGTS) dient gleichzeitig der Potentialdefinition in der WGTS.

Beide beschriebene Verfahren müssen sich an der KATRIN-Anforderung, die Aktivität in der WGTS mit einer Sensitivität von 0,1% überwachen zu können, messen lassen. Eine ebenso wichtige Frage ist die technische Machbarkeit eines solchen Systems. Bisher hat noch niemand jemals versucht, ein solches System aufzubauen und mit Tritium zu betreiben. Um hier die Datenlage zu verbessern, wurde vom TLK ein Testexperiment mit Tritium initiiert und im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit aufgebaut und in Betrieb genommen.

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen von BIXS-Systemen erläutert und daran anschließend die offenen Fragestellungen diskutiert und die Notwendigkeit eines solchen BIXS Testexperiments mit Tritium aufgezeigt.

3. Die β -induzierte Röntgenspektroskopie (BIXS) mit Tritium

Die BIXS-Methode (**B**eta **I**nduced **X**-Ray **S**pectroscopy) ist ein nicht invasives Verfahren zur Bestimmung der Aktivität in Gasen oder Flüssigkeiten. Die Anwendung der BIXS-Methode in tritiumführenden Anlagen wie der KATRIN-Tritiumquelle hat spezielle Erfordernisse. Bevor auf diese eingegangen werden kann, wird in Kap. 3.1 zunächst die grundlegende Idee der BIXS-Methode und die allgemeinen Anforderungen an ein BIXS-System zur Überwachung der Aktivität tritiumführender Anlagen geschildert. Anschließend werden in Kap. 3.2 die relevanten physikalischen Wechselwirkungsprozesse erläutert, da diese entscheidenden Einfluss auf die Auswahl der Komponenten eines BIXS-Systems haben und in der späteren Auswertung der Spektren Anwendung finden. In Kap. 3.3 werden vorangegangene BIXS-Experimente im Zusammenhang mit Tritium beschrieben und in Kap. 3.4 werden die Voraussetzungen für ein BIXS-Experiment erläutert, welches die KATRIN-Anforderungen an die Sensitivität erfüllen kann.

3.1. Grundlagen der BIXS-Methode und Anforderungen an ein BIXS-System zur Überwachung von tritiumführenden Anlagen

In Abb. 3.1 ist das Prinzip der BIXS-Methode dargestellt. Elektronen aus dem β -Zerfall wechselwirken mit Materie und erzeugen gegebenenfalls Röntgenstrahlung. Der Vorteil dieser Methode liegt in dem nicht invasiven Charakter. Der Röntgendetektor kommt nicht mit dem radioaktiven Medium in Berührung und die nachgewiesene Röntgenstrahlung erlaubt Rückschlüsse auf die Art und Aktivität der β -Quelle. Darüber hinaus erhält man Informationen über die Art und Zusammensetzung der Materialien, welche mit den Zerfallselektronen oder der Röntgenstrahlung wechselwirken.

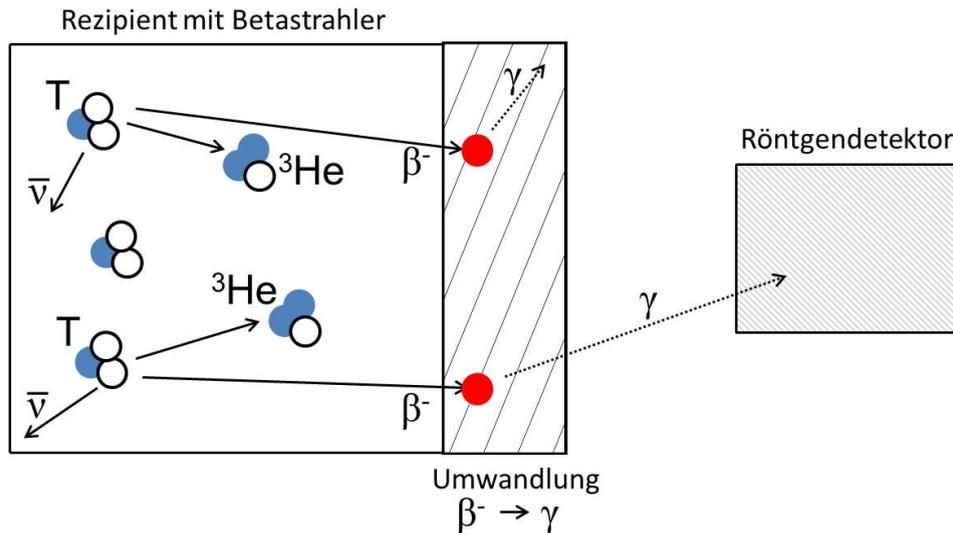


Abbildung 3.1.: BIXS-Methode am Beispiel von Tritium: In einem Rezipienten, der tritiumhaltiges Gas oder Flüssigkeit enthält, finden Betazerfälle statt. Elektronen aus dem Tritiumzerfall erzeugen bei Absorption in einem Festkörper Bremsstrahlung und Fluoreszenzen und damit Röntgenphotonen. Die Röntgenstrahlung kann mit einem Detektor nachgewiesen werden.

Die Anforderungen an die verschiedenen Komponenten eines BIXS-Systems zur Überwachung tritiumführender Systeme sind:

1. Rezipienten, der das tritiierte Medium enthält:
Der Rezipient muss die Anforderungen erfüllen, welche an tritiumführende Systeme gestellt werden. Das betrifft vor allem die Auswahl der Materialien, welche mit dem tritiierten Medium in Kontakt kommen und eine Reihe von Sicherheitsvorkehrungen wie z.B. mehrere Sicherheitshüllen und ein geschlossener Tritiumkreislauf. Diese Vorschriften sind für das TLK in den Technischen Liefer- und Abnahmebedingungen (TLA) festgeschrieben. Im Regelfall handelt es sich beim Rezipienten um einen zertifizierte Edelstahlbehälter mit CF- oder VCR-Flanschen.
2. Röntgenstrahlung erzeugendes Element:
Es muss eine möglichst effektive Umwandlung der Elektronen in Röntgenstrahlung stattfinden und eine hohe Transparenz für Röntgenstrahlung vorhanden sein, um Selbstabsorption zu vermeiden. Darüber hinaus muss diese Komponente das tritiierte Medium wirkungsvoll im Rezipienten einschließen. Daher muss sie ebenfalls die in den TLA festgeschriebenen Anforderungen erfüllen, welche an tritiumführende Anlagen gestellt werden.
3. Detektor für Röntgenstrahlung:
Der Detektor für Röntgenstrahlung muss eine hohe Absorptionswahrscheinlichkeit für Photonen mit Energien $E \leq 18,6 \text{ keV}$ aufweisen, rauscharm sein und hohe Zählraten ermöglichen, um in kurzer Messzeit eine hohe Sensitivität zu erreichen.

Die Auswahl der Materialien für diese Komponenten ist abhängig von den physikalischen Prozessen denen die Elektronen und Photonen auf ihrem Weg zum und im Detektor unterliegen.

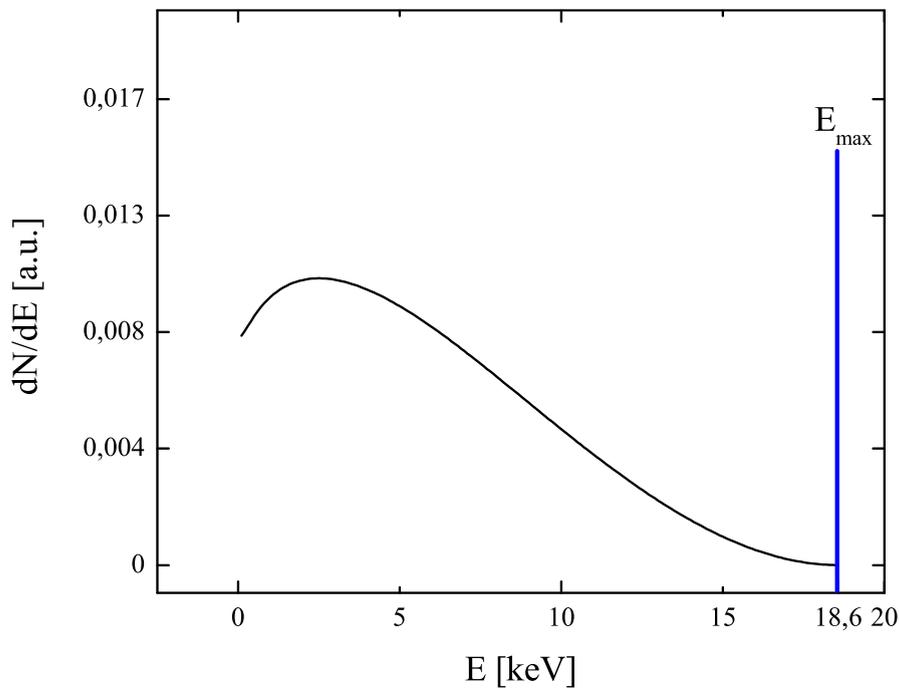


Abbildung 3.2.: Energiespektrum des Elektrons beim β^- -Zerfall von Tritium. Die Maximalenergie E_{\max} des Elektrons ist zusätzlich markiert.

3.2. Physikalische Grundlagen der BIXS-Methode im Zusammenhang mit Tritium

Die drei Prozesse, die nacheinander in einem BIXS-System stattfinden sind:

1. Entstehung von Elektronen im Betazerfall
2. Wechselwirkung von Elektronen mit Materie
3. Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Im Folgenden werden diese physikalischen Prozesse im Zusammenhang mit Tritium erläutert, um Auswahlkriterien für die Auswahl der BIXS-Komponenten zu finden. Darüber hinaus wird später ein Teil der Theorie in der Auswertung der Tritiumspektren (Kap. 6.3) verwendet.

3.2.1. Entstehung von Elektronen im Betazerfall: Das Betaspektrum

Die kinetische Energie der Elektronen aus dem Tritiumbetazerfall gibt die Energie vor, welche für die Entstehung von Röntgenstrahlung zur Verfügung steht. Dadurch hat der Verlauf des Betaspektrums Einfluss auf das später detektierbare Röntgenspektrum.

Der Betazerfall wurde bereits in Kap. 2.1.1 besprochen. Das in Abb. 3.2 gezeigte Energiespektrum des Elektrons ergibt sich im Falle des β^- -Zerfalls aus der Energieverteilung zwischen Elektron e^- und Elektron-Antineutrino $\bar{\nu}_e$ und wird durch Gleichung 2.3 beschrieben.

Die maximale kinetische Energie des Elektrons aus Tritiumbetazerfall ist 18,6 keV [Fir99]. Dies ist die maximale Energie, die für Wechselwirkungsprozesse der Elektronen mit Materie und für die Erzeugung von Photonen zu Verfügung.

3.2.2. Wechselwirkung von Elektronen mit Materie

Bei der Wechselwirkung (WW) von Elektronen mit Materie ist die elektromagnetische WW dominant. Im Falle der WW von zwei geladenen Teilchen wird sie durch das Coulomb-Gesetz beschrieben. Vier Arten von Prozessen können bei der WW von geladenen Teilchen mit Materie vorkommen.

1. Elastische Streuung an Hüllenelektronen
2. Inelastische Streuung an Hüllenelektronen
3. Elastische Kernstreuung
4. Inelastische Kernstreuung

Bei der elastischen Streuung der Elektronen in Materie findet keine Erzeugung von Photonen statt und darum wird auf diese Prozesse hier nicht weiter eingegangen.

Die inelastische Streuung der Elektronen an Hüllenelektronen geschieht durch Ionisation der Atomhülle des jeweiligen Mediums. Das Elektron verliert in diesem Ionisationsprozess einen Teil seiner Energie und wird gestreut. Der Energieverlust pro Wegstrecke wird beschrieben durch [Dem10]:

$$\frac{dE}{dx} \approx \frac{Z^2 e^4 n_e}{4\pi \cdot \epsilon_0^2 m_e v^2} \ln \frac{m_e v^2}{2\langle E_b \rangle} \quad (3.1)$$

$\langle E_b \rangle$ mittlere Bindungsenergie der Hüllenelektronen, Z Kernladungszahl des Mediums, n_e Elektronendichte im Medium, v Geschwindigkeit des Elektrons, e Elementarladung, m_e Masse des Elektrons, ϵ_0 elektrische Feldkonstante

Freie Elektronen oder Hüllenelektronen aus höheren Energieniveaus, die mit den durch die Ionisation verursachten Löchern in der Atomhülle rekombinieren, erzeugen charakteristische Röntgenstrahlung.

Eine weitere Möglichkeit des Energieverlustes besteht in der inelastischen Kernstreuung. Die Elektronen werden im Coulomb-Feld der Kerne Beschleunigungskräften ausgesetzt und strahlen beim Streuvorgang Energie ab. Diese Form des Strahlungsenergieverlustes nennt man Bremsstrahlung. Der Strahlungsenergieverlust pro Weglänge wird beschrieben durch [Dem10]:

$$\left(\frac{dE_e}{dx} \right) = \frac{4n_a Z^2 \alpha^3 (\hbar c)^2 E_e}{m_e^2 c^4} \cdot \ln \frac{a(E)}{Z^{1/3}} \quad (3.2)$$

E_e kinetische Energie des Elektrons, Z Kernladungszahl des Mediums, n_a Atomdichte im Medium, α Feinstrukturkonstante, m_e Masse des Elektrons, c Vakuumlichtgeschwindigkeit, $a(E)$ energieabhängiger Stoßparameter des Elektrons

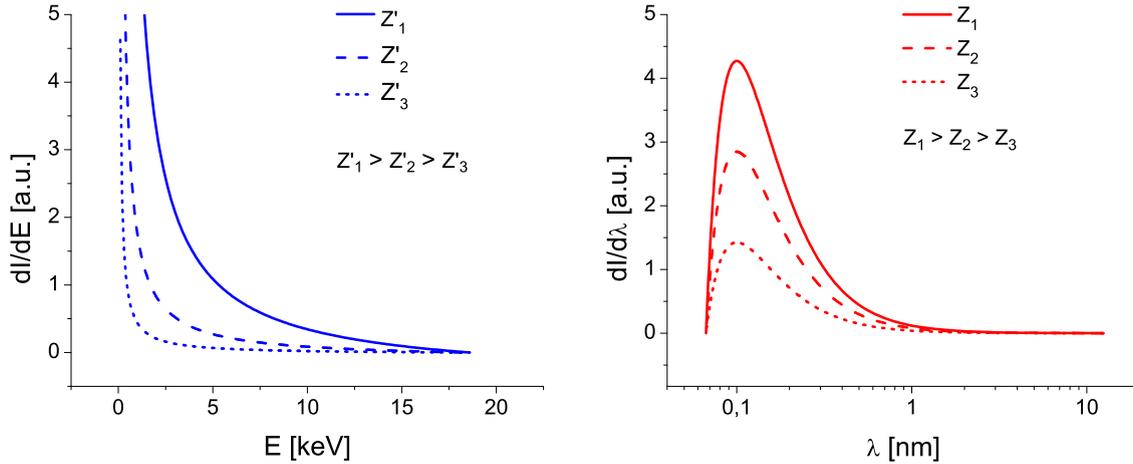


Abbildung 3.3.: Bremsstrahlungsspektrum nach der Kramerschen Regel. Links der Intensitätsverlauf über der γ -Energie und rechts über der γ -Wellenlänge aufgetragen. Die Energie der Elektronen ist 18,6 keV und die Kernladungszahl Z des Targets wurde variiert.

Der Energieverlust von Elektronen in Materie ist damit im Wesentlichen gegeben durch:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ionis.}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} \quad (3.3)$$

Beide Energieverlustmechanismen zeigen eine starke Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z und über n_a und n_e eine lineare Abhängigkeit von der Massendichte ρ des Mediums. Diese Abhängigkeiten sind wichtige Kenngrößen für die Auswahl der Materialien der Komponenten eines BIXS-Systems.

Beide WW-Prozesse erzeugen Röntgenstrahlung mit stark unterschiedlichem Intensitätsverlauf und werden im Folgenden kurz erläutert.

Bremsstrahlung

Elektronen, die in ein Material eindringen und inelastisch an Kernen streuen erzeugen ein kontinuierliches Bremsstrahlungsspektrum, das durch die Kramersche Regel¹ beschrieben werden kann [Kra23]. Die Intensitätsverteilung der Bremsstrahlung für monoenergetische Elektronen ist proportional zu:

$$\frac{dI}{dE} \propto IZ \left(\frac{E_{\text{max}}}{E} - 1 \right) \quad (3.4)$$

E Energie der Bremsstrahlung, I Elektronenstrom, Z Kernladungszahl des Mediums, E_{max} kinetische Energie des einfallenden Elektrons und maximale Energie eines einzelnen Photons

¹Üblichere Schreibweise der Kramerschen Regel: $dI/d\lambda = kIZ(\lambda/\lambda_{\text{min}} - 1) \cdot 1/(\lambda^2)$ mit λ Wellenlänge der Bremsstrahlung, I Elektronenstrom, Z Ladungszahl des Materials, k Kramersche Konstante, λ_{min} minimale Wellenlänge falls Elektronenenergie E_e in ein einzelnes Photon geht.

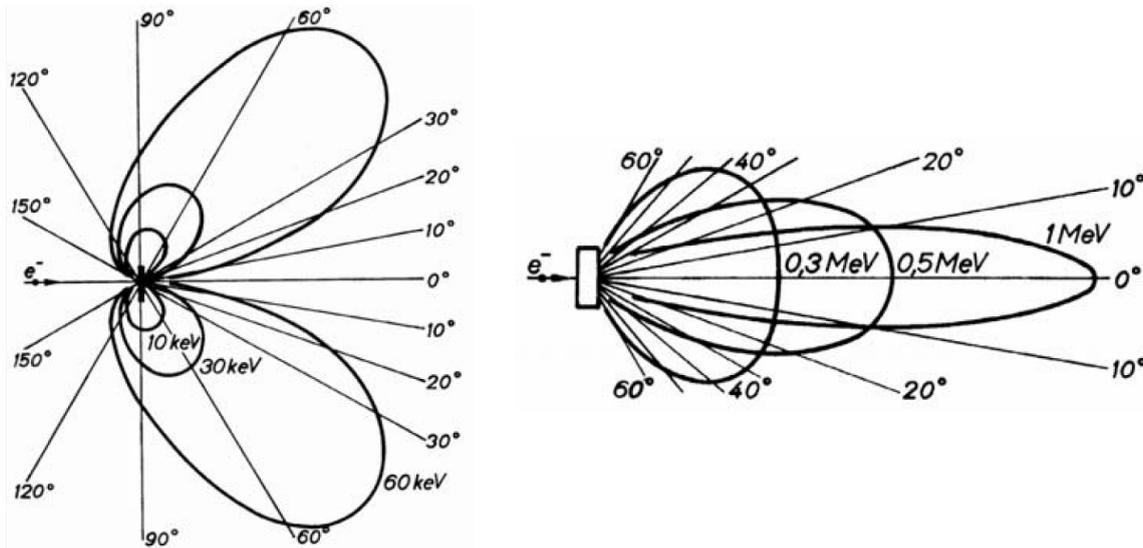


Abbildung 3.4.: Winkelverteilung der Bremsstrahlung. Links die Winkelverteilung für ein dünnes Target und rechts für ein dickes Target bei jeweils verschiedene Elektronenenergien. [Kri07]

Daraus ergibt sich der in Abb. 3.3 gezeigte Intensitätsverlauf der Bremsstrahlung.

Für die Beschreibung von Bremsstrahlung stehen auch fortschrittlichere Ansätze zur Verfügung [Cas04], jedoch für die Auswertung in dieser Arbeit nicht notwendig sind. Darüber hinaus zeigt Bremsstrahlung eine starke Richtungsabhängigkeit (Abb. 3.4), die durch Gleichung 3.4 nicht berücksichtigt wird.

Charakteristische Röntgenstrahlung

Wechselwirken Elektronen über Stoßionisation mit einem Targetatom, dann entsteht durch diskrete Elektronenübergänge in der Atomhülle charakteristische Röntgenstrahlung. Die Hüllkonfiguration des Targetatoms ist elementspezifisch und damit auch die entstehende Röntgenstrahlung.

Die einfallenden, freien Elektronen ionisieren die Atome des Targetmaterials. Hüllenelektronen aus höheren Energieniveaus besetzen anschließend die freien Plätze. Bei diesen Übergängen werden Photonen mit diskreter Energie emittiert. Die Photonenenergie entspricht der Differenz der Energieniveaus zwischen denen der Übergang stattfindet. Da die Energieniveaus der Hüllenelektronen atomspezifisch sind, lassen sich die emittierten Photonen zur Identifikation des jeweiligen Elements nutzen.

Die in der Hülle stattfindenden Übergänge folgen bestimmten Auswahlregeln, die durch Änderungen der Quantenzahlen² repräsentiert werden. Die erlaubten Übergänge sind [Dem09]:

1. $\Delta n \neq 0$
2. $\Delta l = \pm 1$
3. $\Delta j = \pm 1, 0$

²Hauptquantenzahl $n \in \mathbb{N}$, Drehimpulsquantenzahl $l \in \{0; 1; 2; \dots; n-1\}$, magnetische Quantenzahl $m \in \{-l; -l+1; \dots; 0; \dots; l-1; l\}$, Spinquantenzahl $s = \pm 1/2$, Gesamtdrehimpulsquantenzahl $j = l + s$

Im Folgenden wird zur Beschreibung der Übergänge die in der Röntgenphysik häufig verwendete "Siegbahn-Notation"³ eingesetzt. So bezeichnet die $K\alpha_1$ -Linie den Übergang $E_\gamma = E_{\text{bind},(n=2,l=1,j=3/2)} - E_{\text{bind},(n=1,l=0,j=1/2)}$. Tabelle D.3 im Anhang gibt einen Überblick über ausgewählte Übergänge in der Siegbahn-Notation mit Angabe der Ursprungs- und Zielniveaus.

Die monoenergetischen Linien der charakteristischen Röntgenstrahlung überlagern mit der kontinuierlichen Bremsstrahlung. Die charakteristischen Linien werden als gaußförmige Kurven im Gesamtenergiespektrum sichtbar, deren Halbwertsbreite (FWHM, Full Width at Half Maximum) von der Energieauflösung des Detektors abhängt.

3.2.3. Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie kann über fünf Prozesse erfolgen:

1. Photoeffekt
2. Kern-Photoeffekt
3. Compton- oder Ramannstreuung (inelastische Streuung)
4. Rayleigh- oder Thomsonstreuung (elastische Streuung)
5. Paarbildung

Die dominanten Wechselwirkungen von Photonen mit Materie (in metallischen Festkörpern) bei Energien $E < 100 \text{ keV}$ sind der Photoeffekt und der Comptoneffekt [Dem10]. Da es in dieser Darstellung um die BIXS-Methode im Zusammenhang mit Tritium geht werden nur diese beiden Wechselwirkungen erläutert.

Der Photoeffekt bezeichnet die Absorption eines Photons bei gleichzeitiger Emission eines Hüllenelektrons. Das Hüllenelektron trägt die Energie $E_e = h\nu - E_{\text{bind}}$ davon. Für Energien $E_\gamma < 0,5 \text{ MeV}$ ist der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{ph} \propto \frac{8}{3} \pi r_e^2 \cdot Z^5 \cdot \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{7/2} \quad [\text{Dem10}] \quad (3.5)$$

r_e klassischer Elektronenradius, Z Kernladungszahl des Mediums, m_e Masse des Elektrons, c Vakuumlichtgeschwindigkeit, E_γ Energie des Photons

Der Photoeffekt ist stark von der Kernladungszahl Z abhängig, sowie vom Kehrwert der Energie des Photons E_γ . Für niedrige Photonenenergien wird der Photoeffekt dadurch dominant.

Comptonstreuung ist die inelastische Streuung eines Photons an den quasi-freien Hüllenelektronen. Für mittlere Energien $E_{\text{bind}} \ll E_\gamma \ll m_e c^2$ kann der Wirkungsquerschnitt durch eine Taylor-Entwicklung beschrieben werden [Dem10].

$$\sigma_c = \frac{8}{3} \pi r_e^2 Z \left(1 - \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} + \frac{26}{5} \left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right)^2 + \dots \right) \quad (3.6)$$

³nach Karl Manne Georg Siegbahn (*3. Dezember 1886 in Örebro, Schweden; †26. September 1978 in Stockholm) schwedischer Physiker und Nobelpreisträger

Hierbei ist r_e der klassischer Elektronenradius, Z die Kernladungszahl des Mediums, m_e die Masse des Elektrons, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und E_γ Energie des Photons.

Für mittlere Photonenenergien $> 0,1$ MeV wird der Comptoneffekt dominant. Die Wirkungsquerschnitte bestimmen die WW Wahrscheinlichkeit und damit auch die Absorption und Transmission von Röntgenstrahlung in Materie.

Absorption und Transmission von Röntgenstrahlung in Materie

Die Absorption und Transmission von Röntgenstrahlung in Materie wird durch einen ortsveränderlichen und materialspezifischen linearen Schwächungskoeffizienten μ ausgedrückt. Die Intensität $I(x)$ der Röntgenstrahlung die ein Medium durchläuft ist dann gegeben durch [Dem10]:

$$\begin{aligned} I(x) &= I_0 \cdot e^{-\int \mu(x) dx} \\ \mu &= n\sigma \end{aligned} \quad (3.7)$$

mit n Teilchen/m³ im Medium, σ Wirkungsquerschnitt, x Wegstrecke im Medium

Aus praktischen Gründen wird in der Literatur nicht der lineare Schwächungskoeffizient angegeben, sondern der auf die Dichte des Materials normierte Massenschwächungskoeffizient μ/ρ . Bei Energien unterhalb von $E < 100$ keV wird μ/ρ vom Photoeffekt dominiert [Dem10], der stark Z und E_γ abhängig ist. ($\sigma_{photo} \propto Z^5 \cdot E_\gamma^{-7/2}$) In Abb. 3.5 ist der Schwächungskoeffizient, sowie Transmission und Absorption in einem 450 μm dicken Silizium-Target dargestellt.

Mit den geschilderten physikalischen Zusammenhängen kann man Konsequenzen für den Aufbau eines BIXS-Systems ziehen.

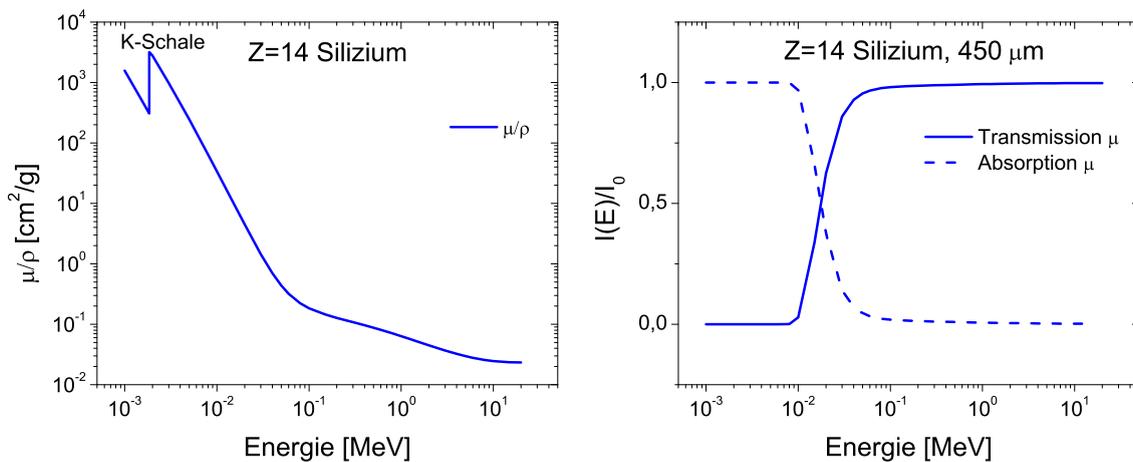


Abbildung 3.5.: Massenschwächungskoeffizient von Silizium (links), sowie energieabhängige Transmission und Absorption in einem Si-Target (rechts) in Abhängigkeit der Photonenenergie. (Berechnung nach [NIST04]-Daten, FFAST-Datenbank)

Aufbau eines BIXS-Systems für die Messung der Aktivität von Tritium

Im Folgenden werden aus den physikalischen Grundlagen Schlussfolgerungen für die Hauptkomponenten eines BIXS-Systems für tritiumführende Anlagen gezogen.

1. Rezipient, der das tritiierte Medium enthält:

Im Falle eines gasförmigen Mediums müssen Elektronen aus dem Tritiumzerfall die Röntgenstrahlung erzeugende Element erreichen können und nicht bereits vorher ihre Energie im gasförmigen Medium deponieren. Das bedeutet der Druck im Rezipienten sollte niedrig genug sein, damit die mittlere freie Weglänge der Elektronen groß genug ist den Rezipienten zu durchqueren ($\lambda_e \gg l_{Rez}$).

2. Röntgenstrahlung erzeugendes Element:

Das Röntgenstrahlung erzeugende Element sollte gemäß Gleichung 3.2 und 3.3 eine hohe Kernladungszahl und eine hohe Atom- und Elektronendichte haben um Bremsstrahlung und charakteristische Röntgenstrahlung mit möglichst hoher Intensität zu erzeugen. Gleichzeitig bedeutet eine hohe Kernladungszahl aber nach Gleichung 3.5 und 3.6 eine reduzierte Transmissionwahrscheinlichkeit für die erzeugte Röntgenstrahlung aufgrund von Selbstabsorption im Medium. Da die mittlere freie Weglänge für Elektronen in einem Medium sehr viel kleiner ist als für Photonen, lässt sich mit einer dünnen Schicht aus einem Material mit hoher Kernladungszahl das Problem der Selbstabsorption minimieren. In dieser dünnen Schicht werden die Photonen erzeugt und sollten auf dem Weg zum Detektor eine möglichst kurze Wegstrecke in einem Medium mit niedriger Kernladungszahl zurücklegen. Die Dicke der Schicht mit hoher Kernladungszahl ist dabei ein Kompromiss aus möglichst intensiver Röntgenstrahlungserzeugung und möglichst geringer Selbstabsorption.

3. Detektor für Röntgenstrahlung:

Der Detektor sollte aus einem Material mit möglichst hoher Kernladungszahl und ausreichender Dicke bestehen um eine maximale Absorptionswahrscheinlichkeit bei den auftretenden Energien zu erzielen. Im Falle von Tritium reicht bereits eine Dicke von $450 \mu\text{m}$ Silizium um eine hohe Absorptionswahrscheinlichkeit für Energien $0 \text{ keV} \leq E \leq 18,6 \text{ keV}$ zu erzielen (Abb. 3.5).

3.3. Vorangegangene BIXS-Experimente im Zusammenhang mit Tritium

Es gibt bereits seit den 60er Jahren Untersuchungen zur Bestimmung des Tritiumanteils in Gasen, Festkörpern und Flüssigkeiten [Wes60] mithilfe der BIXS-Methode. Diese Methode ist nicht nur im Rahmen des KATRIN-Experiments von Interesse, sondern ist auch ein Kandidat für die Überwachung des geschlossenen Tritiumkreislaufs von Fusionskraftwerken [Mat08] und der Analyse tritierter Festkörper [Tor05]. Im Folgenden wird auf die Besonderheiten von festen, flüssigen und gasförmigen tritiierten Medien eingegangen.

3.3.1. Die BIXS-Methode zur Bestimmung des Tritiumanteils in Festkörpern und in tritiiertem Wasser

In Festkörpern und Flüssigkeiten ist das tritiierte Medium gleichzeitig das Element, das die Bremsstrahlung und die Fluoreszenzen erzeugt.

Im Festkörper bieten die Fluoreszenzen eine Möglichkeit die im Material enthaltenen Elemente zu identifizieren. Der Verlauf der kontinuierlichen Bremsstrahlung gibt Hinweise auf die Tritiumverteilung in oberflächennahen Schichten. Dies ist für Bauteile interessant, die einer Tritiumatmosphäre ausgesetzt waren wie bspw. die Kacheln in der Brennkammer von Fusionsversuchsanlagen. Der nicht-invasive Charakter der BIXS-Methode bietet dabei den Vorteil die Proben nicht zerstören zu müssen. Solche Untersuchungen fanden für die TEXTOR⁴ [Mat01] und die JET-Anlage⁵ statt [Mat03], [Tor05] und werden auch für die Analyse von PFM (Plasma Facing Materials) für ITER⁶ eingesetzt [Wu10]. Die Analyse der Jet-Kacheln fand am TLK statt.

Auch für Edelstahl wurden solche Untersuchungen mithilfe der BIXS-Methode durchgeführt [Mat11].

Beim Vergleich von Monte-Carlo-Simulationen und Messdaten konnte der Einfluss der Tiefenverteilung von Tritium auf das Bremsstrahlungsspektrum gezeigt werden [Wu10], [Jin09].

In tritiiertem Wasser wird nur wenig charakteristische Röntgenstrahlung erzeugt [Wes60] und die Auswertung der Aktivität stützt sich im Wesentlichen auf den Bremsstrahlungsanteil, der analog zum Festkörper direkt im Medium erzeugt wird. Die Intensität der Bremsstrahlung ist wegen der relativ geringen Kernladungszahlen der im Wasser enthaltenen Elemente (nach Gleichung 3.2) deutlich geringer als in Metallen wie bspw. Gold. Das resultiert in niedrigeren Zählraten und schlechteren Signal-zu-Untergrund-Verhältnissen.

Es wurden bereits früh Versuche unternommen mit NaI(Tl)- und CsI(Tl)-Szintillatoren [Ros67],[Cur68],[Nis77] die Tritiumkonzentration in Flüssigkeiten zu bestimmen. Dem Problem des schlechten Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses wurde in neueren Versuchen [Mat05] durch eine Bleiabschirmung begegnet, welche den Untergrund reduzierte. Es wurde ein linearer Zusammenhang zwischen Tritiumkonzentration und Zählrate nachgewiesen. Der Versuch den Untergrund durch Koinzidenzschaltungen von zwei gegenüberliegenden Detektoren zu reduzieren [Mat08] zeigte ein unerwünscht starkes Absinken der Zählrate aufgrund der starken Richtungsabhängigkeit der Bremsstrahlung (Abb. 3.4). Neuere Versuche am TLK [Sch08] mit einem CaF₂(Eu)-Szintillator⁷ die Tritiumkonzentration in Wasser zu bestimmen zeigten ähnliche Ergebnisse wie die zuvor geschilderten Experimente.

⁴Tokamak EXperiment for Technology Oriented Research, Forschungszentrum Jülich

⁵Joint European Torus, Culham, Großbritannien

⁶International Thermonuclear Experimental Reactor, Cadarache, Frankreich

⁷CaF₂(Eu)-Szintillatoren bieten im Gegensatz zu NaI(Tl)-Szintillatoren den Vorteil nicht hygroskopisch zu sein und damit keine tritiierte Flüssigkeit aufzunehmen

3.3.2. Die BIXS-Methode zur Bestimmung des Tritiumanteils in gasförmigen Medien

Zur Echtzeitüberwachung des Brennstoffkreislaufs von Fusionsanlagen wurden Versuche zur Bestimmung der Tritiumkonzentration in Gasen mithilfe der BIXS-Methode durchgeführt. Dafür wurde ein (He,H,D,T)-Gasgemisch in eine Probenkammer gefüllt. Die Oberfläche der Probenkammer war mit Gold beschichtet. Ein Berylliumfenster als Strahlausgang und ein angeschlossener NaI(Tl)-Szintillator dienten dem Nachweis der Strahlung, die in der Goldschicht entstand. Es wurde bei einem Totaldruck von $0,1 \text{ mbar} \leq p_{\text{tot}} \leq 1000 \text{ mbar}$ und einer Tritiumkonzentration von 1% ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen Zählrate und Totaldruck gefunden. Ab einem Totaldruck von etwa 100 mbar war ein leichtes Abflachen der Kurve zu sehen, was vermutlich auf die Selbstabsorption im Gas zurückzuführen ist.

Im Rahmen des KATRIN-Experiments soll ein BIXS-System mit erhöhter Sensitivität zur Überwachung der gasförmigen KATRIN-Tritiumquelle zum Einsatz kommen (Kap. 2.2.5). Dafür wurden im Rahmen einer Diplomarbeit Studien mit einem rauscharmen Siliziumdriftdetektor durchgeführt. Der Vorteil dieses Detektors gegenüber Szintillatoren ist in Abb. 3.6 dargestellt. Aufgrund des wesentlich kleineren Rauschpeaks und der hohen Energieauflösung kann ein wesentlich größerer Anteil des Betaspektrums einen Beitrag zum Nutzsignal leisten. Als Elektronenquelle diente bei den Experimenten eine Elektronenkanone und als Röntgenstrahlung erzeugendes Element goldbeschichtete Kaptonfolien [Mau09]. Die Ergebnisse der Experimente zeigten, dass mit goldbeschichteten Kaptonfolien die von KATRIN geforderte Sensitivität erreicht werden kann. Die Simulationen zeigten, dass die optimale Goldschichtdicke für die Bremsstrahlungserzeugung 120 nm beträgt.

3.4. Motivation eines BIXS-Tritium-Testexperiments mit erhöhter Sensitivität für KATRIN

Wie in Kap. 2 beschrieben, muss die Säulendichte der KATRIN-Tritiumquelle auf dem 0,1%-Level stabil sein. Dies erfordert eine Sensitivität von $\leq 0,1\%$ in der Überwachung der Aktivität der Tritiumquelle. Diese Sensitivität sollte innerhalb einer möglichst kurzen Zeitspanne (höchstens jedoch 1000 s) erreicht werden, um auch kurzzeitige Schwankungen der Aktivität zu entdecken.

Für die Überwachung der Aktivität der KATRIN-Tritiumquelle soll die BIXS-Methode zum Einsatz kommen. KATRIN ist ein hochspezialisiertes Großexperiment mit umfangreichen physikalischen und technischen Anforderungen, die Einfluss auf die Anforderungen und den Aufbau eines BIXS-Systems haben.

Ein BIXS-System für KATRIN muss innerhalb des Strahlrohrs platziert werden, um auf die Röntgenstrahlung erzeugende Element - die "rear wall" - gerichtet werden zu können. Das bedeutet, dass das BIXS-System einer Tritiumatmosphäre ausgesetzt sein wird und es muss die geforderte Sensitivität mit der "rear wall" erreichen. Die "rear wall" unterliegt jedoch aufgrund der Anforderungen in Kap. 2.2.5 einer ganzen Reihe von Restriktionen. Das betrifft den Einbauort, die Größe, den Schichtenaufbau und die Auswahl der verwendbaren Materialien.

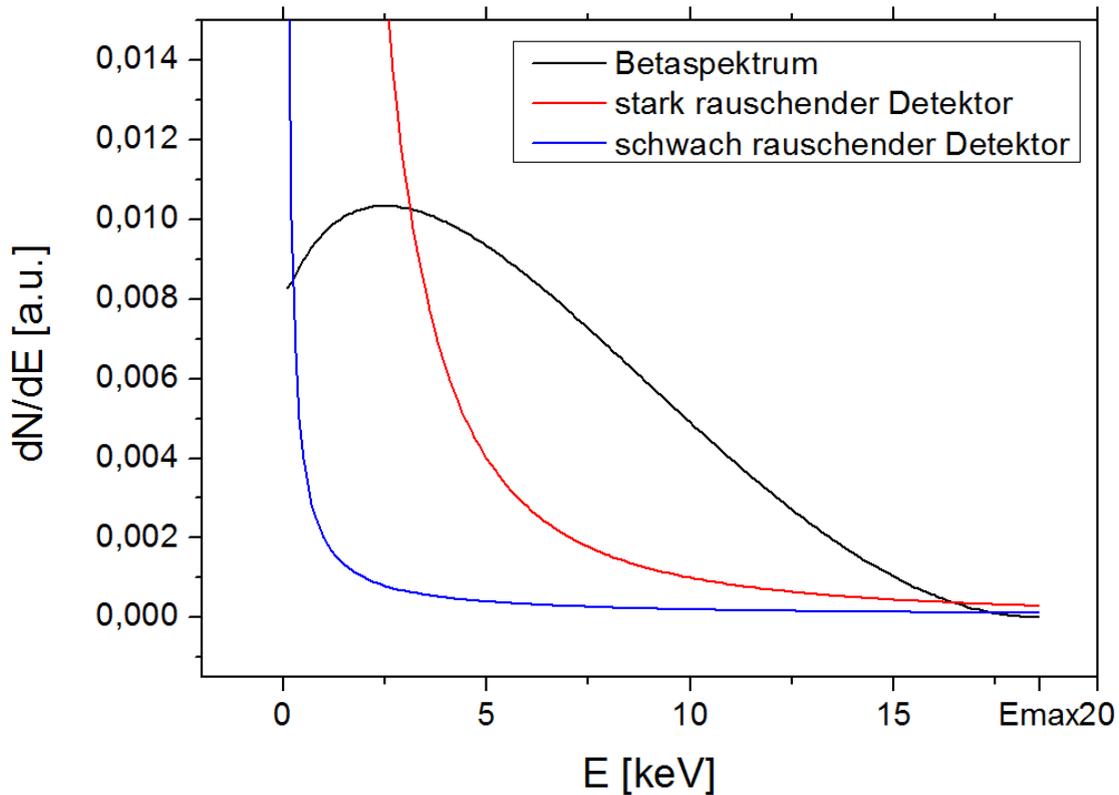


Abbildung 3.6.: Einfluss des Detektorrauschens auf die Sensitivität eines BIXS-Systems. Je höher der Rauschanteil eines Detektors (stark rauschender Detektor in rot, schwach rauschender Detektor in blau) desto geringer der Anteil des Betaspektrums, welches zur Aktivitätsbestimmung genutzt werden kann.

Der Aufbau eines BIXS-Systems innerhalb einer Tritiumatmosphäre erfordert nicht nur die Beachtung der einschlägigen Vorschriften (TLA) für tritiumführende Anlagen, sondern zieht auch physikalische und technische Fragestellungen nach sich.

Tritium adsorbiert auf Edelstahl, Gold und anderen Materialien. Es permeiert durch eine Vielzahl von Stoffen und Dichtungen, unter anderem alle Arten von Elastomeren. Tritium kann Austauschreaktionen verursachen, die bspw. bei Edelstahl zum Ausgasen von Methan und bei Elastomeren zum Ausgasen von Fluor-Verbindungen führen können. Dies bereitet nicht nur besondere Schwierigkeiten im Umgang mit Tritium, sondern führt auch zu einer z.T. sehr schwachen Datenlage betreffend der exakten Eigenschaften von Tritium (Permeations-, Adsorptionsverhalten).

Das führt zu einer Reihe drängender Fragestellungen im Rahmen eines BIXS-Systems für KATRIN:

- Adsorptionsverhalten
Tritiumadsorption auf der "rear wall" oder dem BIXS-Detektor kann das System "blind" machen für Aktivitätsänderungen im Volumen, wenn dadurch ein zu hohes Untergrundsignal entsteht. Es ist möglich, dass eine Art Memoryeffekt auftritt, welche das Untergrundsignal stetig ansteigen lässt und dadurch die Sensitivität des BIXS-Detektors reduziert.

- Permeationsverhalten
Um den BIXS-Detektor vor Kontamination zu bewahren, Tritiumadsorption auf dem Detektor zu vermeiden und die Vorschriften (TLA) für tritiumführende Systeme zu erfüllen, muss der Detektor vakuumtechnisch von der Tritiumatmosphäre getrennt werden. Ein für Röntgenstrahlung möglichst transparentes Fenster muss jedoch die Röntgenstrahlung hindurch lassen. Sollten zu große Mengen von Tritium durch dieses Fenster permeieren, überlagert das Betaspektrum der Elektronen mit dem Bremsstrahlungsspektrum. Das Untergrundsignal steigt dadurch und die Sensitivität des BIXS-Systems verschlechtert sich.
- Aktivitätsüberwachung
Die intrinsische Untergrundrate des BIXS-Detektors muss niedrig genug sein, um die geforderte Sensitivität zu erreichen.
Mit einem potentiellen "rear wall"-Kandidat müssen sich Zählraten erreichen lassen, welche eine statistische Unsicherheit von $\leq 0,1\%$ innerhalb von 1000 s bei einer Aktivität von 10^{11} Bq zulassen.
Der Verlauf der Zählrate bei Änderungen der Aktivität im Volumen muss bekannt sein.

Die vielversprechenden Ergebnisse mit dem Siliziumdriftdetektor in vorangegangenen Experimenten [Mau09], machen diesen zum aussichtsreichen Kandidaten für ein BIXS-System für KATRIN. Dafür müssen jedoch die technischen Voraussetzungen geprüft werden, welche für den Betrieb dieses Detektors als Bestandteil eines tritiumführenden Systems notwendig sind.

Diese unbeantworteten Fragestellungen machten den Aufbau eines Testexperiments mit Tritium unter KATRIN-nahen Bedingungen notwendig. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das Testexperiment TriReX (**T**ritium **R**erwall **E**xperiment) am TLK aufgebaut und erste Messungen mit Tritium durchgeführt. Im Folgenden Kapitel wird das Konzept, der experimentelle Aufbau und der Siliziumdriftdetektor von TriReX vorgestellt.

4. Das Tritium Rearwall Experiment (TriReX)

Im Folgenden wird das Tritium Rearwall Experiment (TriReX) vorgestellt. Ziel von TriReX ist die Machbarkeitsstudie eines BIXS-System zur Überwachung der Aktivität der Tritiumquelle von KATRIN. Es muss dafür eine Sensitivität von 0,1% innerhalb einer Messzykluszeit von $t_{\text{mess}} \leq 1000$ s erreichen.

Das Konzept und der experimentelle Aufbau von TriReX wird stark durch den Aufbau und die Funktion des Siliziumdriftdetektors beeinflusst. Deshalb wird zunächst in Kap. 4.1 der Siliziumdriftdetektor vorgestellt. In Kap. 4.2 wird das Konzept und in Kap. 4.3 die physikalischen und technischen Anforderungen des Experiments erläutert. Anschließend wird der experimentelle Aufbau in Kap. 4.4 vorgestellt.

4.1. Der Siliziumdriftdetektor (SDD)

Zum Nachweis der Röntgenstrahlung wird in TriReX ein Siliziumdriftdetektor (SDD) eingesetzt. Dieser spezielle Halbleiterdetektor zeichnet sich durch eine Energieauflösung < 200 eV bei gleichzeitig großem aktiven Volumen $A_{\text{SDD}} = 80 \text{ mm}^2$, $d_{\text{SDD}} = 450 \mu\text{m}$ aus und ermöglicht Zählraten von bis zu $2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$. Er ist sehr rauscharm (siehe Kap. 5.2.2) und aufgrund der Kühlung mit einem Peltierelement vergleichsweise einfach in der Handhabung. Sonst übliche Halbleiterdetektoren benötigen häufig aufwändige Kühlsysteme mit flüssigem Stickstoff.

Im Folgenden wird zuerst das allgemeine SDD-Prinzip erläutert und anschließend auf das in TriReX verwendete Röntgendetektorsystem eingegangen.

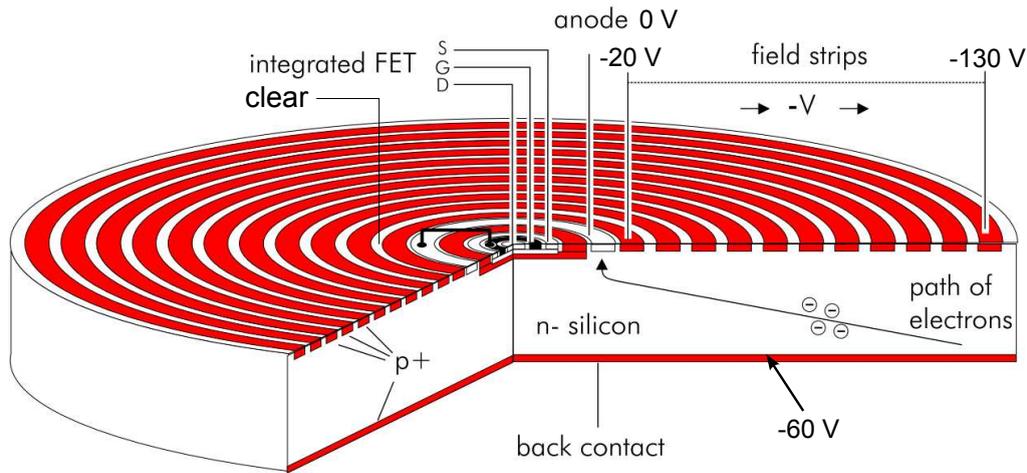


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung eines Siliziumdriftdetektors (nach [Pns11]). Die ringförmigen Elektroden (in rot) sind p^+ -dotiert und dienen der Erzeugung eines Driftfeldes. Das sensitive Detektorvolumen ist n^- -dotiert. Ionisierende Strahlung erzeugt Elektron-Loch-Paare. Die Löcher driften zum rückwärtigen Kontakt (in rot) und die Elektronen zur Anode (in weiß). Die Anode ist n^+ -dotiert und mit dem Gate eines integrierten JFET verbunden, der als Impedanzwandler geschaltet ist.

4.1.1. Prinzip eines Siliziumdriftdetektors

In Abb. 4.1 ist die Prinzipskizze eines SDD dargestellt. Der großflächige, rückwertige Kontakt liegt auf etwa -60 V und die ringförmigen Elektroden liegen von innen nach außen auf $-20\text{ V} \leq U \leq -130\text{ V}$ [Ket11]. Durch die Potentialdifferenz zwischen Anode, rückwertigem Kontakt und ringförmigen Elektroden wird das aktive Volumen depletiert. Es bildet sich eine ladungsträgerfreie Zone aus und ionisierende Strahlung kann im aktiven Volumen Elektron-Loch-Paare erzeugen. Durch die ringförmige Elektrodenstruktur, die negativer werdende Spannung von innen nach aussen und den rückwertigen Kontakt wird ein inhomogenes Driftfeld erzeugt, welches für Elektronen sein Potentialminimum bei der Anode hat. Die positiv geladenen Löcher driften zum rückwertigen Kontakt. Dadurch ist trotz großem aktiven Volumen eine kleine Anodenfläche möglich.

Die dominante Rauschquelle in Halbleiter-Röntgendetektoren ist das Spannungsrauschen, welches proportional zur Kapazität des SDD's ist und damit zur Fläche der Anode. Die kleine Anode ermöglicht somit einen besonders rauscharmen Detektor. Ein zweites konstruktives Merkmal verbessert das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis weiter. Die Anode ist mit einem N-Kanal JFET verbunden, der direkt auf den SDD aufgebracht ist. Er dient als Transimpedanzwandler (Sourceschaltung) und damit als erste Verstärkerstufe für den Detektor. Dadurch kann der Einfluss von parasitären Kapazitäten, aufgrund der Leitungsführung von der Anode zum ersten Vorverstärker, minimiert werden.

Finden mehrere Ereignisse im aktiven Volumen statt, so entsteht das in Abb. 4.2 dargestellte Rampensignal. Sobald ein gewisse Menge an Ladungsträgern an der Anode gesammelt wurde, durch Signale im Detektor oder Leckströme, muss der SDD zurückgesetzt werden (wenn Zeit oder Spannung einen Schwellwert überschreitet), da das Gate des JFET nur eine begrenzte Menge an Ladungsträgern aufnehmen kann.

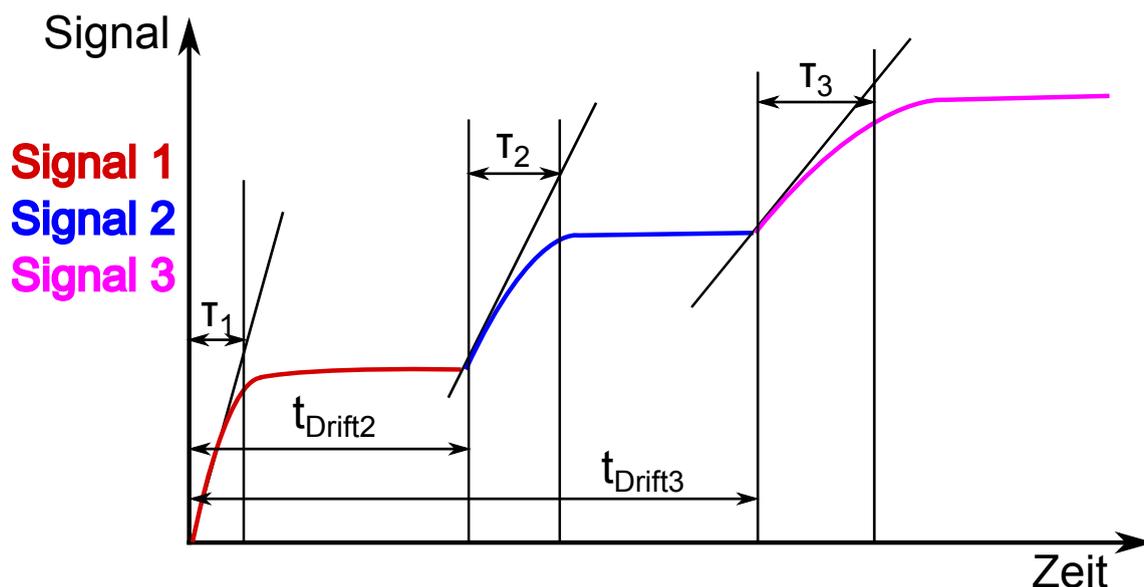


Abbildung 4.2.: Schematisches Ausgangssignal eines Siliziumdriftdetektors (nach [Ket11]). Ereignisse und Leckströme im SDD verursachen ein allmählich ansteigendes Rampensignal. Die Höhe des Spannungssprungs ist ein Maß für die deponierte Energie. Die Driftzeit t_{Drift} hängt ab vom Abstand des Ortes der Primärwechselwirkung von der Anode und vom Zeitpunkt der Wechselwirkung. Die Zeit T_i ist ein Maß für die Ausdehnung der Ladungsträgerwolke, welche vom Abstand des Ortes der Primärwechselwirkung von der Anode abhängt, da die Ladungsträgerwolke auf ihrem Weg zur Anode auseinander drifftet.

Dafür wird der Löschkontakt kurzfristig auf eine positive Spannung gelegt, die Elektronen wandern zum Löschkontakt und das Verstärkersystem wird zurückgesetzt. Dies wird durch einen externen Pulse-Reset-Verstärker durchgeführt.

4.1.2. Röntgendetektorsystem des TriReX-Aufbaus

In Abb. 4.3 ist das in TriReX verwendete Röntgendetektorsystem KETEK AXAS-M [Ket11] dargestellt. Es besteht aus der Detektoreinheit Ketek AXAS-M1 und der Versorgungs- und Signalverarbeitungseinheit Ketek AXAS-M2. Im Folgenden wird die Ketek AXAS-M1 Einheit als Detektor, der Detektorchip als SDD und die KETEK AXAS-M2 Einheit als DAQ (Data Acquisition Unit) bezeichnet.

Der Detektor besteht aus einem 145 mm langen Gehäuse und einem 200 mm langen Kühlfinger (Geometrie des Detektors in Abb. F.10). Das Gehäuse enthält den in Kap. 4.1.1 erwähnten Pulse-Reset-Verstärker. Ein Peltierelement dient der Kühlung des SDD und stabilisiert die SDD-Temperatur auf -33°C . Dadurch wird thermisches Rauschen im Detektor reduziert. An der Spitze des Kühlfingers ist der SDD (VITUS H80 [Ket11]) innerhalb eines Detektorkopfes montiert.

Der nach vorn offene Detektorkopf (Abb. F.9) besteht aus Edelstahl. Ein Zirkoniumkollimator, der die aktive Chipfläche des SDD auf 80 mm^2 (SDD Substratfläche 100 mm^2) begrenzt, ist oberhalb des SDD angebracht. In der Standardvariante dieses Detektorkopfes ist noch ein Schutzfenster aus Beryllium mit einer Dicke von $25\text{ }\mu\text{m}$ montiert. Dieses fehlt im TriReX-Detektor, um die Röntgenstrahlung nicht unnötig abzuschwächen.

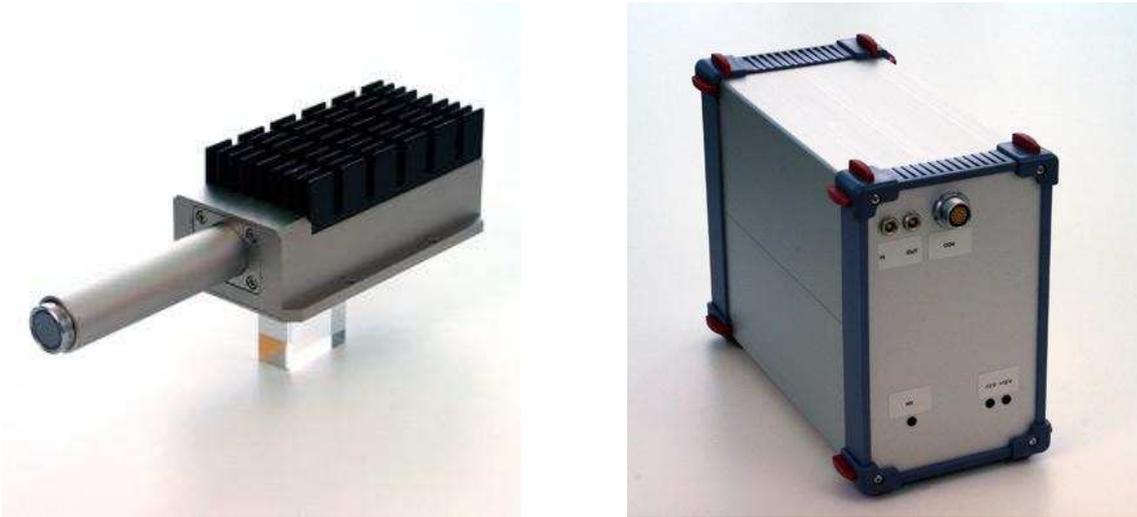


Abbildung 4.3.: KETEK AXAS-M1 Detektor (links) und KETEK AXAS-M2 DAQ (rechts). Für den TriReX-Aufbau wurde am Kühlfinger des Detektors ein CF40-Vakuumflansch angeschweißt, der im Bild [Ket11] nicht dargestellt ist.

Die DAQ enthält neben der reinen Datenerfassung noch die Spannungsversorgung und die Pulsformung. Das vom Detektor kommende verstärkte Rampensignal (Abb. 4.2) wird erst differenziert und anschließend integriert. Dabei werden die Spannungssprünge im Rampensignal, bei einem Ereignis im Detektor, in annähernd gaußförmige Impulse umgewandelt. Ein ADU (Analog-Digital-Umsetzer) digitalisiert das differenzierte Rampensignal und die weitere Pulsformung geschieht rechnergestützt.

Die DAQ wird per USB (Universal Serial Bus) mit einem Messcomputer verbunden. Die mitgelieferte KETEK-Software dient der Aufnahme von Spektren und der Einstellung der Parameter der Detektorelektronik (Kap. 5.2.3).

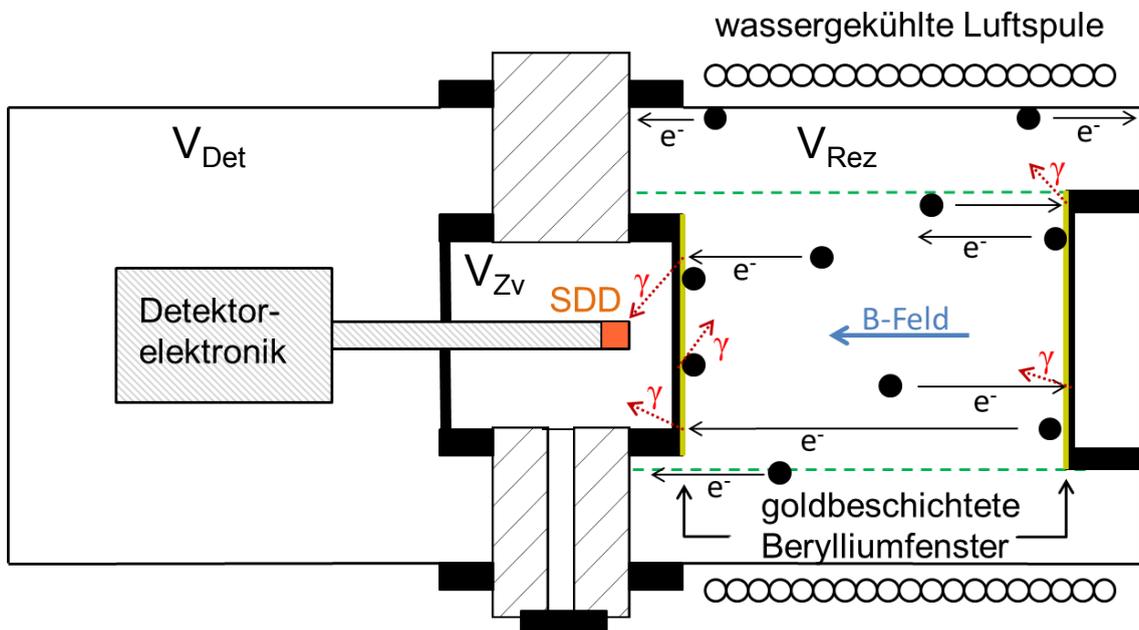


Abbildung 4.4.: Schematische Darstellung des Aufbaus von TriReX. Das Primärsystem ist in drei Volumina unterteilt. Das Detektorvolumen V_{Det} (links) beinhaltet die Detektorelektronik. Das Zwischenvolumen V_{Zv} (mitte) enthält den SDD, der auf das goldbeschichtete Berylliumfenster gerichtet ist. Das Rezipientenvolumen V_{Rez} enthält die beiden goldbeschichteten Berylliumfenster und die (H,D,T)-Gasmischung. Zerfallendes Tritium (Punkte in schwarz) emittiert Elektronen, welche sich unter dem Einfluss des Magnetfeldes in axialer Richtung bewegen und in der Goldschicht Röntgenstrahlung verursachen.

4.2. Konzept des Experiments

Im Folgenden wird kurz der schematische Aufbau von TriReX beschrieben, um anschließend erläutern zu können, wie die in Kap. 3.4 aufgeworfenen Fragestellungen mit diesem Aufbau gemessen werden.

In Abb. 4.4 ist eine schematische Zeichnung des Primärsystems¹ von TriReX dargestellt. Das Primärsystem ist in drei voneinander getrennte Volumina unterteilt.

1. Detektorvolumen:

Das Detektorvolumen enthält die Detektorelektronik und steht unter einem Druck $p_{\text{Det}} \approx 1013$ mbar, da die Detektorelektronik nicht vakuumtauglich ist.

2. Zwischenvolumen:

Im Zwischenvolumen befindet sich der SDD (Kap. 4.1.1) unter einem Druck $p_{\text{Zv}} \leq 0,1$ mbar. Der SDD dient dem Nachweis der Bremsstrahlung und der charakteristischen Strahlung, welche in den goldbeschichteten Berylliumfenstern entsteht. Das Berylliumfenster direkt vor dem SDD ist in TriReX das Analogon zur KATRIN-”rear wall” und das Röntgenstrahlung erzeugende Element (nach Kap. 3.1) in diesem BIXS-System. Darüber hinaus muss es den SDD vor einer Kontamination mit Tritium bewahren (nach Kap. 3.4).

3. Tritiumrezipient:

Das Rezipientenvolumen wird im Versuchsverlauf mit Tritium beaufschlagt. Es enthält neben dem bereits erwähnten Berylliumfenster ein zweites, gegenüberliegendes Berylliumfenster. Elektronen im magnetischen Flusschlauch (Abb. 4.4, grün gestrichelte Linie) können dadurch nur Röntgenstrahlung in der Goldoberfläche einer der beiden Berylliumfenster erzeugen.

Eine wassergekühlte Luftspule dient der Erzeugung eines Magnetfeldes im Rezipienten. Dadurch sollen die beim Tritiumzerfall ausgesendeten Elektronen, analog zur WGTS, in axialer Richtung magnetisch auf die goldbeschichteten Berylliumfenster geführt werden. Dies dient der Steigerung der Nachweiseffizienz des TriReX-Aufbaus und unterdrückt die Röntgenstrahlungserzeugung in der seitlichen Behälterwand (Mantelfläche des Zylinders) des Rezipienten.

Wie die in Kap. 3.4 aufgeworfenen Fragestellungen bezüglich Permeationsverhalten, Adsorptionsverhalten und der Aktivitätsüberwachung mit diesem Aufbau gemessen werden können, wird nun näher beschrieben.

- Permeationsverhalten:

Im Vorfeld der Messungen mit Tritium kann mit dem nicht-kontaminierten Versuchsaufbau im Rahmen einer Dichtheitsprüfung die Heliumleckrate durch das goldbeschichtete Berylliumfenster bestimmt werden. Der Rezipient kann mit einem Testgas gefüllt werden und ein Lecksuchgerät, das mit dem Zwischenvolumen verbunden ist, bestimmt die Leckrate (siehe Kap. 5.1) durch das Berylliumfenster. Dadurch können Materialfehler oder eine fehlerhafte Dichtung ausgeschlossen werden.

¹Bereich, der per Definition mit Tritium kontaminiert wird.

Eine Tritiumpermeation durch das Berylliumfenster kann auf zwei Arten festgestellt werden. Das Berylliumfenster ist aufgrund der Absorptionseigenschaften ein Filter für Röntgenstrahlung mit Energien $E_\gamma < 2 \text{ keV}$. Sollte bei den Tritiummessungen der Verlauf eines Betaspektrums bei diesen Energien zu sehen sein, so muss eine signifikante Menge Tritium in das Zwischenvolumen permeiert sein.

Darüber hinaus kann im Nachhinein das Experiment zerlegt werden und mithilfe eines Wischtests eine eventuelle Kontamination im Zwischenvolumen festgestellt werden.

- Adsorptionsmessungen:

Die Adsorptionsmessungen werden in zwei Schritten durchgeführt. Zuerst wird der Rezipient mit einer definierten (H,D,T)-Gasmischung beaufschlagt. Anschließend wird das System evakuiert und sowohl mit als auch ohne Magnetfeld ein Energiespektrum aufgezeichnet. Sollte das Untergrundsignal nach dem Evakuieren signifikant über dem intrinsischen Detektoruntergrund liegen (unter Berücksichtigung des Restgases im Volumen), dann kann dies auf Tritiumadsorption zurückgeführt werden.

- Aktivitätsmessungen:

Aktivitätsmessungen werden durchgeführt, indem der Rezipient mit einer definierten (H,D,T)-Gasmischung unter einem definierten Druck beaufschlagt wird. Innerhalb einer gewissen Messzykluszeit t_{mess} wird ein Impulshöhenspektrum aufgezeichnet und anschließend die Zählrate \dot{N} bestimmt.

Eine detaillierte Beschreibung der Messungen folgt in Kap. 6. Bevor der experimentelle Aufbau in Kap. 4.4 im Detail erläutert wird, müssen erst die physikalischen und technischen Anforderungen an TriReX geklärt werden, die zu diesem Aufbau führten.

4.3. Physikalische und technische Anforderungen an TriReX

Die Forderung nach einer Überwachung der Aktivität mit einer Sensitivität von 0,1% innerhalb einer Messzeit von 1000 s in KATRIN geht mit einer Reihe physikalischer und technischer Anforderungen für TriReX einher, die im Folgenden erläutert werden.

- Der TriReX-Aufbau soll möglichst KATRIN-nahe Bedingungen nachstellen. Das betrifft unter anderem den Druckbereich und die Aktivität in der WGTS. Der Tritiumpartialdruck in der WGTS variiert zwischen $10^{-3} \text{ mbar} \leq p_T \leq 10^{-5} \text{ mbar}$ und die Aktivität in der WGTS ist $1,1 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$ [KAT04]. Beide Bedingungen können nicht gleichzeitig in TriReX erreicht werden, sie müssen aber einzeln in TriReX nachstellbar sein. Das TriReX Analogon zur "rear wall" sollte ein möglichst realistischer Kandidat für eine KATRIN-"rear wall" sein. Das betrifft vor allem die verwendeten Materialien. Die Führung der Zerfallselektronen sollte analog zur WGTS mithilfe eines B-Feldes erfolgen.
- Betazerfälle sind Zufallsprozesse die der Poisson-Verteilung folgen. Die Standardabweichung ist damit die Wurzel der detektierten Ereignisse [Kal05] und die statistische Unsicherheit innerhalb eines Messzyklus $t_{mess} \geq 1000 \text{ s}$ ist

$$\sigma = \sqrt{1000 \text{ s}^{-1} \cdot 1000 \text{ s}} = 1000 = 0,1\% \cdot N_{\text{Gesamt}}.$$

Die Detektorzählrate dN/dt bei einer Aktivität von $1,1 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$ im Rezipienten muss daher $\geq 1000 \text{ s}^{-1}$ sein, um eine Überwachung der Aktivität auf dem 0,1%-Level zu ermöglichen.

- Die Zeitauflösung des Systems muss $\Delta t/t_{\text{mess}} \leq 0,1\%$ sein. Zur Bestimmung der Zählrate wird die exakte Messzeit benötigt. Bei einer Zählrate von 1000 s^{-1} und einer Messzeit von 1000 s muss die Unsicherheit in der Messzeit $\leq 1 \text{ s}$ sein um eine Sensitivität von 0,1% zu erreichen.
- Die Untergrundrate, bestehend aus dem intrinsischen Detektorrauschen und der von adsorbiertem Tritium verursachten Zerfälle, muss kleiner 0,1% der Zählrate dN/dt sein, welche bei einer Aktivität von $1,1 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$ erreicht wird.

Die technischen Anforderungen an das System sind:

- Die Auswahl der Komponenten und der Versuchsaufbau muss gemäß den Technischen Liefer- und Abnahmebedingung (TLA) für Primärsysteme des TLK durchgeführt werden. In den TLA des TLK sind die Anforderungen an tritiumführende Primärsysteme und die Umgangsvorschriften mit Tritium geregelt. Unter anderem sind mehrere Sicherheitshüllen für tritiumführende Anlagen vorgeschrieben. TriReX wurde deshalb innerhalb der ALTEX-Handschuhbox des TLK aufgebaut. Da die TLA auch Mindestanforderungen an das Primärsystem eines tritiumführenden Systems stellen, wurde für TriReX das in Abb. 4.4 gezeigte dreivolumige Konzept gewählt. Der Detektor hat eine Leckrate $\geq 10^{-8} \text{ mbar l/s}$ und ist aus diesem Grund noch einmal separat gekapselt. Das Berylliumfenster erfüllt nicht die Voraussetzungen an die mechanische Stabilität, die für Hüllen von Primärsystemen gelten.

- Die Voraussetzungen zum Betrieb des SDD müssen erfüllt sein. Der SDD ist ein Peltier-gekühlter Halbleiterdetektor. Damit sich kein Eis auf der Silizium-Chipoberfläche bildet und nicht ein zu hoher Wärmeeintrag durch Restgas im Zwischenvolumen das Peltierelement überlastet, muss der Druck innerhalb des Zwischenvolumens $p_{zf} \leq 0,1$ mbar sein. Der Detektor selbst besitzt eine nicht zu vernachlässigende Leckrate ($Q_{\text{det}} \approx 10^{-7}$ mbar l/s), sodass eine Scrollpumpe mit einem Enddruck $p_{\text{end}} \leq 0,05$ mbar das Zwischenvolumen regelmäßig evakuieren muss.
- Die Voraussetzungen zum Betrieb der wassergekühlten Luftspule müssen erfüllt sein und diese muss B-Feldstärken von $20 \text{ mT} \leq B \leq 84 \text{ mT}$ innerhalb des Tritiumrezipienten ermöglichen. Um mithilfe einer Luftspule Feldstärken von bis zu 84 mT in einem Volumen von etwa 2 l zu erzeugen sind entweder sehr hohe Windungszahlen oder sehr hohe Ströme notwendig. Die in Kap. 4.4.2 besprochene Spule ermöglicht diese Feldstärken durch Ströme bis etwa 100 A bei einer Spannung von etwa 20 V. Dafür wird ein Hochleistungsnetzteil und eine hochstromfähige Verkabelung benötigt. Weiterhin muss ein Wasserkühlkreislauf die bis zu 2 kW Wärmeleistung der Spule bewältigen können. Da der Wasserkreislauf von außerhalb der Handschuhbox die Spule innerhalb der Handschuhbox kühlen muss, sind besondere Voraussetzungen zu erfüllen (TLA).
- Das Vakuumsystem muss das Befüllen und Evakuieren des Rezipienten mit einem Tritiumpartialdruck von $10^{-5} \text{ mbar} \leq p_{\text{T}} \leq 10^0 \text{ mbar}$ ermöglichen. Das Restgas muss über eine Verbindung zur TLK-Infrastruktur abgegeben werden können. Das verlangt die Anbindung von TriReX an die TLK-Infrastruktur und eine Turbomolekularpumpe im Vakuumkreislauf.
- Das goldbeschichtete Berylliumfenster, welches das Zwischenvolumen vom Rezipienten trennt, muss für Druckdifferenzen von $\Delta p = 1$ bar spezifiziert sein. Das Berylliumfenster muss das Zwischenvolumen vom Rezipienten trennen. Dafür ist es vorteilhaft, wenn es in einem Standardflansch (CF²) montiert ist oder leicht an einen solchen adaptiert werden kann. Zur Bremsstrahlungserzeugung muss es mit einer Goldschicht definierter Stärke (120 nm) beschichtet sein.
- Ein zweites goldbeschichtetes Berylliumfenster, welches auf der entgegengesetzten Seite des ersten angebracht ist, muss der Tatsache Rechnung tragen, dass TriReX im Gegensatz zur WGTS kein "quasi-offenes" System ist. In der WGTS werden die Elektronen magnetisch Richtung Hauptspektrometer geführt und werden nicht am ersten Knick (Kap. 2.2.3) des Strahlrohrs in der DPS2-F in der Edelstahlwand absorbiert. Dies wird in TriReX durch ein zweites goldbeschichtetes Berylliumfenster berücksichtigt, welches so eine definierte Oberfläche schafft, die in der Datenauswertung berücksichtigt werden kann.

²Zum CONFLAT©(Varian, Inc.UHV) Standard compatible UHV (Ultra High Vacuum) taugliche Dichtungen. Die Flansche sind meist aus Edelstahl und der Dichtring aus Kupfer.

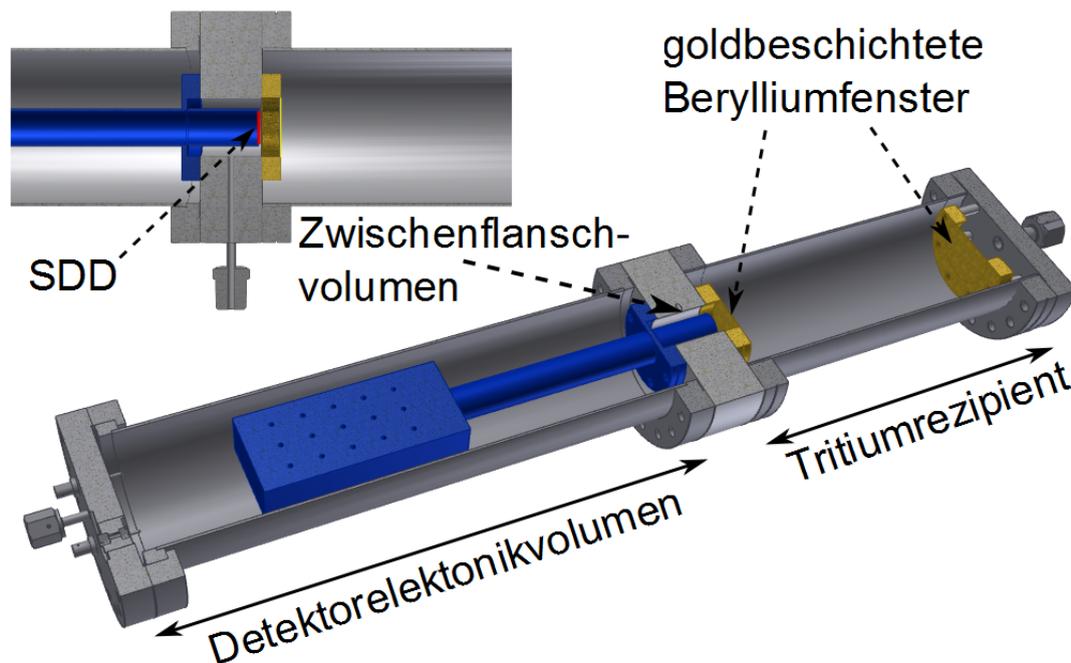


Abbildung 4.5.: Schnittmodell des dreivolumigen Primärsystems von TriReX. Das Detektorvolumen (links), das Zwischenvolumen und das Rezipientenvolumen (rechts). Der SDD "blickt" auf die goldbeschichteten Berylliumfenster. Vakuumdurchführungen an jedem Volumen dienen dem Evakuieren und Befüllen des jeweiligen Volumens.

4.4. Experimenteller Aufbau

TriReX wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit, als tritiumführende Anlage des TLK, entwickelt und aufgebaut und wird im Folgenden näher erläutert.

4.4.1. Der Hauptkomponenten von TriReX

Abbildung 4.5 zeigt das Schnittmodell der zentralen TriReX-Komponenten, deren technische Details nun erläutert werden.

1. Detektorvolumen:

Ein Standard CF100 Rohr mit 400 mm Länge und 101,7 mm Innendurchmesser umgibt den KETEK³ AXAS-M1 Detektor. Auf der linken Seite ist ein Blindflansch montiert, in dem elektrische Durchführungen und eine 1/2 Zoll Gasdurchführung eingeschweißt sind. Auf der rechten Seite ist das Rohr am CF100 Lochkreis des Zwischenflansches befestigt. An dem 100 mm langen Kühlfinger der Detektorelektronik ist ein CF40 Flansch angeschweißt, der am CF40 Lochkreis des Zwischenflansches befestigt ist.

2. Zwischenvolumen:

Der Zwischenflansch ist 42 mm lang, hat einen Innendurchmesser von 37 mm und hat auf jeder Seite zwei Lochkreise für CF100 und CF40 Vakuumflansche. Darüber hinaus besitzt er eine 1/2 Zoll Gasdurchführung die außenseitig einen VCR Anschluss besitzt. Damit ist ein Evakuieren des Zwischenvolumens möglich. Der SDD ist vom Berylliumfenster 1,5 cm entfernt montiert.

³KETEK GmbH, Hofer Str. 3, 81737 München, GERMANY, www.ketek.net, info@ketek.net

3. Rezipientenvolumen:

Der Rezipient ist ein Standard CF100 Rohr mit 270 mm Länge und 101,7 mm Innendurchmesser. Auf der linken Seite ist er mit dem CF100 Lochkreis des Zwischenflansches verbunden. Auf der rechten Seite bildet ein CF100 Blindflansch mit 1/2 Zoll Gasdurchführung und zusätzlichem CF50 Lochkreis den Abschluss. Über die Gasdurchführung wird der Rezipient mit Tritium befüllt und auch darüber evakuiert.

Ein goldbeschichtetes CF40 Berylliumfenster schließt den Rezipienten UHV-tauglich (Heliumstandardleckrate laut Hersteller $Q_L \leq 10^{-9}$ mbar) gegen das Zwischenvolumen ab. Ein zweites goldbeschichtetes CF50 Berylliumfenster ist auf der gegenüberliegenden Seite mit 10 mm langen Abstandshaltern am Blindflansch montiert.

Dieses System aus drei Volumina ist innerhalb der ALTEX-Handschuhbox mit weiteren TriReX-Komponenten montiert, die in Abb. 4.6 dargestellt sind und nun erläutert werden.

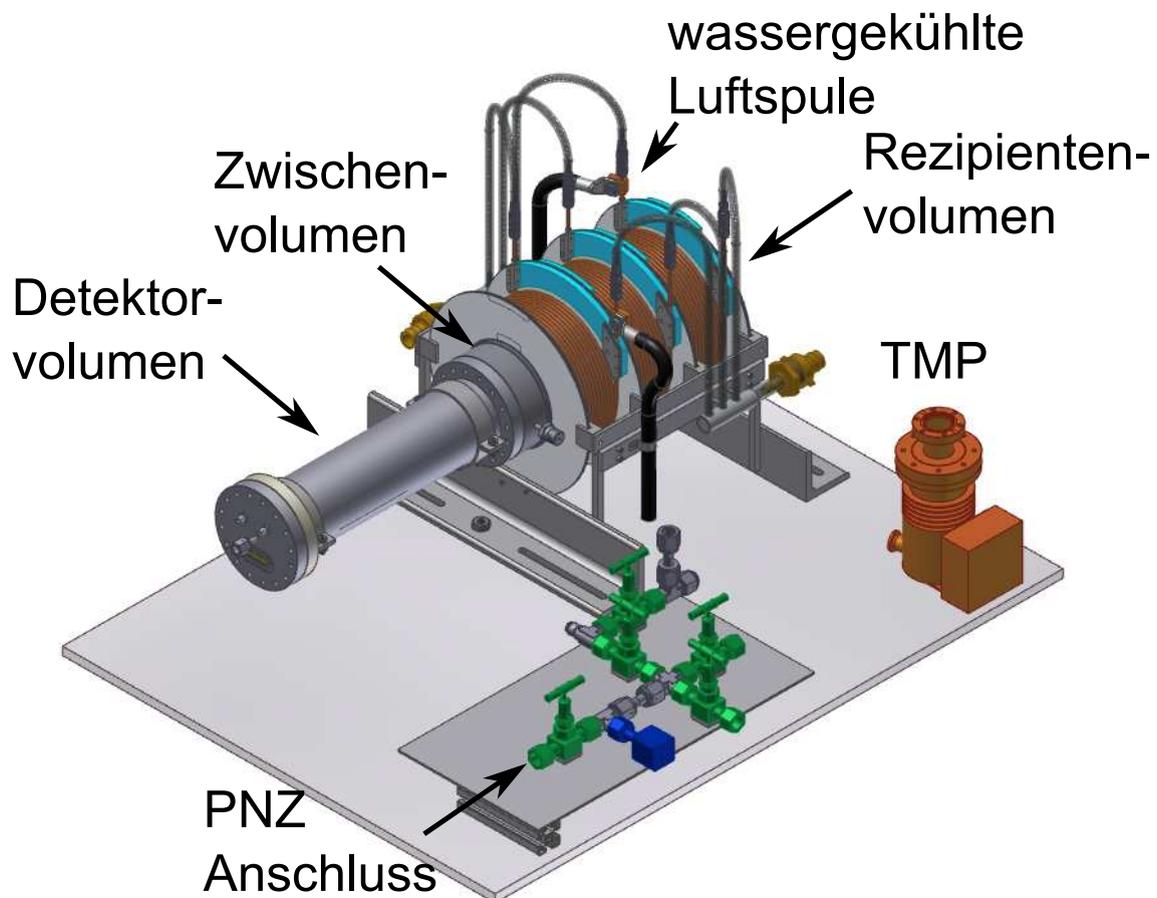


Abbildung 4.6.: CAD-Modell des TriReX-Aufbaus. Das zentrale, dreivolumige Primärsystem ist nur teilweise sichtbar, da das Rezipientenvolumen innerhalb der wassergekühlten Luftspule montiert ist. Die Turbomolekularpumpe (TMP, orange), dient dem Evakuieren des Rezipienten. Diverse Handventile (grün) und Drucksensoren (blau) dienen der Drucküberwachung, dem Anschluss an die Infrastruktur und dem Anschluss von Probenahmezylindern (PNZ), welche das Tritium enthalten.

Der Tritiumrezipient ist umgeben von einer wassergekühlten Luftspule, welche bei ausreichender Anschlussleistung und Kühlung Feldstärken von bis zu 83,3 mT erreicht.

Zur Evakuierung des Tritiumrezipienten dient eine Turbomolekularpumpe⁴, welche bei ausreichend geringem Vordruck $p_{\text{vor}} \leq 10^{-2}$ mbar einen Enddruck $p_{\text{Rez, end}} \leq 10^{-5}$ mbar im Tritiumrezipienten erreicht. Den notwendigen Vordruck liefert die Infrastruktur des TLK (CAPER), welche über eine Rohrleitung mit TriReX verbunden ist.

Eine Reihe weiterer Vakuumkomponenten (Handventile, Verrohrung) dienen dem Anschluss von Probenahmezylindern (PNZ), in welchen das Tritium für TriReX von der TLK-Infrastruktur bereitgestellt wird, und der Verbindung mit der TLK-Infrastruktur, an welche das Tritium nach erfolgter Messung wieder abgegeben wird.

Fünf Drucksensoren überwachen den Druck an zentralen Punkten des Vakuumsystems. Drei Temperatursensoren dienen der Überwachung der Spulenteperatur, der Temperatur des Tritiumrezipienten und der Temperatur der Detektorelektronik.

Ein Wasserkreislauf, der außerhalb der Handschuhbox über einen Wärmetauscher an des Prozesskühlwassersystem des TLK angeschlossen ist, dient der Kühlung der Luftspule.

Die technischen Details des Kühlwasserkreislaufs, des Vakuumsystems und der Sensorik werden im nächsten Abschnitt erläutert.

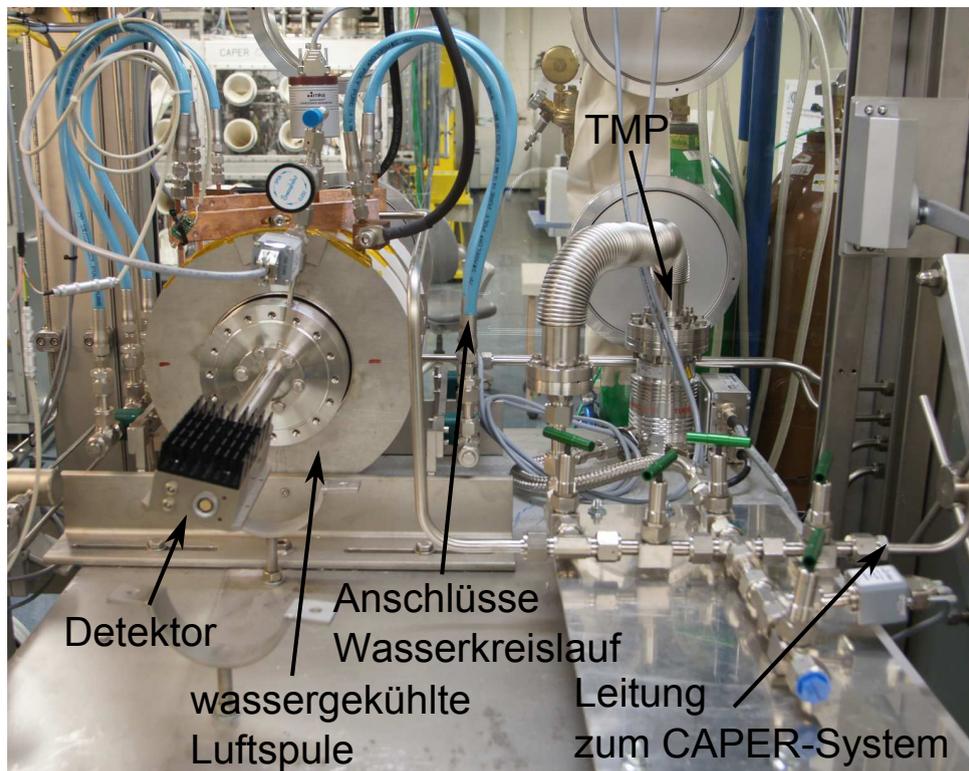


Abbildung 4.7.: TriReX während der Aufbauphase in der ALTEX-Handschuhbox.

⁴TURBOVAC SL80, Oerlikon-Leybold

4.4.2. Der verfahrenstechnischer Aufbau von TriReX

Im Folgenden werden die Details von Luftspule und Wasserkühlung, Vakuumsystem und Sensorik dargestellt.

Die wassergekühlte, dreiteilige Luftspule dient der Erzeugung eines magnetischen Führungsfeldes innerhalb des Tritiumrezipienten. Darüber hinaus können nur Zerfallselektronen die Berylliumfenster erreichen, deren Zyklotronbahn innerhalb des magnetischen Flussschlauches (Abb. 4.4) verläuft, welcher auf die golbeschichteten Berylliumfenster führt.

Die Spule kam bereits in einem anderen Experiment [Sch08] zum Einsatz und Details können dort entnommen werden. Die wichtigsten Kennwerte der Spule sind:

1. Die Windungen bestehen aus Kupferröhren mit einem Aussendurchmesser von 6 mm und einem Innendurchmesser von 4 mm.
2. Die dreiteilige Spule hat etwa 210 Windungen, besteht aus $\approx 3 \cdot 50$ m Kupferröhren und ist 30 cm lang.
3. Die Magnetfeldstärke ist durch $B = 0,833 \text{ mT/A} \cdot I_{\text{Spule}}$ gegeben. Die maximale Magnetfeldstärke ist durch die maximale Netzteil- und Kühlleistung beschränkt. In TriReX sind die Limits 83,3 mT bzw. $58,33 \text{ mT}^5$.
4. Zur Isolation der Windungen gegeneinander wurde Kapton-Band eingesetzt. Dadurch ist die maximale Temperatur der Spule auf $\approx 180^\circ \text{ C}$ [Sch08] beschränkt.

Die Spule wurde dreigeteilt, um durch Parallelschaltung der Wasserkühlung den Leitwert zu steigern. Andernfalls würden ≈ 10 bar Wasserdruck benötigt, um durch 150 m Kupferrohr ($\varnothing 4$ mm) eine ausreichende Menge Kühlwasser zu pumpen [Sch08].

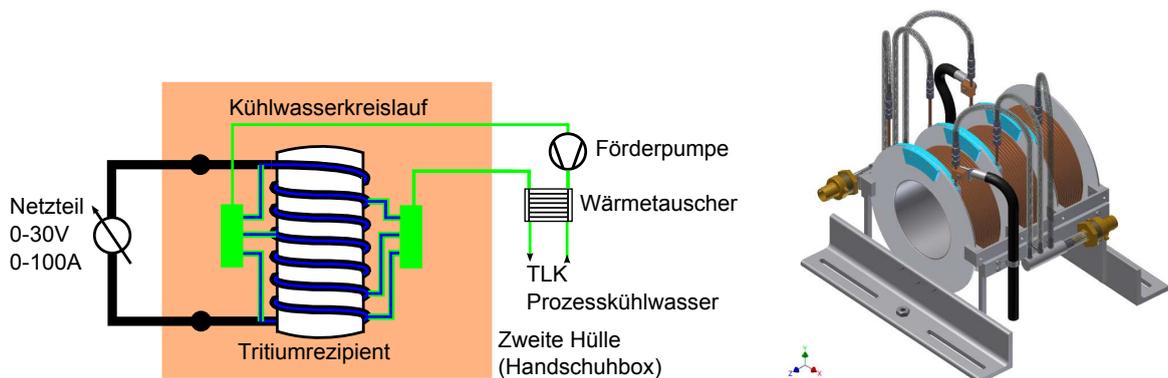


Abbildung 4.8.: Schematische Ansicht der Elektrik und des Kühlkreislaufs der Spule (links), sowie das CAD-Modell [Sch08] der Spule (rechts). Nähere Erläuterungen finden sich im Text.

⁵Nach Ausfall der ursprünglichen Kühlwasserpumpe musste eine provisorische Kühlwasserpumpe mit reduziertem Pumpvermögen eingesetzt werden. Deshalb musste auch der Spulenstrom reduziert werden.

Um die dreiteilige Spule durch das Kühlwasser nicht elektrisch kurzzuschließen, wird VE-Wasser⁶ benutzt. Das VE-Wasser wird durch eine Förderpumpe⁷ durch einen außerhalb der Handschuhbox installierten Plattenwärmetauscher gepumpt. Der Wärmetauscher ist außerdem an das Prozesskühlwasser ($T_{Pk} \approx 18^\circ\text{C}$) der TLK-Infrastruktur angebunden.

Der Spulenstrom I_{Spule} wird durch ein 3000 W DC-Netzteil⁸ bereitgestellt. Der maximale Spulenstrom ist dadurch auf $I_{\text{Spule}} = 100\text{ A}$ beschränkt.



Abbildung 4.9.: Die wassergekühlte Luftspule in einer Detailaufnahme.

⁶Vollentsalztes bzw. deionisiertes Wasser

⁷Speck MY2-8000-MK/24V

⁸Delta Elektronik, SM 30-100-D

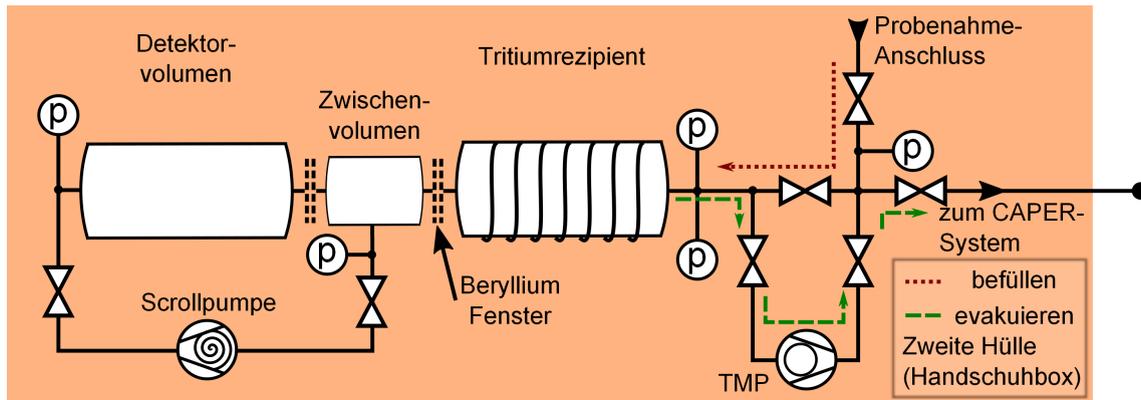


Abbildung 4.10.: Das Vakuumsystem von TriReX. Wird im Text näher erläutert.

In Abb. 4.10 ist das Vakuumsystem von TriReX dargestellt, welches im Folgenden näher erläutert wird.

Zwischen- und Detektorvolumen sind durch den Detektor selbst vakuumtechnisch (gestrichelte Linien im Bild, $\Delta p \approx 1$ bar) getrennt. Die Leckrate durch den Detektor wurde jedoch mithilfe einer Druckanstiegsprüfung im Zwischenvolumen mit $Q_{L,Det} \approx 10^{-7}$ mbar l/s bestimmt. Das liegt im typischen Bereich für Elastomer gedichtete Vakuumbauteile. Der kritische Druck, bei dem der Wärmeeintrag auf den SDD die Kühlleistung des Peltierelements überschreitet, liegt bei etwa 0,1 mbar. (siehe Kap. 5) Das Zwischenvolumen hat eine Größe $V_{Zv} \approx 40$ cm³. Messungen ergaben, dass nach etwa 5 Stunden der kritische Druck erreicht ist und der Wärmeeintrag zu groß wird. Deshalb evakuiert eine Scrollpumpe⁹ regelmäßig das Restgas in das Detektorvolumen und hält den Druck im Zwischenvolumen auf einem Wert $p_{Zv} \leq 5 \cdot 10^{-2}$ mbar (Anhang F).

Der Tritiumrezipient kann über den PNZ-Anschluss mit einer (H,D,T)-Gasmischung befüllt werden. Die Gasmischung wird von CAPER in einem Probenahmezylinder¹⁰ (PNZ) bereitgestellt, welcher über eine Schleuse in die Handschuhbox eingebracht wird. Das Anschließen des PNZ an TriReX erfolgt mithilfe der gasdichten Handshuhdurchführungen der Box.

Die Evakuierung der (H,D,T)-Gasmischung erfolgt über die TMP¹¹ und die CAPER-Anlage. Die CAPER-Anlage stellt auch den für die TMP erforderlichen Vordruck zur Verfügung. Die Kompressionsverhältnisse der TMP für H₂, He sind $K_{H_2} = 4 \cdot 10^4$, $K_{He} = 2 \cdot 10^6$ (Anhang F) und der von der CAPER-Anlage bereitgestellte Vordruck liegt zwischen 10^{-1} mbar $\leq p_{vor} \leq 10^{-2}$ mbar. Der erreichbare Tritiumpartialdruck im Rezipienten liegt dadurch im Bereich von $2,5 \cdot 10^{-6}$ mbar $\leq p_{Rez,T} \leq 2,5 \cdot 10^{-7}$ mbar.

Die Rohrleitungen, Drucksensoren und Handventile sind in 1/2 Zoll VCR-Standard ausgeführt.

⁹SCROLLVAC SC 5D der Marke Oerlikon-Leybold

¹⁰Tritiumkompatible Gaszylinder mit Volumina zwischen 10 cm³ $\leq V_{PNZ} \leq 1000$ cm³ die zum Transport von (H,D,T)-Gasmischungen dienen.

¹¹TURBOVAC SL 80 der Marke Oerlikon-Leybold

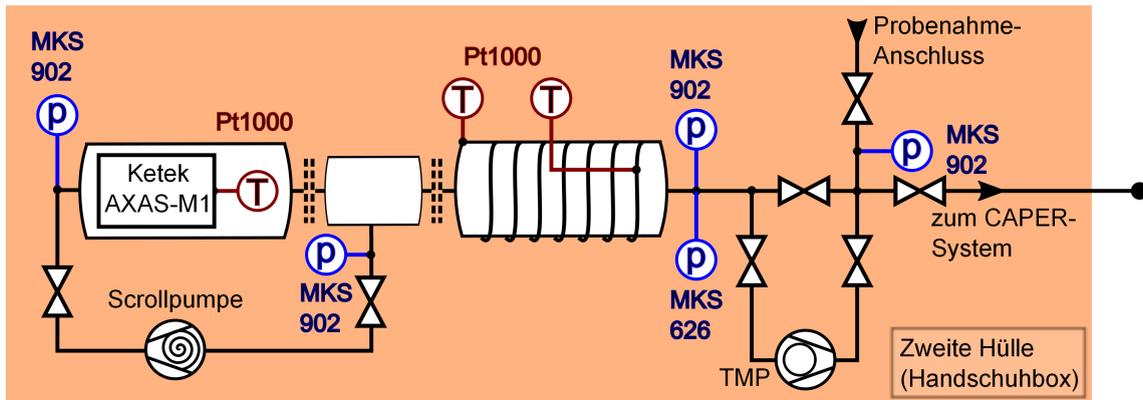


Abbildung 4.11.: Druck- und Temperatursensorik in TriReX. Darstellung wird im Text erläutert.

In Abb. 4.11 ist die Druck- und Temperatursensorik von TriReX dargestellt.

Vier Piezo-Drucksensoren (MKS 902) mit einem Druckbereich von $0,133 \text{ mbar} \leq p_{\text{Piezo}} \leq 1333 \text{ mbar}$ (Anhang F) überwachen den Druck im Detektorvolumen, Zwischenvolumen, Rezipientenvolumen und im Kreuzstück vor dem PNZ-Anschluss. Ein weiterer, kapazitiver Drucksensor (MKS 626) mit einem nachweisbaren Druckbereich von $10^{-1} \text{ mbar} \leq p_{\text{kap}} \leq 10^{-6} \text{ mbar}$ (Anhang F) ist am Rezipientenvolumen angeschlossen. Die Ausgabe des Drucks erfolgt bei beiden Sensortypen über einen 0–10 V Analogausgang.

Die Temperatur wird mithilfe von drei Pt1000-Sensoren überwacht. Temperatursensoren sind am Kupferrohr der Spule, an der Außenwand des Tritiumrezipienten und im Detektorelektronikvolumen angebracht. Die Temperaturüberwachung der Spule und der Detektorelektronik dient der Notabschaltung im Falle des Überhitzens einer dieser Komponenten. Mit dem Temperatursensor am Tritiumrezipienten ist eine mögliche Aufheizung durch die Spule nachweisbar. Die Pt1000-Sensoren sind an Messumformern¹² angeschlossen, die in einem Messbereich von $-30^\circ \leq \vartheta \leq 70^\circ$ ein Ausgangssignal von $4 \leq I_\vartheta \leq 20 \text{ mA}$ ausgehen.

Die Datenaufnahme von Druck- und Temperaturdaten erfolgt über ein in Labview integriertes Datenerfassungsmodul¹³ mit 8 Analogeingängen und 14 Bit Auflösung. Die Analogausgänge der Drucksensoren sind direkt angeschlossen, die 4 – 20 mA Ausgangssignale der Temperatursensoren werden durch Messumformer auf 0 – 10 V Signale umgesetzt und sind ebenfalls an das Datenerfassungsmodul angeschlossen.

Die Ausgangssignale der Detektorelektronik werden über Vakuumdurchführungen an die in der Handschuhbox platzierte DAQ angeschlossen. Diese kann selbst ohne PC-Verbindung Spektren aufzeichnen und wird per USB angebunden. Auf einem PC außerhalb der Handschuhbox ist die KETEK-Software installiert, welche die Spektren aus der DAQ ausliest und mit der man Detektor- und Messparameter konfiguriert.

¹²Messumformer-Modul für Pt1000-Sensoren Hygrosens PT-MOD-20MA-T1

¹³NI USB-6009 der Marke National Instruments

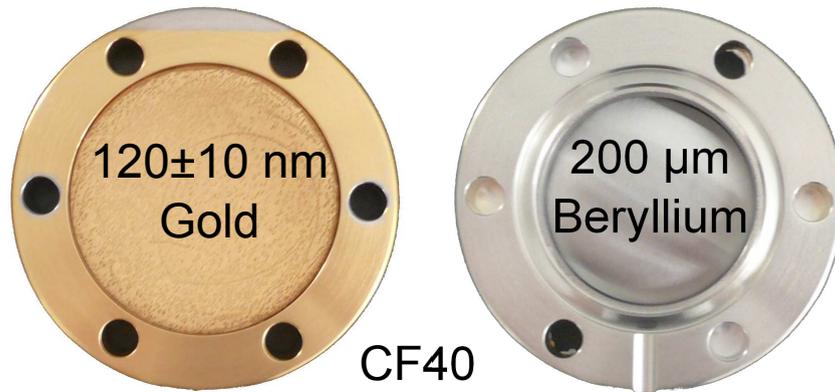


Abbildung 4.12.: Das CF40 Berylliumfenster als Analogon zur KATRIN-**”rear wall”**. Links die goldbeschichtete Seite Richtung Tritiumrezipient und rechts die Seite Richtung Zwischenvolumen.

4.4.3. Das Berylliumfenster als Modell der **”rear wall”**

Das kleine Berylliumfenster (CF40, Abb. 4.12) ist das Analogon zur **”rear wall”** in der WGTS. Die Berylliumfolie wurde per Diffusionslötten in den CF40 Flansch eingebracht. Der Hersteller¹⁴ gibt für eine 130 μm dicke Berylliumfolie in einem CF40 Flansch einen zulässigen Differenzdruck $\Delta p = 1$ bar an. Aus Sicherheitserwägungen wurde in TriReX ein CF40 Berylliumfenster mit 250 μm Dicke eingesetzt.

Das zweite, gegenüberliegende Berylliumfenster ist analog zum ersten aufgebaut und ist in einem CF50 Flansch montiert. Dieses Fenster ist in TriReX nur sehr geringen Differenzdrücken ausgesetzt und hat die vom Hersteller spezifizierte Standarddicke von 180 μm für $\Delta p = 1$ bar.

Beide Fenster wurden auf der Frontseite mit einer Goldschicht von 120 ± 10 nm Dicke gesputtert¹⁵. Nach Kap. 3.3 ist dies der optimale Kompromiss aus Bremsstrahlungserzeugung und Selbstabsorption.

Die Fenster sind laut Datenblatt mit einer integralen Heliumstandardleckrate von $Q_{L,\text{Std}} \leq 1 \cdot 10^{-9}$ mbar l/s spezifiziert. Da die Dichtigkeit des CF40 Berylliumfensters ein kritischer Faktor in TriReX ist (Kap. 3.4), werden im folgenden Kapitel die Vorversuche erläutert, in denen die Dichtigkeit des Berylliumfensters überprüft wurde. Darüber hinaus wird die Bestimmung der Detektorparameter und die Energiekalibrierung des Detektors erläutert.

¹⁴Materion Electrofusion

¹⁵Hersteller: Siegert Thinfilm Technology, Robert-Friese-Straße 3, D-07629 Hermsdorf

5. Vorversuche zu TriReX

Eine Kontamination des Detektors und des SDD mit Tritium ist nicht rückgängig zu machen. Daher muss vor den Tritiummessungen mit TriReX die Dichtheit des Berylliumfensters sichergestellt werden. Diese Messungen werden in Kap. 5.1 beschrieben. Darüber hinaus muss mithilfe einer Kalibrierquelle die Energiekalibrierung des Detektors durchgeführt werden und die geeigneten Parameter der Detektorelektronik für die späteren Tritiummessungen bestimmt werden. Diese Messungen werden in Kap. 5.2 erläutert.

5.1. Dichtheitsprüfung des Berylliumfenster

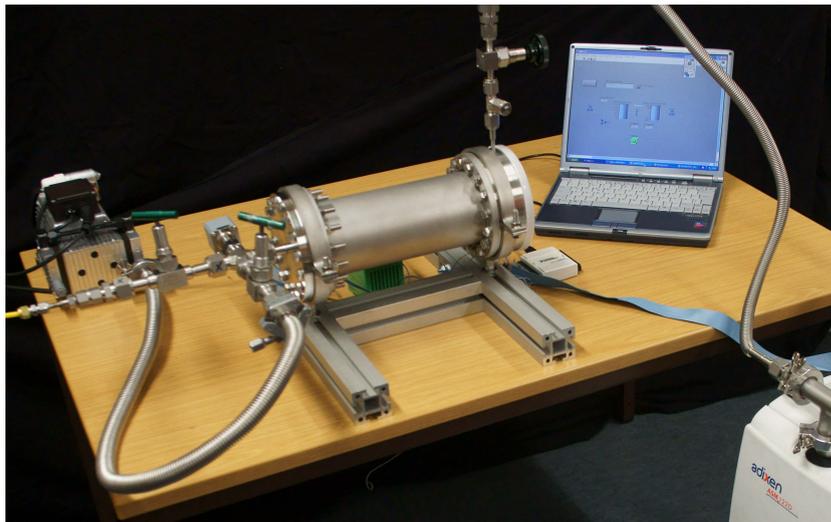


Abbildung 5.1.: Versuchsaufbau für die Messung der Heliumleckrate durch das Berylliumfenster. In der Mitte ist der Versuchsaufbau mit dem innen montierten Berylliumfenster, unten rechts ist das verwendete Lecksuchgerät (adixen ASM122D), oben rechts ist der Computer zur Aufnahme der Druck und Leckraten und links ist die verwendete Membranpumpe (DIVAC 0,8T) zum Evakuieren des Rezipienten.

Die Dichtheit des Berylliumfensters ist eine notwendige Voraussetzung für ein stabile Überwachung der Aktivität im Rezipienten. Sollte sich im Detektorvolumen Tritium akkumulieren, so würde die Zählrate bei jeder Messreihe ansteigen und damit die Sensitivität des Detektorsystems stetig abnehmen. Eine Kontamination des Detektors würde das Untergrundsignal dauerhaft erhöhen und den Detektor unbrauchbar machen. Deshalb wurde in einer Langzeitmessung von $t \approx 11$ Tagen die Heliumleckrate durch das Berylliumfenster bestimmt, um Materialfehler oder eine fehlerhafte Dichtung ausschließen zu können.

5.1.1. Aufbau und Versuchsdurchführung

Der Versuchsaufbau (Abb. 5.1) für die Permeationsmessung ist eine reduzierte Version des in Kap. 4 besprochenen TriReX-Aufbaus. Anhand des Fließbildes (Abb. 5.2) wird der Versuchsaufbau erläutert.

Der mit Helium gefüllte Rezipient, ein CF100 Rohr mit 270 mm Länge, ist auf der rechten Seite mit einem CF100/CF40 Zwischenflansch verbunden. Der CF40 Anschluss des Zwischenflansches ist auf Rezipientenseite mit dem in Kap. 4.4.3 beschriebenen, goldbeschichteten CF40 Berylliumfenster verbunden. Der CF40 Lochkreis des Zwischenflansches auf der gegenüberliegenden Seite ist blindgefächert. Das innere Volumen des Zwischenflansches ist über eine Durchföhrung mit dem Lecksuchgerät (adixen ASM 122D) verbunden. Die minimal nachweisbare Leckrate dieses Geräts ist laut Datenblatt $Q_{min} = 5 \cdot 10^{-13}$ mbar l/s. Ein an den Leckdetektor angeschlossenes Prüffleck¹ dient der Kalibrierung.

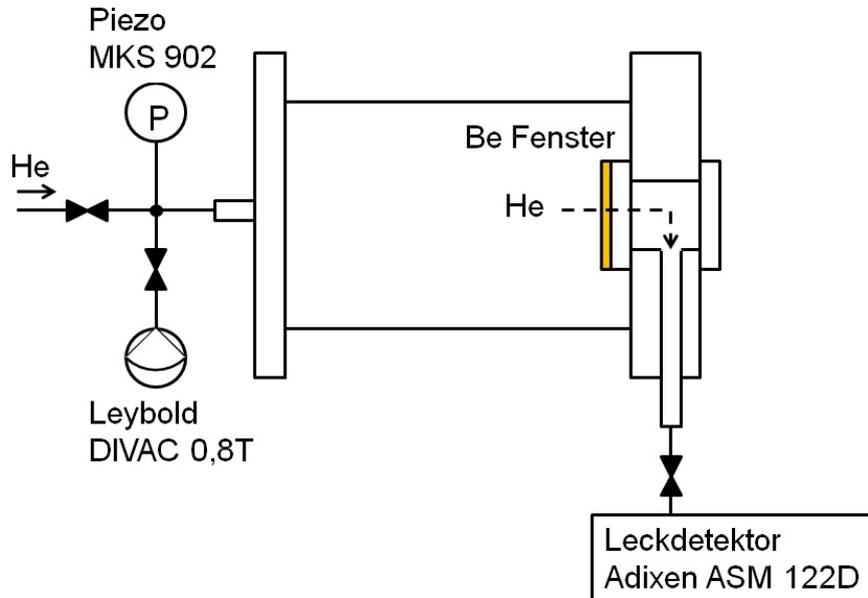


Abbildung 5.2.: Das Fließbild des Versuchsaufbaus zur Bestimmung der Heliumleckrate durch das Berylliumfenster.

¹Helium-Prüffleck, Permeationstyp TL8 16557, $Q_L = 2,3 \cdot 10^{-8}$ mbar l/s, Füllung: 12.9.2008, Ser.Nr.: 90001089879

Die linke Seite des Rezipienten ist mit einem CF100 nach 1/4 Zoll VCR Flansch verbunden. Über ein Kreuzstück sind ein Drucksensor (MKS 902), die Zuführung für das Helium und eine Membranvakuum Pumpe (Leybold DIVAC 0,8 T) mit dem Rezipienten verbunden. Mit zwei Handventilen kann die Heliumzuführung und die Membranvakuum Pumpe vom Rezipienten getrennt werden.

Das Lecksuchgerät wurde in einem ersten Schritt mit dem Prüffleck kalibriert. Anschließend wurde der Rezipient mit der Membranvakuum Pumpe evakuiert und danach mit Helium 6.0² bei $p = 537$ mbar geflutet. Dann wurde eine Messung mit insgesamt 150 h Nettomesszeit gestartet, um die Heliumleckrate durch das Berylliumfenster zu bestimmen. Anschließend wurde der Rezipient evakuiert und über 120 h Nettomesszeit hinweg die Leckrate durch das Berylliumfenster bestimmt.

5.1.2. Ergebnisse der Dichtheitsprüfung

In Abb. 5.3 ist der Heliumdruck im Rezipienten und die Heliumleckrate durch das Berylliumfenster über der Nettomesszeit dargestellt. Die Heliumleckrate liegt, mit Ausnahme der drei Linien (1, 2, 3), über den gesamten Messzeitraum hinweg in einem Bereich von $Q_L \leq 1 \cdot 10^{-10}$ mbar l/s. Die drei Linien (1, 2, 3) in der Heliumleckrate kamen durch ab- und anschließen des Lecksuchgerätes zustande, da dieser nicht ununterbrochen zur Verfügung stand. Die Linie (4) im Rezipientendruck bei $t \approx 178$ h war eine Spülung des Rezipienten mit Laboratmosphäre und erneuter Evakuierung.

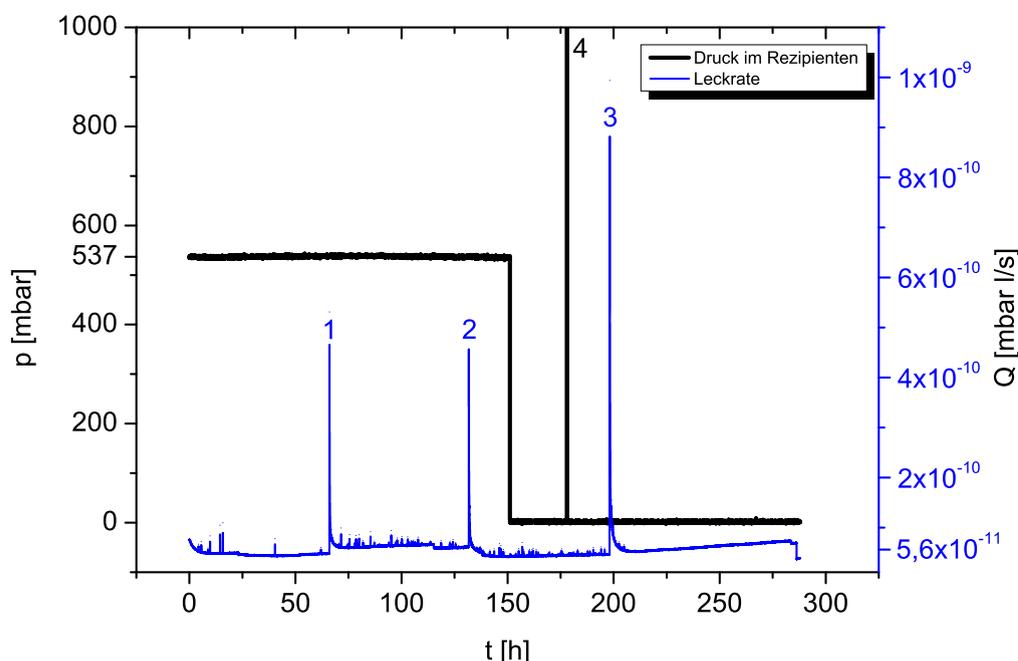


Abbildung 5.3.: Die Heliumleckrate durch das Berylliumfenster und der Heliumdruck im Rezipienten in Abhängigkeit der Zeit. Die Linien 1-4 werden im Text näher erläutert.

²Helium mit einer Reinheit von $\geq 99,9999$ Vol.%

Es gibt keinen Hinweis darauf, daß die Leckrate Q_L vom Druck im Rezipienten beeinflusst wurde. Vermutlich ist die gemessene Leckrate daher nicht die Leckrate durch das Berylliumfenster sondern Heliumuntergrund, welcher bspw. durch die Elastomer Dichtung des Lecksuchgerätes eindringen kann. Trotzdem kann man die gemessene Leckrate als Obergrenze für den Heliumfluss durch das Berylliumfenster definieren. Die mittlere Heliumleckrate und die mittlere Heliumstandardleckrate³ sind:

$$\bar{Q}_L = 5,61 \cdot 10^{-11} \frac{\text{mbar l}}{\text{s}} \quad (5.1)$$

$$\bar{Q}_{L/\text{He-Std}} = 1,06 \cdot 10^{-10} \frac{\text{mbar l}}{\text{s}} \quad (5.2)$$

Diese Leckraten liegen etwa Größenordnung unter der vom Hersteller spezifizierten maximalen Heliumstandardleckrate $Q_{L/\text{He-Std}} \leq 1 \cdot 10^{-9} \text{ mbar l/s}$ des Berylliumfensters.

Damit können Materialfehler im Berylliumfenster oder eine fehlerhafte Dichtung ausgeschlossen werden. Eine signifikante Tritiumpermeation durch das Berylliumfenster kann dennoch stattfinden und kann erst durch spätere Tritiummessungen ausgeschlossen werden.

5.2. Energiekalibrierung und Charakterisierung des Detektors

Ziel dieser Arbeit ist eine stabile Überwachung der Tritiumaktivität im Rezipienten. Dafür müssen zuerst die optimalen Einstellungen für die signalverarbeitende Elektronik gefunden werden. Die KETEK-Software, die zur DAQ mitgeliefert wurde, lässt die Einstellung der folgenden Parameter zu:

1. "shaping time" $1,32 \mu\text{s} \leq t_{\text{shape}} \leq 13,3 \mu\text{s}$
2. "threshold" (15 Einstellungen möglich)
3. "gain" (15 Einstellungen möglich)

Das rampenförmige Ausgangssignal des Detektors in Abb. 4.2 wird zur Signalauswertung in einem ersten Schritt differenziert und durch eine weitere elektronische Pulsformung in gaußförmige Signale (für jeden Amplitudensprung ein Gaußpeak) umgewandelt. Dadurch wird Rauschen im Detektor und der Elektronik herausgemittelt und das Ausgangssignal erreicht schneller wieder die Nulllinie. Damit lassen sich hohe Zählraten (im Bereich 10^5 s^{-1}) verarbeiten. Die Amplitude dieses Signals ist proportional zur Energie des Ereignisses im Detektor. Die Breite des gaußförmigen Signals ist durch die "shaping time" charakterisiert. Die "shaping time" sollte groß genug gewählt werden um die maximale Amplitude des Eingangsimpulses zu erfassen. Andererseits muss sie klein genug sein um die Totzeit zu minimieren, innerhalb derer kein weiteres Ereignis registriert wird. Mit ansteigender Totzeit wird das Verhältnis von registrierter Zählrate zu tatsächlicher Ereignisrate immer schlechter.

³Heliumleckrate, die bei gleichem Messaufbau unter Standardbedingungen ($T = 20^\circ \text{C}$, $\Delta P = 1013 \text{ mbar}$) auftreten würde.

Darüber hinaus ist auch die Energieauflösung des Detektorsystems von der "shaping time" abhängig.

Der Verstärkungsfaktor ("gain") sollte für eine optimale Darstellung so eingestellt sein, daß die Endpunktenergie von Trititium gerade noch innerhalb der 8192 Eingangskanäle liegt.

Fluktuationen im Leckstrom des SDD und das Rauschen der Verstärkerelektronik verursachen im niederenergetischen Teil des Spektrums einen Rauschpeak. Der Schwellenwert der Energie ("threshold") sollte knapp oberhalb des intrinsischen Rauschpeaks liegen, um den Rauschpeak vom Nutzsignal abzutrennen.

Darüber hinaus muss das vom Detektor erzeugte Impulshöhenspektrum, für eine Interpretation der Ergebnisse, in ein Energiespektrum umgewandelt werden. Im Impulshöhenspektrum ist die Anzahl der Ereignisse pro Kanal des ADU⁴ aufgetragen. Im Energiespektrum ist die Anzahl der Ereignisse pro Energieintervall ΔE aufgetragen. Um den ADU-Kanälen die entsprechenden Energien zuzuordnen, bestrahlt man den Detektor mit einer Röntgenfluoreszenzquelle. Sind die Energien der Fluoreszenzlinien der Quelle bekannt, kann man Kanal-Energie-Zuordnungen machen und durch Berechnung einer Anpassungsgeraden die Energien der restlichen Kanäle extrapolieren.

5.2.1. Aufbau und Versuchsdurchführung

Die Detektorkalibrierung und Detektorcharakterisierung fand am Institut für Kernphysik (IKP) des KIT statt. Das IKP besitzt eine Umgangsgenehmigung für eine ²⁴¹Am-Quelle mit einer Aktivität $A = 3,47 \cdot 10^8$ Bq, die für die Detektorkalibrierung eingesetzt werden kann.

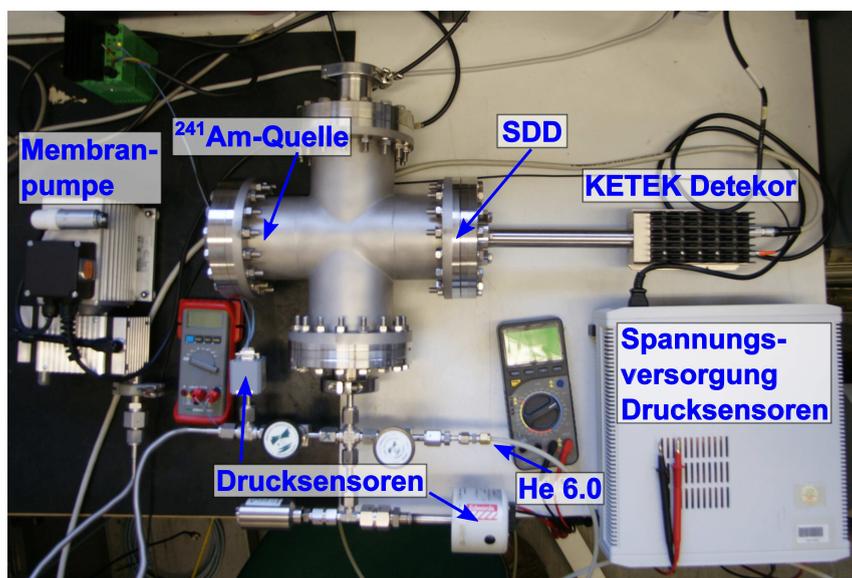


Abbildung 5.4.: Versuchsaufbau für die Detektorkalibrierung und Detektorcharakterisierung. Eine Membranvakuumpumpe dient dem Evakuieren des CF100 Kreuzstücks. Der Detektor "blickt" in Richtung der Kalibrierquelle, welche durch ein Borsilikatglas vakuumtechnisch vom Rezipienten getrennt ist.

⁴Analog-Digital-Umsetzer

Tabelle 5.1.: Röntgenstrahlenemission der ^{241}Am -Kalibrierquelle (Anhang F).

Material	Cu	Rb	Mo	Ag	Ba	Tb
E_{K_α} [keV]	8,04	13,37	17,44	22,10	32,06	44,23
E_{K_β} [keV]	8,91	14,97	19,63	24,99	36,55	50,65
Ausbeute [1/s · sr]	$2,5 \cdot 10^3$	$8,8 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^4$	$3,9 \cdot 10^4$	$4,7 \cdot 10^4$	$7,6 \cdot 10^4$

In Abb. 5.4 ist der Versuchsaufbau dargestellt. Ein CF100 Kreuzstück dient als Vakuumbehälter und wird mithilfe einer Membranvakuumpumpe (Leybold DIVAC 0,8 T) auf einen Enddruck von $p_{\text{end}} \leq 0,1$ mbar evakuiert. Über ein Handventil ist eine Helium 6.0 Gasflasche angeschlossen. Damit lässt sich der Rezipient mit einem inerten Gas⁵ fluten.

Am linken Flansch des Kreuzstücks ist ein innenliegendes Borsilikatglasfenster montiert. Dieses Fenster dient dem vakuumdichten Abschluss der Kammer. Die ^{241}Am -Kalibrierquelle ist nicht vakuumtauglich und liegt hinter dem Fenster bei Normalatmosphäre. Die Strahlaustrittsöffnung der Quelle ist in Richtung Detektor ausgerichtet und Röntgenstrahlung aus der Quelle muss zuerst das Borsilikatglas durchqueren bevor sie im SDD nachgewiesen werden kann.

Das in der Kalibrierquelle verwendete Radionuklid ist ^{241}Am . Es handelt sich dabei um einen α -Strahler mit einer Halbwertszeit $t_{1/2} = 432,2$ Jahre [Mag06]. Der Tochterkern (^{237}Np) emittiert Röntgenstrahlung. Die dominante Linie ist bei der Energie $E_\gamma = 59,54$ keV mit einer Emissionswahrscheinlichkeit von 35,9%. Die ^{241}Am -Keramik ist rundum mit Wolfram geschirmt und besitzt ein kleines Austrittsfenster, welches ausschließlich Röntgenstrahlung hindurchlässt. Die Röntgenstrahlung durchläuft zusätzlich eines von sechs dünnen Targets (Ag, Cu, Mo, Rb, Ba, Tb), die auf einer Drehscheibe montiert sind. Die Primärstrahlung verursacht in den Targetmaterialien Fluoreszenzen und erzeugt so die entsprechenden Fluoreszenzlinien niedrigerer Energie. Die möglichen Fluoreszenzlinien sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Für eine detailliertere Beschreibung der Quelle siehe das Datenblatt im Anhang F.

⁵Inertgase sind chemisch träge und reagieren nicht mit anderen Stoffen.

5.2.2. Untergrundsignal des Detektors

In Abb. 5.5 ist der Detektoruntergrund bei Messungen am IKP zu sehen. Der "threshold" wurde bei diesen Messungen $T = 5$ gesetzt, um den von Leckströmen und elektronischem Rauschen verursachten Rauschpeak am niederenergetischen Rand des Spektrums erkennen zu können. Ereignisse mit höherer Energie sind natürliche und künstliche Quellen von Radioaktivität in der Detektorumgebung. Beispiele für Untergrundquellen sind:

- Myoneninduzierter Ereignisse aufgrund kosmischer Strahlung.
- ^{222}Rn als Teil der ^{238}U -Zerfallsreihe diffundiert aus zahlreichen Materialien.
- ^{40}K als Bestandteil der für den Versuchsaufbau verwendeten Materialien.
- ^{137}Cs wurde während des Reaktorunfalls in Tschernobyl freigesetzt.

Darüber hinaus wurde bei anderen Detektormessungen am IKP bereits festgestellt, daß hochfrequente Störungen auf der 230 V Versorgungsleitung vorhanden sind, die eine mögliche Ursache für Untergrundsignale sein können [Ste11].

Die bei den Untergrundmessungen ermittelten Zählraten sind:

$$\dot{N}_{\text{Ug,ges}} = (49,3 \pm 0,87) \text{ s}^{-1} \quad (5.3)$$

$$\dot{N}_{\text{Ug,>100}} = (20,3 \pm 0,56) \text{ s}^{-1} \quad (5.4)$$

Der zweite, niedrigere Wert kommt durch ein Abschneiden des Spektrums bei Kanalnummer kleiner 100 zustande. Dies entspricht Energien (siehe Kap. 5.2.4) von $E \leq 0,23 \text{ keV}$, welche für eine spätere Überwachung der Aktivität im Rezipienten uninteressant sind. Röntgenstrahlung mit solch geringer Energie hat aufgrund der Absorptionswahrscheinlichkeit im Berylliumfenster (Kap. 6.3.2) keinen signifikanten Anteil an der Gesamtzählrate.

Die intrinsischen Untergrundraten sind damit deutlich unter den physikalischen Anforderungen. Der systematische Fehler bei einer anvisierten Zählrate (siehe Kap. 4.3) von $dN/dt \geq 1000 \text{ s}^{-1}$ bei einer Aktivität von $A = 10^{11} \text{ Bq}$ im Rezipienten muss $\leq 0,1\%$ sein. Tatsächlich wäre der Anteil am systematischen Fehler bei dieser Zählrate $\leq 0,049\%$ bzw. $\leq 0,020\%$.

Ein weiteres Ergebnis der Untergrundmessungen war die Erkenntnis, dass der Detektor sehr empfindlich auf Helium im Rezipienten reagiert. Ursprünglich sollte das Zwischenvolumen im TriReX Aufbau (Abb. 4.5), welches den SDD enthält, mit etwa 50 mbar Helium 6.0 gefüllt sein, um bei einem Bruch des Berylliumfensters den Druckabfall bei Entspannung in den Rezipienten erfassen zu können. Dies sollte als Brucherkenkung für das Berylliumfenster dienen.

Bereits Spuren von Helium im Rezipienten ($p_{\text{He}} \leq 0,1 \text{ mbar}$) verursachen jedoch eine Totzeit von 100% im Detektor. Eine Analyse des Detektorsignals zeigt, dass sich der Rauschanteil massiv erhöht und dadurch die Zählrate über die vom Hersteller spezifizierte maximale Zählrate steigt ($2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ bei $\approx 60\%$ Totzeit). Der Grund hierfür ist vermutlich der Wärmeeintrag des Heliums auf den SDD und die Überschreitung der maximalen Kühlleistung des Peltierelements. Ein Auslesen der SDD-Temperatur wird von der KETEK-Software aktuell leider nicht unterstützt. Spülen mit Laboratmosphäre und erneutes Evakuieren des Rezipienten auf $p \leq 0,1 \text{ mbar}$ machten den Detektor aber wieder betriebsbereit.

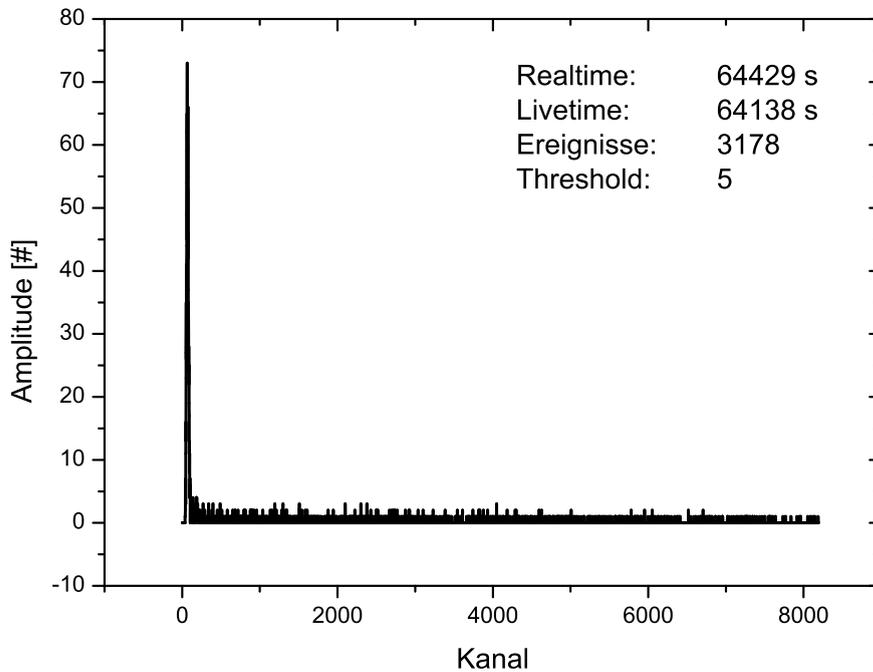


Abbildung 5.5.: Detektoruntergrund bei Messungen am IKP. Das Maximum des Rauschpeaks liegt bei Kanal $x = 65$ was einer Energie von $E \approx 152$ eV entspricht.

5.2.3. Parameter der Detektorelektronik

5.2.3.1. "threshold"

Der "threshold" legt die untere Energieschwelle fest, bei der Ereignisse im Detektor noch registriert werden. Wählt man diesen zu klein, werden Leckströme und elektronisches Rauschen als Ereignisse registriert. Dies führt zu einem exponentiellen Anstieg des Rauschpeaks, der Zählrate und damit auch der Totzeit im Detektor. Wählt man den "threshold" zu groß, werden möglicherweise sinnvolle Ereignisse nicht registriert.

Laut [NIST04] ist die Transmission von Röntgenstrahlung durch ein $250 \mu\text{m}$ dickes Berylliumfenster bei Energien $E \leq 1,49 \text{ keV}$ kleiner als $T \leq 0,05\%$. Unterhalb dieser Energieschwelle sind Ereignisse also höchstwahrscheinlich Untergrund und nicht durch das Berylliumfenster transmittiert. Wie im Kapitel 5.2.4 gezeigt wird, entspricht das bei einem "gain" $G = 10$ dem Kanal $x_{1,49 \text{ keV}} = 638$. Die Begrenzung durch den "threshold" $T = 5$ wirkt sich lediglich auf die ersten 80 Kanäle (entspricht Energien $E \leq 180$ eV) des Energiespektrums aus und kann damit als unkritisch betrachtet werden. Der gewählte "threshold" von $T = 5$, mit einer Untergrundzählrate von $\dot{N}_{Ug,ges} = (49,3 \pm 0,87) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, wurde deshalb für alle weiteren Messungen beibehalten.

5.2.3.2. "gain"

Der Verstärkungsfaktor verkürzt bzw. spreizt die Energieachse des Impulshöhenspektrums. Dabei wird die Kanalnummer mit dem "gain" multipliziert und Zwi-

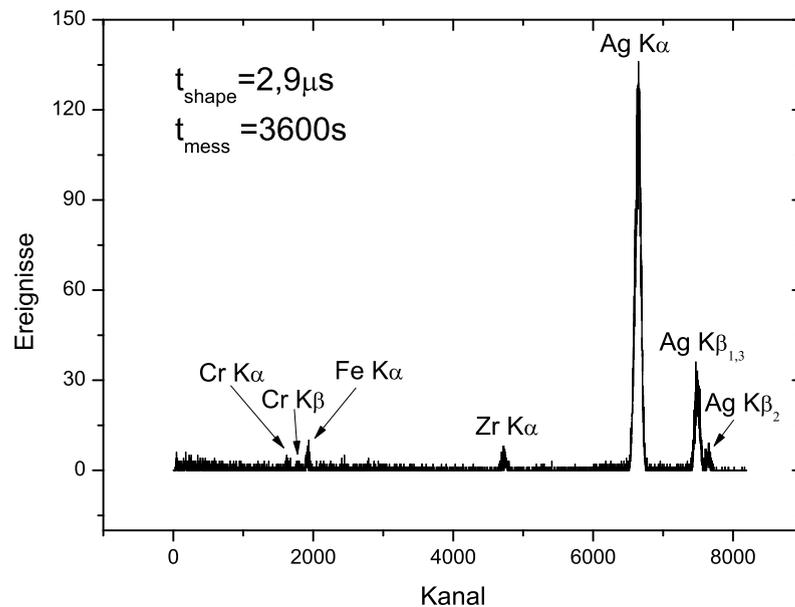


Abbildung 5.6.: Spektrum einer ^{241}Am -Kalibrierquelle mit vorgeschaltetem Ag-Fenster und "gain" $G = 7$. Neben den charakteristischen Röntgenlinien von Ag sind die Cr- und Fe-Linien sichtbar, die im Edelstahl des Versuchsaufbaus entstehen. Die Zr-Linie entsteht durch den Zirkoniumkollimator des SDD.

schenwerte interpoliert. Die ersten 8192 Kanäle bilden dann das Impulshöhenspektrum und der Rest des so gestreckten Spektrums wird verworfen. Obwohl es keinen deutlichen Vorteil in der Energieauflösung bietet, wurde der "gain" jeweils so gewählt, dass die interessierenden Energien ($0 \text{ keV} \leq E \leq 19 \text{ keV}$) die 8192 Kanäle möglichst ausfüllen. Ereignisse höherer Energien bleiben damit unberücksichtigt. Fluoreszenzenenergien der Kalibrierquelle und die Endpunktsenergie des Tritiumbetaspektrums sind jedoch bekannt und Ereignisse oberhalb dieser Energien sind natürliche oder künstliche Untergrundquellen und können damit verworfen werden.

Der Verstärkungsfaktor wurde in zwei Einstellungen benutzt:

$$G = 7 \quad (5.5)$$

$$G = 10 \quad (5.6)$$

Ein "gain" von 7 wurde für die Messungen der "shaping time" verwendet, um die Ag-Linie bei $E_{\text{Ag}} = 22,1 \text{ keV}$ darzustellen. Die Ag-Linie ist dabei ein Kompromiss aus möglichst niedriger Energie und hoher Intensität der Kalibrierquelle. (siehe Tab. 5.1) Fluoreszenzen niedrigerer Energie werden zu stark von dem verbauten Borsilikatglasfenster absorbiert, um in akzeptabler Messdauer genügend Ereignisse zu erhalten.

Ein "gain" $G = 10$ wurde für alle Tritiummessungen verwendet, da die Endpunktsenergie von $18,6 \text{ keV}$ mit dieser Einstellung gerade innerhalb der 8192 Kanäle liegt.

5.2.3.3. "shaping time"

Die KETEK-Software erlaubt eine Einstellung der "shaping time" zwischen $1,32 \mu\text{s}$ und $13,3 \mu\text{s}$. Die Einstellung der "shaping time" ist ein Kompromiss aus der erreichbaren Energieauflösung und der anvisierten Zählrate eines Detektorsystems. Ein möglichst großes Zeitfenster sollte gewählt werden, damit die Pulsformung das gesamte Eingangssignal erfasst und sich Rauschbeiträge möglichst ausmitteln. Dadurch steigt aber auch die Totzeit des Detektorsystems und die maximal erzielbare Zählrate sinkt. Darüber hinaus kommt es häufiger zu Pile-Up⁶ Effekten. Wählt man ein kurzes Zeitfenster steigt die maximale Zählrate des Detektorsystems aber die Energieauflösung wird reduziert und der Rauschanteil wird erhöht.

Mit der Kalibrierquelle wurde die Ag-Linie bei verschiedenen Einstellungen der "shaping time" gemessen. In Abb. 5.6 ist eines dieser Spektren dargestellt. An die $K_{\alpha 1}$ und die $K_{\beta 1,3}$ Linie von Silber wurde anschließend eine Gaußkurve gefittet und die Halbwertsbreite FWHM⁷ der Gaußkurve bestimmt. In Abb. 5.7 ist die FWHM in Abhängigkeit der "shaping time" dargestellt.

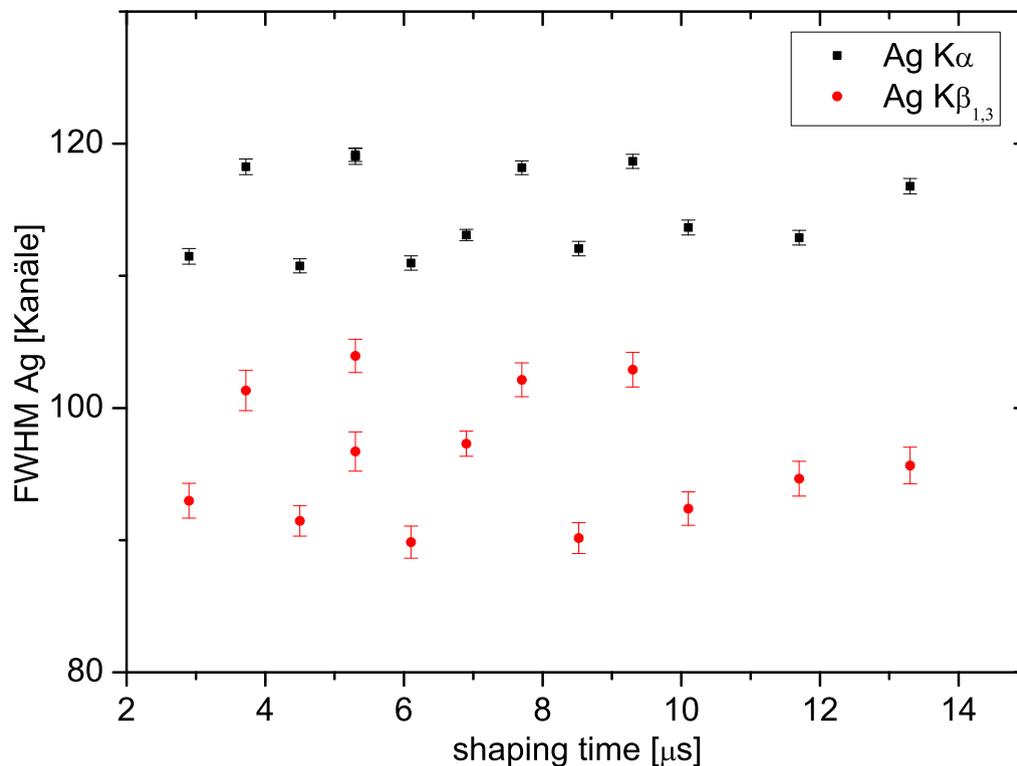


Abbildung 5.7.: FWHM der Ag-Linien in Abhängigkeit der "shaping time". Der Zusammenhang zwischen FWHM und "shaping time" zeigt einen ungewöhnlichen zickzackförmigen Verlauf. Andere Messungen am TLK mit einem baugleichen Detektorsystem desselben Herstellers zeigten ähnliche Ergebnisse. Systematische Untersuchungen zu diesem Verhalten folgen in [Höv11] und [Rei11].

⁶Zeitlich kurz aufeinander folgende Ereignisse, die innerhalb der "shaping time" liegen und als ein Ereignis registriert werden.

⁷Full Width Half Maximum

Der Einfluss der "shaping time" auf die Energieauflösung ist für TriReX innerhalb der gemessenen Werte vernachlässigbar. Um Pile-Up Effekte zu vermeiden, sollte die "shaping time" in Abhängigkeit der zu erwartenden Zählrate gewählt werden. Die erwartete Zählrate bei einer Aktivität von $A = 10^{11}$ Bq im Rezipienten liegt bei $10^3 \leq (dN/dt)_{\max} \leq 10^5$. Die gemessene Ereignisrate in Abhängigkeit der tatsächlich im Detektor stattfindenden Ereignisse und der "shaping time" ist im Anhang D.4 (Datenblatt des Herstellers) dargestellt. Bei den in TriReX zu erwartenden Zählraten ist der Einfluss der "shaping time" minimal. Aus diesem Grund wurde für weitere Messungen eine "shaping time" von $t_{\text{shape}} = 6,1 \mu\text{s}$ verwendet, welche nach Abb. 5.7 ein Minimum der Energieauflösung darstellt und Reserven für höhere maximale Zählraten ermöglicht.

5.2.4. Energiekalibrierung des Detektors

Zur Energiekalibrierung des Detektors wurden die Rb- und Mo-Linien der ^{241}Am -Kalibrierquelle verwendet. Die Kupfer $\text{K}\alpha$ -Linie liegt mit 6,4 keV [XDB09] zwar energetischer günstiger für eine Energiekalibrierung des Tritiumbetaspektrums, hatte aber nur eine geringe Intensität im Impulshöhenspektrum. Zusätzlich zu den Rb- und Mo-Linien wurden die Fluoreszenzlinien von Fe und Zr für die Energiekalibrierung verwendet. Diese Materialien sind Bestandteil des experimentellen Kalibrieraufbaus. Ein Zirkoniumkollimator ist im SDD verbaut und Eisen ist in großen Mengen im Edelstahlrezipienten vorhanden. In Abb. 5.8 sind die verwendeten Kalibrierspektren dargestellt.

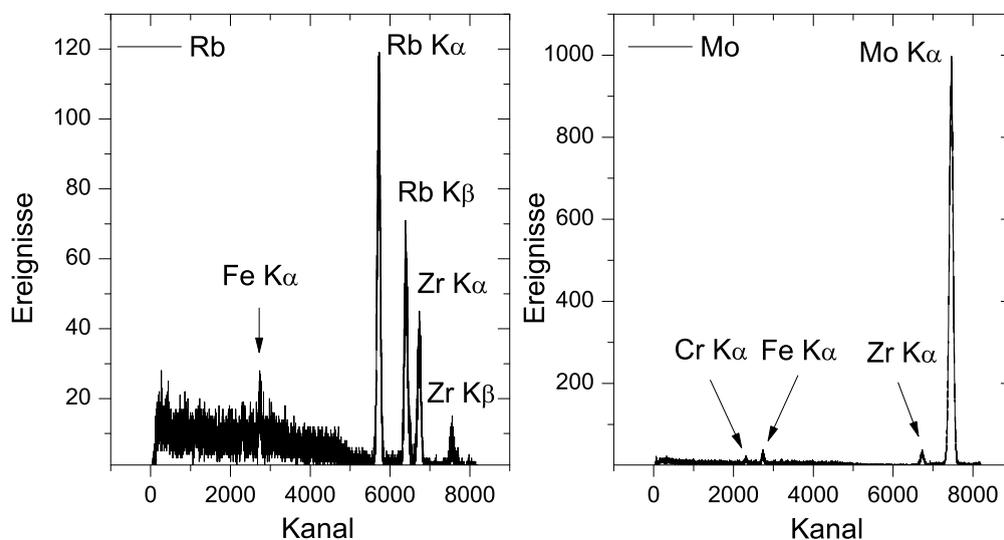


Abbildung 5.8.: Mit einer ^{241}Am -Kalibrierquelle aufgenommenes Rb- und Mo-Spektrum zur Energiekalibrierung des Detektors ($t_{\text{mess,Rb}} = 86807$ s, $t_{\text{mess,Mo}} = 73650$ s). Fe- und Cr-Linien werden vom Edelstahl des Versuchsaufbaus verursacht. Die Zr-Linien stammen vom Zirkoniumkollimator des SDD.

Tabelle 5.2.: Gemessene Fluoreszenzlinien für die Energiekalibrierung des Detektorsystems und die zugehörigen Fluoreszenzenergien nach [XDB09].

Material	Spektrum	Linie	Zentrum [Kanal]	FWHM [Kanal]	Energie [eV]
Rb	1	$K\alpha$	$5718,87 \pm 0,418$	$108,29 \pm 0,86$	13374,9
Rb	1	$K\beta_{1,3}$	$6397,2 \pm 1,64$	$107,85 \pm 2,58$	14958,1
Rb	1	$K\beta_2$	$6495 \pm 19,9$	$127,98 \pm 28,37$	15185
Zr	1	$K\alpha$	$6729,56 \pm 0,778$	$119,74 \pm 1,71$	15746,3
Zr	2	$K\alpha$	$6730,3 \pm 1,23$	$126,45 \pm 2,76$	15746,3
Mo	2	$K\alpha$	$7456,92 \pm 0,203$	$134,19 \pm 0,41$	17443,4
Fe	2	$K\alpha$	$2738,9 \pm 1,33$	$112,44 \pm 3,43$	6399,5

Für die Kalibrierung wurden die in Tab. 5.2 notierten Fluoreszenzlinien verwendet. Die Werte wurden durch Ausgleichsrechnungen von Gauß-Verteilungen an die Fluoreszenzlinien des Rb- und Mo-Spektrum bestimmt. Damit ergibt sich die Kalibriergerade:

$$E = (2,3407 \pm 0,00072) \text{ eV/Kanal} \cdot x_{\text{Kanal}} - (11,0 \pm 5,1) \text{ eV} \quad (5.7)$$

Die Energieauflösung des Detektors von $(202,4 \pm 22,6) \text{ eV}$ bei $E = 13395,3 \text{ eV}$ wurde mithilfe der Rb $K\alpha_1$ -Linie (Abb. A.1) bestimmt.

Die Energiekalibrierung und die Einstellung der Detektorparameter sind Ausgangspunkt für die weiteren Tritiummessungen, die im Folgenden Kapitel erläutert werden.

6. Tritiummessungen mit TriReX

Ziel der Tritiummessungen mit TriReX ist der Beantwortung der in Kap. 2.2.5.2 aufgeworfenen Fragen bezüglich der Eignung eines Bremsstrahlungsmonitors zur Überwachung der KATRIN-Tritiumquelle.

Zu diesem Zweck wurden die folgenden Fragestellungen bearbeitet und die dazu notwendigen Messungen durchgeführt.

1. Wie groß ist der intrinsische Detektoruntergrund im TriReX-Aufbau?
2. Was ist die Tritiumnachweisgrenze des Detektorsystems und wie groß ist die Nachweiseffizienz bei KATRIN-nahen Bedingungen?
3. Welchen Einfluss hat das Magnetfeld auf die Nachweiseffizienz des Detektorsystems?
4. Wie verhalten sich die Fluoreszenz- und Bremsstrahlungsanteile in Abhängigkeit des Tritiumpartialdrucks im Rezipienten? Lassen sich dadurch Quellen für Untergrundsignale identifizieren?
5. Gibt es einen Tritium-Memoryeffekt im TriReX-Aufbau?

Für die Tritiummessungen mit TriReX wurden Teile der TLK-Infrastruktur in Anspruch genommen. Deshalb wird in Kap. 6.1 zuerst eine Einführung in den Ablauf einer Standard-Tritiummessung gegeben. In Kap. 6.2 folgt ein Überblick über die durchgeführten Messungen. In Kap. 6.3 werden die Merkmale und die Entstehungsmechanismen eines Beispielspektrums diskutiert und eine Anpassungsfunktion für spätere Auswertungen hergeleitet. Danach werden in Kap. 6.3- 6.8 die einzelnen Fragestellungen und die Messergebnisse im Detail erläutert. In Kap. 6.9 werden die TriReX-Messergebnisse im Zusammenhang mit KATRIN diskutiert.

6.1. Beschreibung einer Standardmessung

Eine Standardmessung mit TriReX besteht aus sechs Teilschritten.

1. Evakuierung des Rezipienten.
2. Aktivitätsmessung zur Untergrundbestimmung.
3. Befüllung des Rezipienten mit einer definierten (H,D,T)-Gasmischung.
4. Aktivitätsmessung der (H,D,T)-Gasmischung.
5. Evakuierung des Rezipienten.
6. Aktivitätsmessung zur Untergrundbestimmung.

Die Punkte 1,5 und 2,4,6 sind im Handlungsablauf identisch und werden jeweils gemeinsam beschrieben.

Evakuierung des Rezipienten

Die Evakuierung des Rezipienten (Abb. 6.1) erfolgt in zwei Teilschritten. Das Experiment wird bis zu einem Druck von $0,1 \text{ mbar} < p_{\text{Rez}} < 10 \text{ mbar}$ im Rezipienten über das Vakuumsystem der CAPER-Anlage evakuiert. Ist der Druck im Rezipienten kleiner 1 mbar, kann HV023 geschlossen und die in TriReX verbaute TMP in Reihe (HV022, HV024 öffnen) dazu geschaltet werden. Der erforderliche Vordruck für die TMP wird durch die CAPER-Anlage bereitgestellt; die TMP ermöglicht dann einen Enddruck von kleiner $2 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$ im Rezipienten. Die Handventile (HV022, HV024, HV025) werden wieder geschlossen und die abgepumpten Restgase werden von der CAPER-Anlage prozessiert, um Tritium zurückzugewinnen.

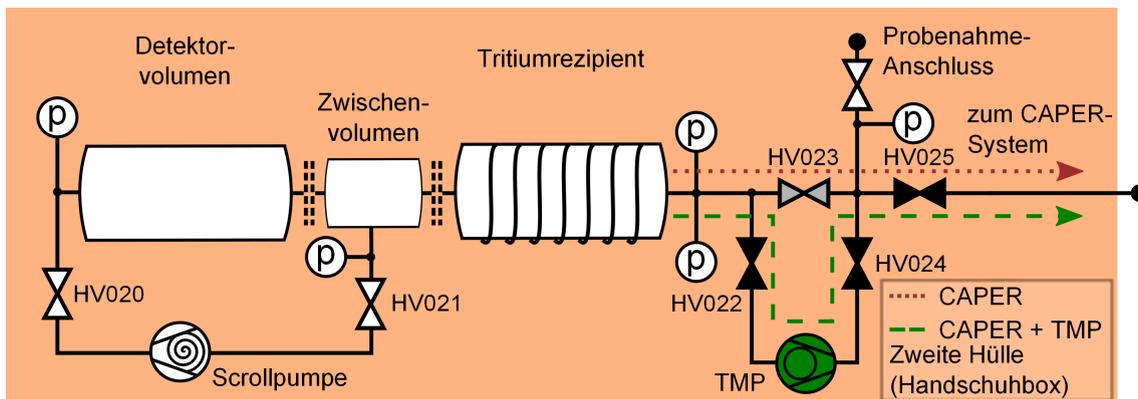


Abbildung 6.1.: Evakuierung des Rezipienten im TriReX Fließbild. Zuerst wird direkt mit Pumpen der CAPER-Anlage (gepunktete Linie) evakuiert. Sobald der Startdruck für die TMP (Turbomolekularpumpe) erreicht ist, wird diese in Reihe (gestrichelte Linie) dazu geschaltet.

Befüllung des Rezipienten mit einer definierten Gasmischung

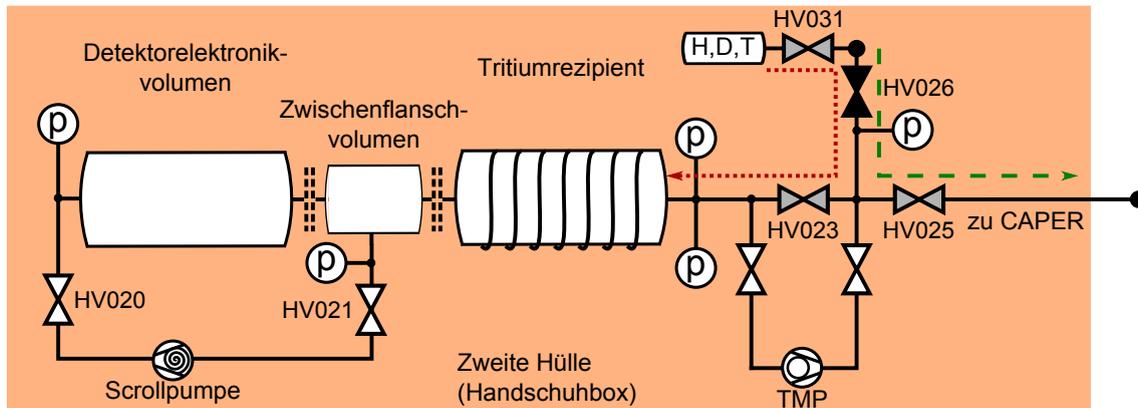


Abbildung 6.2.: Befüllung des Rezipienten im TriReX Fließbild. Nach dem Anschluss des Probenahmezylinders (PNZ) muss das Volumen zwischen HV031 und CAPER-Anlage (gestrichelte Linie) evakuiert werden. Danach erfolgt eine Druckanstiegsprüfung gemäß interner Arbeitsanweisung des TLK (näheres dazu im Text). Anschließend kann die (H,D,T)-Gasmischung in den Rezipienten (gepunktete Linie) entspannt werden.

Das Befüllen des Rezipienten von TriReX mit einer definierten (H,D,T)-Gasmischung (Abb.6.2) erfolgt mithilfe eines Probenahmezylinders (PNZ) mit einem Volumen von $(10 \pm 0,1) \text{ cm}^3$. Der PNZ wird in der CAPER-Anlage mit einer definierten (H,D,T)-Gasmischung befüllt, ausgeschleust und anschließend in die TriReX-Handschuhbox eingeschleust.

Der PNZ ist mit einem VCR-Handventil ausgestattet und blindgeflanscht. Innerhalb der Handschuhbox wird der Blindflansch entfernt und das VCR-Handventil an den Probeentnahme-Anschluss von TriReX angeschlossen. Bevor das Tritium in den Rezipienten entspannt werden kann, muss das Volumen zwischen HV031 und der CAPER-Anlage evakuiert werden (HV026, HV025 geöffnet), da es beim Anschließen mit Boxenatmosphäre geflutet wurde und andernfalls die (H,D,T)-Gasmischung verunreinigen würde. Anschließend wird HV025 geschlossen und gemäß interner Arbeitsanweisung des TLK eine Druckanstiegsprüfung durchgeführt, um die Dichtheit des Anschlussstücks zwischen HV031 und HV025 sicherzustellen. Bei einer fehlerhaften Dichtung würde Boxenatmosphäre in das evakuierte Volumen eindringen und einen allmählichen Druckanstieg verursachen. Abschließend kann HV023 geöffnet werden und die (H,D,T)-Gasmischung entspannt sich in das Rezipientenvolumen.

Für Messreihen mit unterschiedlichen Tritiumpartialdrücken in kurzer Abfolge, wird der Rezipient zuerst mit dem maximal gewünschten Druck befüllt (wie oben beschrieben) und anschließend über die CAPER-Anlage evakuiert. Handventil HV023 und HV022 dienen dabei als Regelventile und werden geschlossen sobald der gewünschte Enddruck erreicht ist.

Aktivitätsmessung

Vor dem Start einer Aktivitätsmessung werden die Bedingungen für den Betrieb des Detektors und der Spule hergestellt und das gewünschte Magnetfeld eingestellt.

Soll eine Messung mit Magnetfeld durchgeführt werden, wird zuerst die Wasserpumpe für den Kühlwasserkreislauf eingeschaltet und danach Spulenspannung und Maximalstrom der Spule in Labview eingestellt. Die Scrollpumpe wird eingeschaltet, die Handventile HV020 und HV021 geöffnet (Abb.6.2) und damit das Zwischenvolumen evakuiert. Der Detektor wird eingeschaltet und es wird ca. 20 min gewartet, damit sich die SDD Temperatur stabilisieren kann. In der KETEK-Detektor Software wird die gewünschte Messzeit eingestellt, die Parameter ("gain" $G = 10$, "threshold" $T = 5$, "shaping time" $t_{\text{shape}} = 6,1 \mu\text{s}$) gesetzt und die Messung gestartet.

6.2. Überblick über die Messungen

Es wurden Messreihen mit 7 (H,D,T)-Gasmischungen bei unterschiedlichen Tritiumpartialdrücken durchgeführt. In Tab. 6.1 sind die Messreihen aufgeführt.

Der oberflächenkontaminierte PNZ war evakuiert (letzte Tritiumbefüllung vor etwa 10 Jahren) und anschließend der Handschuhbox-Atmosphäre ausgesetzt worden. Die Aktivität $A \approx 2000 \text{ Bq}$ wurde mithilfe eines Wischtests¹ bestimmt.

Tabelle 6.1.: Überblick über die Tritiummessungen: Es wurden Messungen mit (H,D,T)-Gasmischungen aus 7 verschiedenen PNZ durchgeführt. Die PNZ waren jeweils in der CAPER-Anlage befüllt worden.

Gasprobe Nr.	³ H-Anteil in %	$p_{\text{total,PNZ}}$ in mbar	B_{Rez} mT	Untergrund- messung
0	oberflächenkontaminiert	$A \approx 2000 \text{ Bq/cm}^2$		
1	0,9*	0,16	0-58,3	
			0	x
2	0,9*	1	0/58,3	
			0	x
3	90 ± 5	1	0/58,3	
			0/58,3	x
4	90 ± 5	10	0-83,3	
			0	x
5	90 ± 5	200	0/58,3/83,3	
			0	x
6	95 ± 5	200	58,3	
			0/58,3	x

$p_{\text{total,PNZ}}$ Totaldruck im PNZ, B_{Rez} Magnetfeld im Rezipienten

*Fehlergrenzen für Gasproben Nr. 1,2 werden mit Faktor 10 abgeschätzt

¹Mit einer Styroporprobe wird die zu prüfende Oberfläche gewischt und die Kontamination teilweise übertragen. In einem Lösemittel wird die Styroporprobe aufgelöst und die Aktivität der Lösung in einem Flüssigszintillationszähler bestimmt. Mithilfe von Korrekturfaktoren wird aus den Messwerten die Aktivität der gewischten Oberfläche abgeschätzt.

Probenahmezylinder Nr. 1 und 2 wurden mit etwa 0,9% Tritiumanteil in der Gasprobe vom CAPER-Team vorbereitet. Dazu wurde eine Gasmischung mit 90% Tritiumreinheit hergestellt und mit einer entsprechenden Menge Wasserstoff (^1H) verdünnt. Die CAPER-Anlage wurde allerdings nicht zur Herstellung solcher geringer Tritiumkonzentrationen konstruiert, deshalb sind die Unsicherheiten im Tritiumpartialdruck sehr groß (Faktor 10).

Zur Beantwortung der zu Anfang von Kapitel 6 genannten Fragestellungen wurden jeweils unterschiedliche Messreihen verwendet:

1. Intrinsischer Detektoruntergrund:
Messreihe ohne Tritium mit dem noch nicht kontaminierten Aufbau.
2. Tritiumnachweisgrenzen des Detektorsystems und Nachweiseffizienz bei KATRIN-nahen Bedingungen:
Aktivitätsmessungen von (H,D,T)-Gasmischung Nr. 0-5 mit und ohne Magnetfeld.
3. Einfluss des Magnetfelds auf die Nachweiseffizienz des Detektorsystems:
Aktivitätsmessung von (H,D,T)-Gasmischung Nr. 4 unter Variation des Magnetfelds $0 \text{ mT} \leq B_{\text{Rez}} \leq 83,3 \text{ mT}$.
4. Verlauf der Zählrate, Bestimmung der Fluoreszenz- und Bremsstrahlungsanteile in Abhängigkeit des Tritiumpartialdrucks im Rezipienten:
Aktivitätsmessung und Untergrundmessung von (H,D,T)-Gasmischung Nr. 6 mit einem Magnetfeld $B_{\text{Rez}} = 58,3 \text{ mT}$.
5. Nachweis eines möglichen Tritium-Memoryeffekts im TriReX-Aufbau:
Untergrundmessungen mit und ohne Magnetfeld von (H,D,T)-Gasmischung Nr. 0-6.

6.3. Diskussion eines Beispielspektrums

Da die Aktivitätsmessungen ausnahmslos mit Tritium durchgeführt wurden, ändert sich nur wenig an den Charakteristika der aufgenommenen Spektren. Im Folgenden soll daher ein Beispielspektrum besprochen werden. Die dabei gewonnenen Einsichten können auf alle anderen aufgenommenen Spektren übertragen werden. Darüber hinaus wird die in der Auswertung verwendete Anpassungsfunktion hergeleitet.

6.3.1. Merkmale eines Bremsstrahlungsspektrums

Fluoreszenzlinien

In Abb. 6.3 ist das Impulshöhenspektrum einer Tritiummessung dargestellt und die Fluoreszenzlinien darin sind markiert. Diese Linien tauchen in jedem aufgenommenen Spektrum auf. Abhängig vom Tritiumpartialdruck und der Stärke des Magnetfeldes im Rezipienten verändern sich jedoch die Amplitudenverhältnisse.

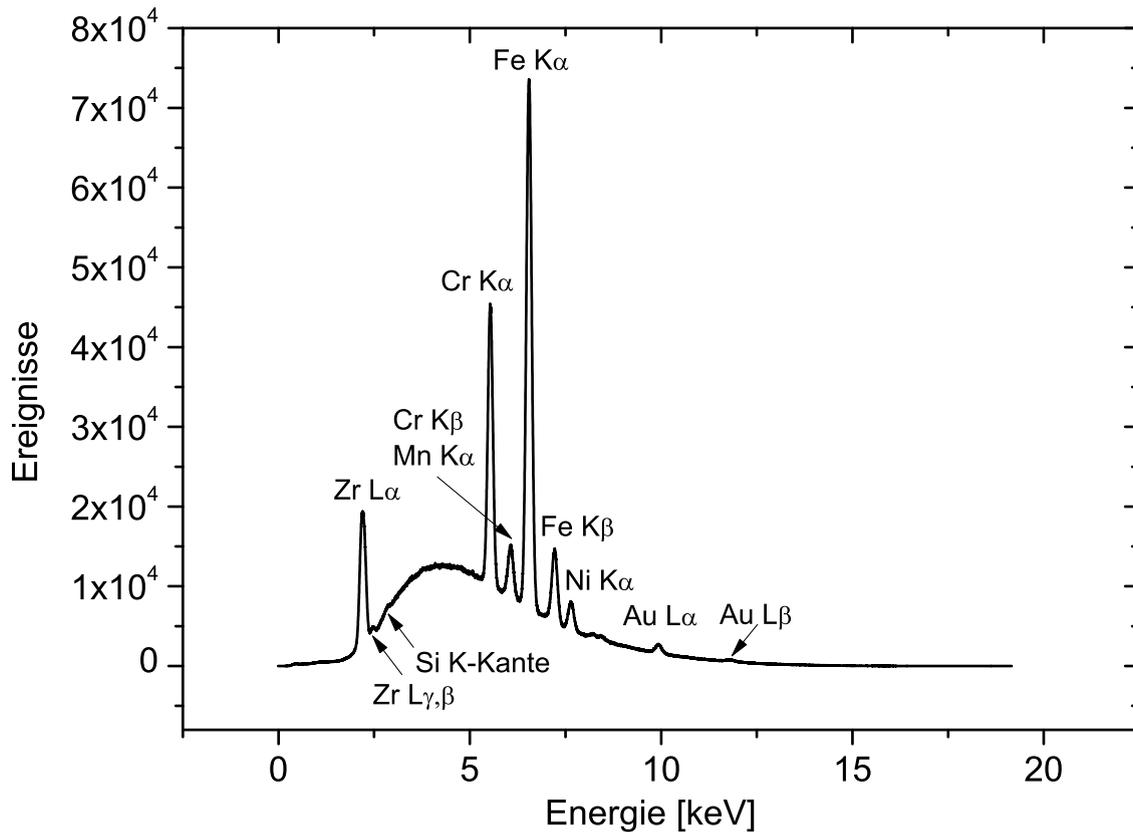


Abbildung 6.3.: Bremsstrahlungsspektrum und charakteristische Röntgenlinien von T_2 -Gas hinter einem goldbeschichteten Berylliumfenster. Dieses Energiespektrum wurde mit dem TriReX-Aufbau gemessen und dient als Beispiel für die Diskussion im Text. Der Tritiumpartialdruck im Rezipienten war $(0,8 \pm 0,1)$ mbar und die Messzeit betrug 7628 s.

Die Fluoreszenzlinien werden durch die folgenden vier Komponenten im TriReX-Aufbau verursacht:

1. Die Edelstahlbestandteile des TriReX-Aufbaus verursachen die Cr-, Fe-, Ni- und Mn-Linien im Spektrum. Der Edelstahlbehälter des Rezipienten, die Fassung des Berylliumfensters und das Gehäuse des Detektorkopfes kommen dafür in Frage. Der Einfluss des Rezipienten sollte allerdings dominant sein. Fluoreszenzen im Detektorkopf können nur durch Bremsstrahlungsphotonen angeregt werden, da der Detektorkopf keiner Tritiumatmosphäre ausgesetzt ist. Die Fassungen der Berylliumfenster sind mit Gold beschichtet und nehmen nur einen kleinen Teil der für den Detektor sichtbaren Fläche ein.
2. Die goldbeschichteten Berylliumfenster verursachen die beiden Au-Linien.
3. Der Zirkoniumkollimator, welcher am Detektorkopf angebracht ist (Abb. F.9) verursacht die Zr-Linie bei 2,04 keV.
4. Das Si-Substrat des SDD ist durch eine Absorptionskante (K-Kante) im Spektrum sichtbar.

Beryllium ist im Spektrum nicht sichtbar, da seine K_α -Linie mit 108,5 eV bereits unter der eingestellten Energieschwelle bzw. im Rauschpeak des Detektors liegt.

Die Halbwertsbreite (FWHM) der Linien wird durch die Energieauflösung des Detektors bestimmt. Diese ist im Kap. 5.2 mit $(202,4 \pm 22,6)$ eV bei $E = 13395,3$ eV bestimmt worden.

In Tab. C.1 sind die Intensitäten der Fluoreszenzlinien vermerkt. Die Fluoreszenzlinien wurden mit dem im nächsten Kap. 6.3.2 beschriebenen Verfahren vom kontinuierlichen Bremsstrahlungsanteil abgetrennt. Die relativen Intensitäten der K_α - und K_β -Linien stimmen nicht mit den Literaturwerten [XDB09] überein. Dies wird durch die Abhängigkeit der Intensitäten von weiteren Faktoren verursacht.

Die Amplituden der Fluoreszenzlinien werden bestimmt durch

1. die relativen Intensitätsverhältnisse von K-, L- und M-Linien des jeweiligen Elements (siehe Tab. D.4),
2. das Energiespektrum des β -Zerfalls (Abb. 6.4), bei dem nur ein Bruchteil aller Tritiumzerfallselektronen genügend kinetische Energie besitzt, um bestimmte Fluoreszenzlinien anzuregen,
3. die energieabhängige Transmissionwahrscheinlichkeit für Photonen in Edelstahl, Beryllium und Gold, sowie die Absorptionswahrscheinlichkeit im Si-Substrat des SDD (Abb. 6.5),
4. die relativen Anteile von Cr, Fe, Ni und Mn im Edelstahl (Tab. D.4) sowie die Dicke der Goldschicht auf den Berylliumfenstern, die Dicke des Zirkoniumkollimators,
5. den Anteil der Bremsstrahlungsphotonen, die ebenfalls Fluoreszenzen anregen können und
6. die Trajektorien der Tritiumzerfallselektronen, welche durch das Magnetfeld beeinflusst werden und im Edelstahl oder den goldbeschichteten Berylliumfenstern wechselwirken.

Bremsstrahlungsanteil

Der Verlauf des kontinuierlichen Teils des Impulshöhenpektrums wird verursacht durch

1. die Energieverteilung des Tritiumbetazerfalls,
2. den Verlauf des Bremsstrahlungsspektrums und
3. die Absorptions- und Transmissionswahrscheinlichkeit von Photonen in Au, Be und Si

Im Folgenden wird eine Formel zur Beschreibung des Bremsstrahlungsanteiles im Beispielspektrum (Abb. 6.3) hergeleitet. Dafür werden die drei Prozesse nacheinander erläutert und anschließend mit einer gemeinsamen Formel für alle drei Prozesse ausgedrückt. Dies dient als Test, ob alle relevanten physikalischen Prozesse, die zum Verlauf des Bremsstrahlungsanteiles führen, richtig erkannt wurden. Darüber hinaus ist es ein erster Schritt zum Finden einer geeigneten Anpassungsfunktion für die spätere Auswertung.

Energieverteilung des Tritiumbetazerfalls

Der Tritiumbetazerfall wurde bereits in Kap. 2.1.1 erläutert. Die Energieverteilung der Elektronen aus dem Tritiumzerfall wird durch Gl. 2.3 beschrieben. Im Hinblick auf die spätere Verwendung als Anpassungsfunktion kann man diesen komplizierten Ausdruck jedoch durch eine Näherung vereinfachen. Im Rahmen der KATRIN-Kollaboration wird für Simulationen die folgende Gleichung zur Beschreibung der Energieverteilung der Elektronen aus dem Tritiumzerfall genutzt:

$$F = \beta \cdot (E + m_e c^2)^2 \cdot (E_0 - E)^2 \cdot \frac{4\pi\alpha}{\beta(1 - \exp(-4\pi\alpha/\beta))} \quad (6.1)$$

$$\text{mit } \beta = \frac{\sqrt{(E + m_e c^2)^2 - m_e c^4}}{E + m_e c^2} \quad [\text{Mao11}] \quad (6.2)$$

E ist die kinetische Energie des Elektrons, m_e ist die Masse des Elektrons, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, α die Feinstrukturkonstante und E_0 die Endpunktsenergie des Tritiumbetaspektrums.

Diese Formel wird im Folgenden zur Beschreibung der Energieverteilung der Elektronen aus dem Tritiumzerfall verwendet.

Verlauf des Bremsstrahlungsspektrums

Ein von monoenergetischen Elektronen mit der kinetischen Energie $E_{\text{kin}} = E_{\text{max}}$ erzeugtes Bremsstrahlungsspektrum kann (nach Kap. 3.2) durch die Kramersche Regel beschrieben werden:

$$K(E, E_{\text{max}}) = k \cdot \left(\frac{E_{\text{max}}}{E} - 1 \right) \quad (6.3)$$

Die Kramersche Konstante k ist eine materialabhängige Konstante und E_{max} die Maximalenergie eines Bremsstrahlungsphotons, wenn die kinetische Energie des Elektrons E in die Erzeugung eines einzelnen Photons geht.

Will man die Energieverteilung eines von Tritiumzerfallselektronen erzeugten Bremsstrahlungsspektrums beschreiben, so muss man die von monoenergetischen Elektronen erzeugten Bremsstrahlungsspektren überlagern. Dabei müssen diese mit der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Tritiumzerfallselektrons mit der kinetischen Energie $E = E_{\text{max}}$ gewichtet werden (Abb. 6.4). Dies entspricht dem Integral:

$$I_{\text{Brems}}(E) = \int_0^E K(E, E') F(E') dE' \quad (6.4)$$

Das Integral kann auf einfachem Weg numerisch berechnet werden:

$$I_{\text{Brems}}(E) = \sum_i K(E, E_i) F(E_i) \Delta E_i \quad (6.5)$$

In Abb. 6.4 ist der Verlauf eines durch Gl. 6.9 beschriebenen Bremsstrahlungsspektrums dargestellt. Diese Gleichung ist auch Ausgangspunkt für die weiteren Rechnungen.

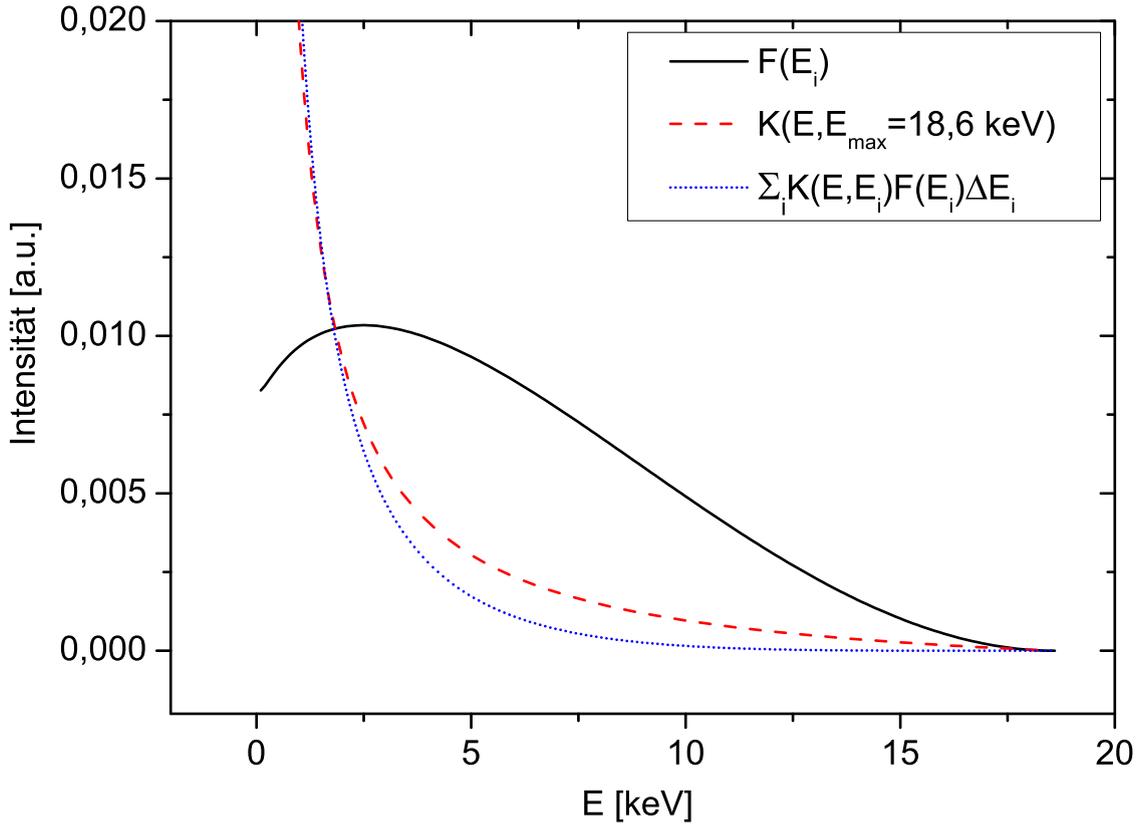


Abbildung 6.4.: Das Betaspektrum, das Bremsstrahlungsspektrum für monoenergetische Elektronen ($E_{\max} = 18,6 \text{ keV}$) und die mit der Betaverteilung gewichtete Summe der Bremsstrahlungsspektren.

Absorptions- und Transmissionswahrscheinlichkeit von Photonen in Au, Be und Si

Im TriReX-Aufbau müssen die Bremsstrahlungsphotonen noch das goldbeschichtete Berylliumfenster durchqueren, um im Si-Detektor nachgewiesen werden zu können. Daher muss Gl. 6.9 noch durch die Absorptions- und Transmissionswahrscheinlichkeiten ergänzt werden, um den im TriReX-Aufbau gemessenen Bremsstrahlungsanteil des Beispielspektrums korrekt zu beschreiben.

Die Absorptions- und Transmissionswahrscheinlichkeiten lassen sich (nach Kap. 3.2) beschreiben durch:

$$T_{\text{Si}}(E) = e^{-\frac{\mu_{\text{Be}}}{\rho_{\text{Be}}} \rho_{\text{Be}} d_{\text{Be}}} \quad (6.6)$$

$$T_{\text{Au}}(E) = e^{-\frac{\mu_{\text{Au}}}{\rho_{\text{Au}}} \rho_{\text{Au}} d_{\text{Au}}} \quad (6.7)$$

$$A_{\text{Si}}(E) = \left(1 - e^{-\frac{\mu_{\text{Si}}}{\rho_{\text{Si}}} \rho_{\text{Si}} d_{\text{Si}}}\right) \quad (6.8)$$

Die element- und energieabhängigen Werte für μ_i/ρ_i und die Dichten ρ_i lassen sich aus [NIST04] entnehmen. Der jeweilige Parameter d ist abhängig von der Schichtdicke des entsprechenden Materials im TriReX-Aufbau, dem Entstehungsort des Bremsstrahlungsphotons und dem Winkel, unter dem die Schicht durchquert wird. In Abb. 6.5 sind die energieabhängigen Absorptions- und Transmissionswahrscheinlichkeiten dargestellt. Darüber hinaus ist auch das Produkt dieser drei Wahrscheinlichkeiten abgebildet, welches eine Art Bandbreitenfilter für Röntgenstrahlung ist.

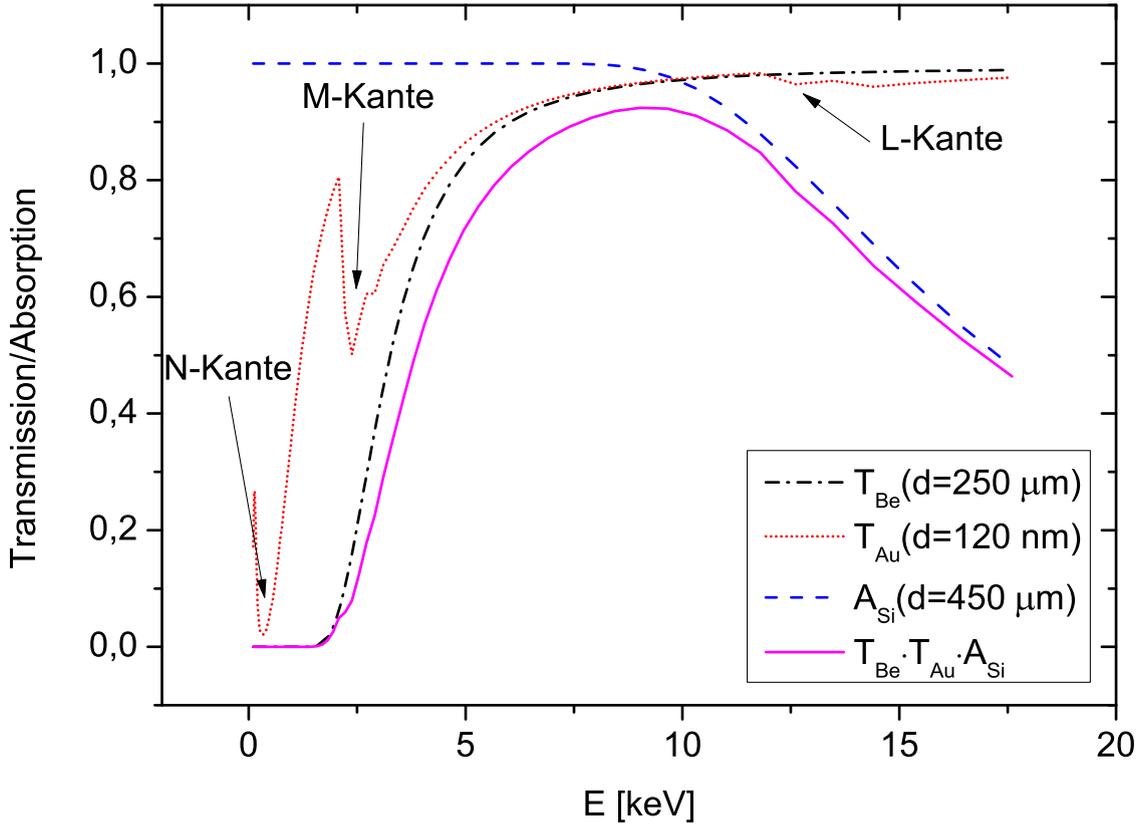


Abbildung 6.5.: Energieabhängige Transmissionswahrscheinlichkeiten für Au und Be, Absorptionswahrscheinlichkeit für Si und die Gesamtwahrscheinlichkeit. Die Berechnung erfolgte im Rahmen dieser Arbeit mithilfe von [NIST04]-Daten (FFAST X-ray Attenuation Database). Die Darstellung dient zum besseren Verständnis der im Text geschilderten Zusammenhänge.

Gesamtformel für den Bremsstrahlungsanteil des im TriReX-Aufbau gemessenen Energiespektrums

Kombiniert man die Formeln für die energieabhängige Absorptions- und Transmissionswahrscheinlichkeiten mit Gl. 6.9, so ergibt sich die folgende Formel, die den Verlauf des Bremsstrahlungsanteils des im TriReX-Aufbau gemessenen Energiespektrums beschreibt:

$$I(E) = G \cdot T_{\text{Be}}(E, d_{\text{Be}}) T_{\text{Au}}(E, d_{\text{Au}}) A_{\text{Si}}(E, d_{\text{Si}}) \sum_i K(E, E_i) F(E_i) \Delta E_i \quad (6.9)$$

G ist eine beliebige Konstante

In Abb. 6.6 ist ein nach dieser Formel berechnetes Bremsstrahlungsspektrum und eine Tritiummessung mithilfe des TriReX-Aufbaus dargestellt. Für die Dicken von Au, Be und Si wurden die Daten der entsprechenden TriReX-Komponenten gewählt ($d_{\text{Au}} = 120 \text{ nm}$, $d_{\text{Be}} = 250 \text{ }\mu\text{m}$, $d_{\text{Si}} = 450 \text{ }\mu\text{m}$). Die Amplitude der Gleichung 6.9 wurde mithilfe des Parameters G an das gemessene Energiespektrum angepasst. Das gemessene und das berechnete Spektrum in Abb. 6.6 zeigen bereits eine gute Übereinstimmung.

Gleichung 6.9 ist Ausgangspunkt für die im folgenden Kapitel beschriebene Herleitung einer physikalisch sinnvollen Anpassungsfunktion für den Bremsstrahlungsanteil des Energiespektrums.

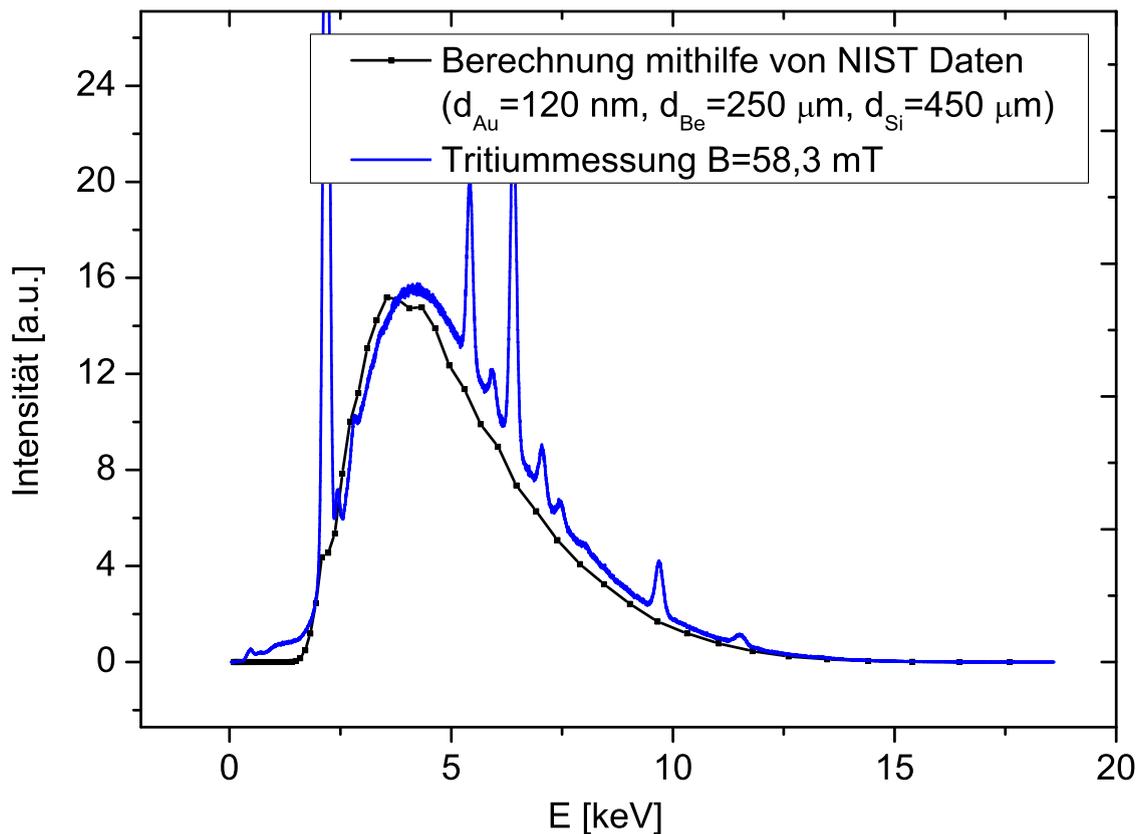


Abbildung 6.6.: Nach Gl. 6.9 berechnetes Bremsstrahlungsspektrum (unter Verwendung von [NIST04]-Daten) und ein gemessenes Gesamtspektrum für Elektronen aus dem Tritiumzerfall. Tritiumzerfallselektronen, die im TriReX-Aufbau Bremsstrahlung und charakteristische Röntgenstrahlung erzeugen, werden nach Transmission durch ein goldbeschichtetes Berylliumfenster in einem Si-Detektor nachgewiesen. Die Amplitude des berechneten Spektrums wurde auf den Bremsstrahlungsanteil des gemessenen Spektrums normiert.

Der Abfall des kontinuierlichen Bremsstrahlungsspektrums oberhalb von 4 keV ist dominiert durch die Energieverteilung des Betaspektrums und den Verlauf des Bremsstrahlungsspektrums.

Der Abfall des kontinuierlichen Bremsstrahlungsspektrums unterhalb von 3 keV ist dominiert durch die energieabhängige Transmissionswahrscheinlichkeit des Berylliumfensters und der Goldoberfläche. Der "threshold" der Detektorelektronik unterdrückt lediglich Ereignisse mit Energien $E < 140$ eV.

Wie im BIXS-Kapitel 3.2 beschrieben, werden die dominanten Anteile der Bremsstrahlung vermutlich in der Edelmetalloberfläche des Rezipienten und der Goldschicht der Berylliumfenster erzeugt. Der Bremsstrahlungsanteil im Impulshöhenspektrum ist daher eine Linearkombination dieser beiden Quellen.

6.3.2. Auswahl einer geeigneten Anpassungsfunktion für spätere Auswertungen

Im Folgenden wird versucht eine physikalisch sinnvolle Anpassungsfunktion für das gemessene Beispielenergiespektrum zu konstruieren. Diese Anpassungsfunktion wird für die spätere Auswertung benutzt, um die Fluoreszenzlinien von dem Bremsstrahlungsanteil zu trennen. Dafür muss

1. eine physikalisch sinnvolle Interpolationsfunktion für die [NIST04]-Daten (μ_i/ρ) gefunden werden,
2. die rechenaufwändige Summe in Gl. 6.9 durch einen einfacheren Ausdruck ersetzt werden und
3. die Fluoreszenzlinien durch Gauß-Verteilungen beschrieben werden.

Durch eine Anpassungsrechnung kann versucht werden physikalisch sinnvolle Parameter an das gemessene Spektrum anzupassen. Dafür müssen Zwischenwerte für die [NIST04] Daten und eine Ersatzfunktion für die rechenaufwändige Summe in Gleichung 6.4 gefunden werden.

6.3.2.1. Interpolationsfunktion für die materialabhängigen Parameter μ_i/ρ

Zuerst muss eine Anpassungsfunktion für die material- und energieabhängigen Parameter μ_i/ρ gefunden werden. Dafür werden einige grundlegende Formeln aus Kap. 3.2 benutzt.

Die Schwächung der Intensität von Röntgenstrahlung in einem Target in Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ist gegeben durch (nach Gl. 3.8):

$$I(d) = I_0 \exp\left(-\frac{n\sigma}{\rho}\rho d\right) = I_0 \exp\left(-\frac{\mu}{\rho}\rho d\right) \quad (6.10)$$

In Energiebereichen $E_\gamma < 0,5 \text{ MeV}$ ist die WW von Photonen mit Materie vom Photoeffekt dominiert und gemäß Gl. 3.5:

$$\sigma_{\text{Photoeffekt}} \propto \frac{Z^5}{E^{3,5}} \quad (6.11)$$

Mit $\mu/\rho = n\sigma/\rho$ und Gl. 6.11 ergibt sich eine sinnvolle Anpassungsfunktion für μ/ρ durch:

$$\mu/\rho = \frac{h}{E^p} \quad (6.12)$$

Dabei ist h eine beliebige Konstante und p ein beliebiger Energieexponent.

Diese Anpassungsfunktion wurde in den Gleichungen, welche die Absorption und Transmission von Röntgenstrahlung in Materie beschreiben (Gl. 6.6 - 6.8), für den materialabhängigen Parameter μ_i/ρ verwendet. Die entsprechenden Anpassungsrechnungen wurden für Si, Au und Be durchgeführt und sind im Anhang E dargestellt.

Die Ergebnisse dieser Fits sind:

$$\tilde{A}_{\text{Si}} = 1 - \exp\left(-1 \cdot \frac{28,81592}{E^{3,15003}} \cdot \rho_{\text{Si}} d_{\text{Si}}\right) \quad (6.13)$$

$$\tilde{T}_{\text{Be}} = \exp\left(-1 \cdot \frac{6,51598}{E^{3,42288}} \cdot \rho_{\text{Be}} d_{\text{Be}}\right) \quad (6.14)$$

$$\tilde{T}_{\text{Au}} = \exp\left(-1 \cdot \frac{294,91198}{E^{1,7116}} \cdot \rho_{\text{Au}} d_{\text{Au}}\right) \quad (6.15)$$

Die Energieexponenten sollten nach Gl. 6.11 den Wert $\approx 3,5$ haben. Für \tilde{A}_{Si} ($\approx 3,15$) und \tilde{T}_{Be} ($\approx 3,42$) ergibt sich eine sinnvolle Abhängigkeit von der Energie. Der abweichende Energieexponent von \tilde{T}_{Au} ($\approx 1,71$) ergibt sich wahrscheinlich aus dem dominanten Einfluss der M-Kante (Abb. 6.5).

6.3.2.2. Ersatzfunktion für die Beschreibung der Bremsstrahlung

Für die spätere Anpassungsrechnung wäre die Summe in Gl. 6.16 zu rechenaufwändig. Daher wird die Summe durch eine Multiplikation angenähert und das E_{max} in der Kramerschen Regel auf einen konstanten Wert von 18,6 keV gesetzt. Um den Verlauf von Gl. 6.16 trotzdem beschreiben zu können, wird eine einfache energieabhängige Anpassungsfunktion benutzt.

$$I_{\text{Brems}}(E) = \sum K(E, E_i) F(E_i) \Delta E_i \quad (6.16)$$

$$\tilde{I}_{\text{Brems}}(E) = K(E, E_{\text{max}} = 18,6 \text{ keV}) \cdot F(E) \cdot f(E) \quad (6.17)$$

$$\text{mit } f(E) = (x \cdot 0,02756)^{-0,37768} \quad (6.18)$$

Diese Näherungsfunktion (Gl. 6.17) liefert eine gute Übereinstimmung (Abb. E.8) mit Gl. 6.16 und reduziert im Folgenden den Rechenaufwand erheblich. Die entsprechende Anpassungsrechnung ist im Anhang E dargestellt.

6.3.2.3. Beschreibung der Fluoreszenzlinien

Charakteristische Röntgenstrahlung im Energiespektrum wird durch die folgende Gauß-Verteilung beschrieben:

$$y = \frac{A}{w\sqrt{\pi/2}} \exp\left(-2 \frac{(x - x_c)^2}{w^2}\right) \quad (6.19)$$

Der Fitparameter A ist die Fläche der Gauß-Verteilung, x_c die Energieposition im Spektrum, w die Breite der Gauß-Verteilung, die mit der FWHM über die folgende Gleichung zusammenhängt:

$$\text{FWHM} = w \cdot \sqrt{\ln(4)} \quad (6.20)$$

6.3.2.4. Anpassungsrechnung zur Beschreibung des Beispielspektrums

Mit den Ergebnissen aus den Anpassungsrechnungen ergibt sich die folgende Anpassungsformel zur Beschreibung des Bremsstrahlungsanteils des mit TriReX gemessenen Energiespektrums:

$$\tilde{I}(E) = G \cdot \tilde{T}_{\text{Be}}(d_{\text{Be}}) \tilde{T}_{\text{Au}}(d_{\text{Au}}) \tilde{A}_{\text{Si}}(d_{\text{Si}}) \cdot K(E, E_{\text{max}} = 18,6 \text{ keV}) \cdot F(E) \cdot f(E) \quad (6.21)$$

$$\text{mit } E = k \cdot x$$

Der Kanal im Impulshöhenspektrum ist durch x gegeben. Der Fitparameter k entspricht dadurch annähernd der Steigung der Kalibriergeraden (y -Achsenabschnitt hier vernachlässigt) für die Energiekalibrierung. Die Fitparameter d_{Be} , d_{Au} und d_{Si} entsprechen den Schichtdicken, welche Röntgenstrahlung durchschnittlich durchqueren muss um im Detektor nachgewiesen zu werden.

Um eine Anpassungsrechnung für ein im TriReX-Aufbau gemessenes Tritiumspektrum durchzuführen wird eine Linearkombination von Gl. 6.21 mit acht Gauß-Peaks für die charakteristische Röntgenstrahlung gebildet. Dies ist ein Multiparameter-Fit mit 28 Parametern und kostet damit bereits eine erhebliche Menge an Rechenzeit (≈ 20 min auf einem Standardcomputer pro Energiespektrum).

In Abb. 6.7 ist das Ergebnis einer solchen Anpassungsrechnung abgebildet. Trotz einer Vielzahl von Vereinfachungen zeigt es bereits gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Spektrum. Die Fitparameter für den Bremsstrahlungsanteil wurden bestimmt mit:

$$A = 65,42662 \pm 0,20773 \quad (6.22)$$

$$k = (2,28038 \pm 0,00295) \text{ eV/Kanal} \quad (6.23)$$

$$d_{\text{Be}} = (402,8 \pm 2,9) \mu\text{m} \quad (6.24)$$

$$d_{\text{Si}} = (185,1 \pm 2,1) \mu\text{m} \quad (6.25)$$

$$d_{\text{Au}} = (30,47 \pm 2,67) \text{ nm} \quad (6.26)$$

$$\text{mit } \chi^2 \text{ red.} = 4,54379 \quad (6.27)$$

Der Wert von k weicht relativ stark von der Steigung der Kalibriergeraden in Gl. 5.7 ($k = (2,3407 \pm 0,00072)$) ab. Führt man jedoch mit den im Spektrum vorhandenen Fe-, Cr- und Ni-Linien eine In-Situ-Energiekalibrierung durch, so ergibt sich:

$$E = (2,271 \pm 0,007) \cdot (\text{eV/Kanal}) \cdot x + (6,645 \pm 8,218) \text{ eV} \quad (6.28)$$

Damit stimmt der Fitparameter k und die Steigung der Kalibriergeraden innerhalb ihrer Fehlergrenzen überein. Im Verlauf der Messungen mit Tritium wurde festgestellt, daß die elektronische Verstärkung des Detektors mit der Zählrate stärker variiert, als laut Datenblatt des Herstellers zu erwarten wäre. Systematische Untersuchungen zu diesem Thema sind Teil einer aktuell am TLK durchgeführten Bachelorarbeit [Höv11].

Die Werte für die Schichtdicken des Berylliums und Siliziums stimmen innerhalb eines Faktor 2 mit den erwarteten Werten überein. Aus geometrischen Überlegungen heraus wird jedoch zumindest die Schichtdicke für das Si-Substrat unterschätzt. Die sensitive Dicke des Si-Substrats des SDD ist $450 \mu\text{m}$ und sollte dementsprechend im Fit eher über diesem Wert liegen, da Photonen nicht zwangsläufig senkrecht auf den SDD treffen.

Der Wert der Goldschichtdicke d_{Au} wird ebenfalls unterschätzt. Die Goldschicht im TriReX-Aufbau ist 120 nm dick. Die Elektronen legen im Gold eine gewisse Wegstrecke zurück bevor Photonen in WW-Prozessen mit dem Gold erzeugt werden. Doch die Photonen durchlaufen die Goldschicht nicht unbedingt senkrecht zur Substratoberfläche, also nicht auf kürzestem Weg. Legt man denselben Winkel zugrunde, der sich aus dem Fitparameter d_{Be} ergibt ($403 \mu\text{m}$ anstatt der $250 \mu\text{m}$

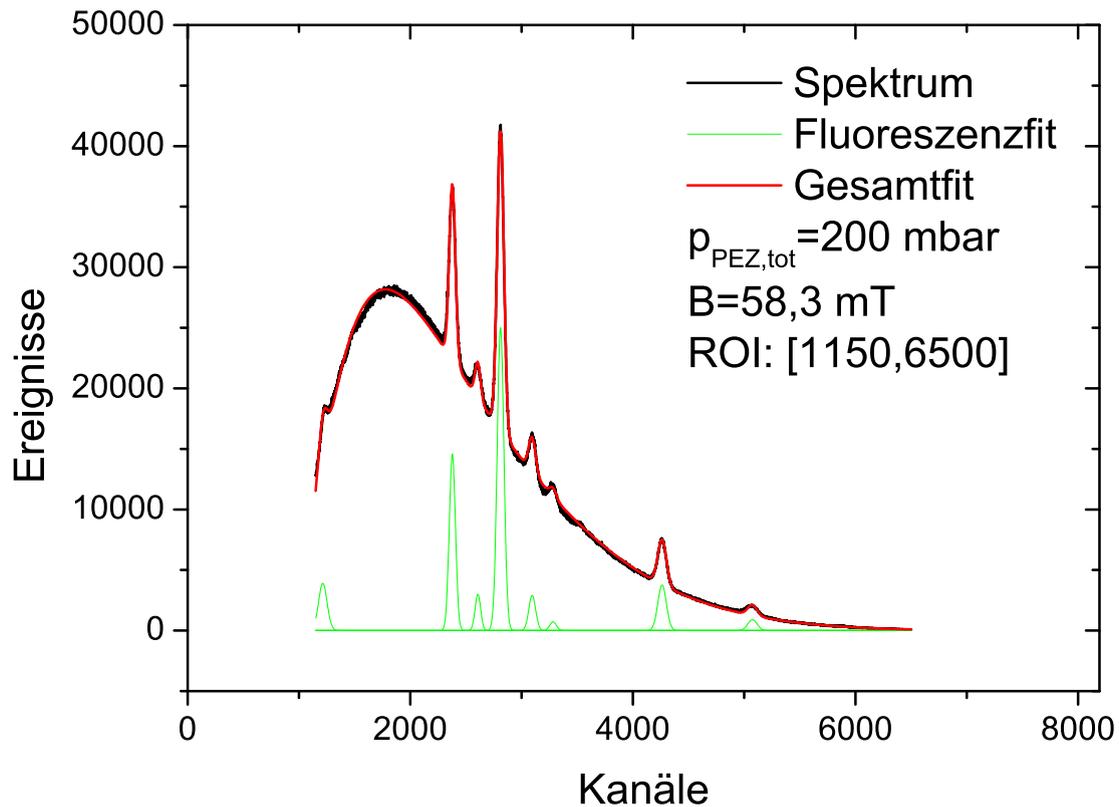


Abbildung 6.7.: Im TriReX-Aufbau gemessenes Tritiumspektrum und Anpassungsrechnung mit Gl. 6.21. Der Energiebereich des Spektrums wurde eingeschränkt, da die Anpassungsrechnung für den materialabhängigen Parameter μ_{Au}/ρ von Gold ebenfalls im Energiebereich eingeschränkt wurde (Abb. E.5). Darüber hinaus ist unterhalb von Kanal 1150 eine Vielzahl von relativ schwachen Fluoreszenzen, welche die Ergebnisse der Anpassungsrechnung verschlechtern würden.

Dicke des Berylliumfensters), dann würden die Photonen im Schnitt in den letzten $d = 16,7$ nm der Goldschicht entstehen. Der Verlauf der Strahlungsausbeute in Abhängigkeit der Goldschichtdicke (Abb. D.3 aus [Mau09]) zeigt bis etwa 100 nm einen steilen Anstieg, was gegen eine Photonenentstehung in den letzten $d = 16,7$ nm der Goldschicht spricht. Es gibt eine Reihe von Fehlerquellen, die für Abweichungen des gerechneten vom gemessenen Spektrum und für abweichende Anpassungsparameter verantwortlich sein können:

1. Bremsstrahlung ist nach Kap. 3.2 stark richtungsabhängig und die Geometrie des Aufbaus wurde in der Berechnung vernachlässigt.
2. Die elektronische Verstärkung des Detektors hat sich während unterschiedlicher Messungen nicht als stabil erwiesen. Es zeigten sich Abweichungen der Steigung der Energiekalibriergeraden von etwa $\pm 3\%$ und Abweichungen des Y-Achsenabschnitts von ± 50 Kanäle ($\approx \pm 120$ eV). Systematische Untersuchungen im Rahmen einer Bachelorarbeit am TLK [Höv11] werden dazu noch durchgeführt.
3. Für die Berechnung der Transmission und Absorption wurden Anpassungsrechnungen durchgeführt, die keine perfekte Übereinstimmung mit den [NIST04]-Daten der FFAST Datenbank liefert (siehe Anpassungsrechnungen im Anhang E).

4. Es gibt weitere Quellen (bspw. [NIST04] XCOM Datenbank) mit Massenabschwächungskoeffizienten, die Abweichungen von der FFAST Datenbank zeigen, speziell im Bereich von Kantenenergien (zum Teil $> 50\%$, siehe dazu [NIST04]).
5. Streng mathematisch ist die Vereinfachung aus Gl. 6.17 inkorrekt und liefert nur eine gute Näherung des entsprechenden Integrals (siehe Anhang E).
6. Der kontinuierliche Teil des Spektrums wird durch Bremsstrahlung im Edelstahl und der Goldschicht des Berylliumfensters verursacht. Dementsprechend muss das Bremsstrahlungsspektrum eine Linearkombination aus beiden Teilen sein. Da beide Anteile im Durchschnitt unterschiedliche Schichtdicken zu durchqueren haben, müssten beide Teilspektren energieabhängig gewichtet werden.
7. Gas im Rezipienten und Abschwächung der Photonen in der Behälterwand des Rezipienten (bei Entstehung im Edelstahl) wurde in der Berechnung vernachlässigt.
8. Durch Bremsstrahlungsphotonen erzeugte Fluoreszenzen wurden vernachlässigt.
9. Systematische Unsicherheiten des Detektorsystems wurden in der Berechnung ebenfalls vernachlässigt.

Trotz all dieser Fehlerquellen hat sich Gl. 6.21 als ausgezeichnete Näherung zur Beschreibung des Bremsstrahlungsanteils der im TriReX-Aufbau gemessenen Tritiumspektren erwiesen.

6.4. Bestimmung des intrinsischen Detektoruntergrunds im TriReX-Aufbau

Der intrinsische Detektoruntergrund wurde bereits in vorherigen Messungen (Kap. 5.2) in einem Kalibrierbau am IKP bestimmt. Im TriReX-Aufbau ist der Detektor jedoch noch einmal in einem CF100-Rohr (Abb. 4.5) gekapselt, da er nach den TLA des TLK nicht die Anforderungen an tritiumführende System erfüllt (Materialien und Leckrate kleiner 10^{-8} mbar l/s). Dieser Aufbau beeinträchtigt jedoch die Kühlung der Detektorelektronik und könnte auch Einfluss auf die Kühlung des SDD haben. Der SDD wird durch ein Peltierelement gekühlt, dessen heiße Seite thermisch an den Kühlkörper der Detektorelektronik angebunden ist. Aus diesem Grund wurde erneut der intrinsische Detektoruntergrund bestimmt, um eine eventuell unzureichende Kühlung des SDD zu erkennen. Diese würde sich in verstärktem Detektorrauschen bemerkbar machen.

Im Folgenden wird das Ergebnis einer Langzeitmessung des intrinsischen Detektoruntergrunds im TriReX-Aufbau vorgestellt.

6.4.1. Parameter der durchgeführten Untergrundmessung

Die Parameter der Untergrundmessung sind:

$$\begin{aligned} p_{\text{Rez}} &= 1013 \text{ mbar} \\ t_{\text{Mess}} &= 171036 \text{ s} = 47,51 \text{ h} \\ G &= 10 \\ T &= 5 \\ t_{\text{shape}} &= 6,1 \mu\text{s} \end{aligned}$$

p_{Rez} ist der Druck im Rezipienten, der mit nicht kontaminierter Boxenluft geflutet war und t_{Mess} ist die Dauer der Untergrundmessung. G (gain), T (threshold) und t_{shape} (shaping time) sind die in Kap. 5.2 bestimmten Parameter der Detektorelektronik.

6.4.2. Messergebnisse der Untergrundmessung

Mit dem noch nicht kontaminierten TriReX-Aufbau wurden die folgenden Untergrundzählraten ermittelt:

$$\dot{N}_{\text{Ug,ges.}} = (5,64 \pm 0,182) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (6.29)$$

$$\dot{N}_{\text{Ug,Kanal}>100} = (5,57 \pm 0,181) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (6.30)$$

$\dot{N}_{\text{Ug,ges}}$ berücksichtigt die Anzahl aller Ereignisse im Energiespektrum (Kanal 0-8192). $\dot{N}_{\text{Ug,Kanal}>100}$ ist die Untergrundzählrate abzüglich der Ereignisse in den ersten 100 Kanälen des Spektrums. Dies entspricht Ereignissen mit Energien $E \lesssim 230$ eV.

Beim Vergleich mit den Ergebnissen der Untergrundmessung im Kalibrierbau (Gl. 5.4) fällt die für $\dot{N}_{\text{Ug,ges.}}$ um den Faktor 10 niedrigere Zählrate im TriReX-Aufbau auf. Ein Rauschpeak ist im Spektrum (Abb. 6.8) nur im Ansatz zu erkennen und der Untergrundanteil ab Kanal > 100 ist etwa um den Faktor 4 kleiner. Eine mögliche Erklärung für den verschwundenen Rauschpeak ist der niedrigere

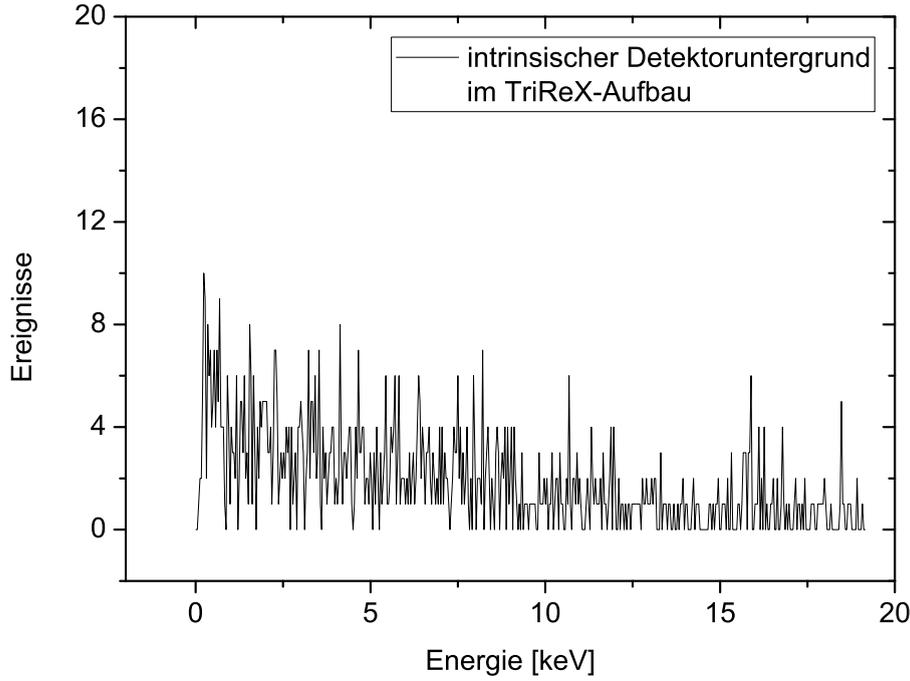


Abbildung 6.8.: Intrinsischer Detektoruntergrund im TriReX-Aufbau. Zur besseren Darstellung wurde ein 16-fach Binning durchgeführt.

Druck im Detektorvolumen des TriReX-Aufbaus gegenüber dem Kalibrierbau. Im Kalibrierbau wurde eine Membranvakuumpumpe mit einem Enddruck von $p_{\text{end}} \approx 0,1$ mbar eingesetzt. Im TriReX-Aufbau kommt eine Scrollpumpe mit einem Enddruck von $p_{\text{end}} \approx 0,05$ mbar zum Einsatz. Wie bereits im Kap. 5.2.2 festgestellt wurde, reagiert der Detektor empfindlich auf Restgas im Detektorvolumen. Wird durch Restgas ein zu großer Wärmeeintrag im SDD verursacht, steigt der Rauschanteil sprunghaft an ab $p \approx 0,1$ mbar.

Der verringerte Untergrundanteil oberhalb von Kanal > 100 ist vermutlich auf die abschirmende Wirkung der massiven, doppelwandigen Stahlbetonwand des TLK zurückzuführen. Darüber hinaus wurde in Kap. 5.2.2 bereits festgestellt, daß bei anderen Detektormessungen am IKP hochfrequente Störungen auf der 230 V Versorgungsleitung vorhanden waren, die eine mögliche Ursache für Untergrundsignale sein können [Ste11] und dadurch den reduzierten Untergrund bei Messungen im TLK erklären können.

Vernachlässigt man den intrinsischen Untergrund des Detektors bei zukünftigen Tritiummessungen, so bedeutet das bei einer anvisierten Zählrate von $\dot{N} \geq 1000 \text{ s}^{-1}$ bei einer Aktivität von $A_{\text{Rez}} = 1 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$ im Rezipienten einen systematischen Fehler von $\leq 0,000056\%$. Dies ist nur der durch den intrinsischen Untergrund verursachte systematische Fehler. Weitere Quellen von systematischen Fehlern im TriReX-Aufbau (Kap. 6.8) haben einen weitaus höheren Anteil. Deshalb kann der intrinsische Untergrund in den folgenden Kapiteln vernachlässigt werden.

Eine der physikalischen Anforderungen an die "rear wall" im KATRIN Experiment (Kap. 2.2.5.1) ist eine max. Tritiumadsorption auf der Goldoberfläche von

$$n_{\text{adsorb,T}} \leq 5 \cdot 10^{14} \text{ T/cm}^2 \quad (6.31)$$

$$n_{\text{adsorb,T}_2} \leq 5 \cdot 10^{13} \text{ T}_2/\text{cm}^2 \quad (6.32)$$

In einem Vorgriff auf das Ergebnis der Nachweiseffizienz aus Kap. 6.5 lässt sich die dadurch hervorgerufene Detektorzählrate berechnen. Mit der Annahme, daß die Nachweiseffizienz für die Aktivität von gasförmigen Tritium im Rezipientenvolumen Gl. 6.38 auch auf adsorbiertes Tritium auf der Goldoberfläche anwendbar ist, würden sich die folgenden Zählraten ergeben:

$$\dot{N}_{\text{T},\text{B}=58,3\text{mT}} = 1,33 \text{ s}^{-1} \quad (6.33)$$

$$\dot{N}_{\text{T}_2,\text{B}=58,3\text{mT}} = 0,27 \text{ s}^{-1} \quad (6.34)$$

Die Zählrate im Detektor, welche durch Tritium erzeugt wird, das auf der Goldoberfläche adsorbiert ist, wäre damit etwa zwei Größenordnungen oberhalb des intrinsischen Detektoruntergrunds und somit deutlich nachweisbar. Dadurch ist der Detektor im Prinzip geeignet die Tritiumadsorption auf der Goldschicht zu untersuchen.

6.5. Tritiumnachweisgrenze und Nachweiseffizienz des TriReX-Aufbaus

Ziel der Messungen war die Bestimmung der minimal nachweisbaren Aktivität im Rezipienten und der Nachweiseffizienz bei KATRIN-nahen Bedingungen. Also einer Aktivität $A_{\text{Rez}} \approx 1 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$ im Rezipienten und einer magnetischen Fokussierung der Elektronen aus dem Tritiumzerfall auf die goldbeschichteten Berylliumfenster.

Tabelle 6.2.: Messparameter der Tritiummessungen zur Bestimmung der Tritiumnachweisgrenze und der Nachweiseffizienz des TriReX-Aufbaus.
Auszug der Messungen aus Tab. 6.1, die hierfür verwendet wurden.

Gasprobe Nr.	³ H-Anteil in %	$p_{\text{T,Rez}}$ in mbar	B_{Rez} in mT	t_{mess} in s
0	oberflächenkontaminiert	$A \approx 2000 \text{ Bq/cm}^2$	0	236836
1	0,9*	$6,23 \cdot 10^{-6}$	0 83,3	60044 100734
2	0,9*	$39,0 \cdot 10^{-6}$	0 58,3	63193 18524
3	90 ± 5	$(3,90 \pm 0,88) \cdot 10^{-3}$	0 58,3	10410 7238
4	90 ± 5	$(39,0 \pm 5,6) \cdot 10^{-3}$	0 58,3	4683 7042
5a	90 ± 5	$(90,0 \pm 4,5) \cdot 10^{-3}$	0 83,3	1545 624
5b	95 ± 5	$0,779 \pm 0,113$	0 58,3	7628 7420

$p_{\text{T,Rez}}$ Tritiumpartialdruck im Rezipienten von TriReX

6.5.1. Parameter der durchgeführten Tritiummessungen

Für diese Messungen wurden die (H,D,T)-Gasmischungen Nr. 0 – 5 mit und ohne Magnetfeld verwendet. Die geplante Magnetfeldstärke von 83,3 mT konnte nicht für die gesamte Messreihe aufrecht erhalten werden, da es aufgrund einer defekten Pumpe zu einem Ausfall der Wasserkühlung der Spule kam. Dadurch musste die maximale Magnetfeldstärke wegen der Gefahr der Überhitzung der Spule begrenzt werden. In Tab. 6.2 sind die Parameter der Messungen aufgeführt.

Die Messungen 5a, 5b wurden mit derselben (H,D,T)-Gasmischung durchgeführt aber in einem ersten Schritt (5a) wurde lediglich ein Teil der (H,D,T)-Gasmischung in den Rezipienten entspannt (siehe Tritiumpartialdruck im Rezipienten in Tab. 6.2).

Um Einflüsse durch einen eventuell vorhandenen Memoryeffekt zu minimieren, wurde die Messungen mit ansteigender Aktivität im Rezipienten durchgeführt.

6.5.2. Nachweiseffizienz, untere und obere Nachweisgrenze für Tritium im TriReX-Aufbau

In einem ersten Schritt wurde zur Bestimmung der Nachweisgrenze der lediglich oberflächkontaminierte PNZ (Gasprobe Nr. 0) an den TriReX-Aufbau angeschlossen. Diese Kontamination war die geringst mögliche Tritiummenge, die zur Verfügung stand. Um das Tritium auf der Oberfläche in den Rezipienten zu spülen, wurde nach dem Anschließen auf das Evakuieren des Volumens zwischen HV026 und HV031 (Abb. 6.2) verzichtet. Stattdessen wurde die Laboratmosphäre in diesem Zwischenstück erst in den PNZ und anschließend in den Rezipienten entspannt.

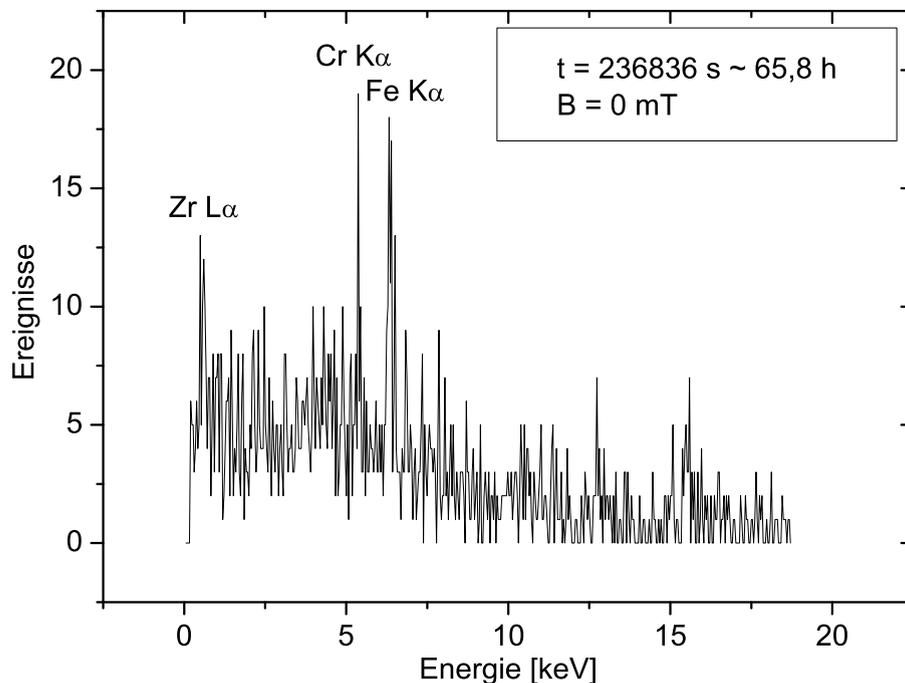


Abbildung 6.9.: Das Spektrum von Messung Nr. 0 mit dem lediglich oberflächkontaminierten PNZ. Zur besseren Erkennbarkeit der Fluoreszenzlinien wurde ein 16-fach Binning durchgeführt. Cr-, Fe- und Zr-Linien sind bereits deutlich erkennbar. Die Cr- und Fe-Linien stammen vom Edelstahl des TriReX-Aufbaus und die Zr-Linie vom Zirkonium Kollimator des SDD.

In Abb. 6.9 ist das mit der Gasprobe Nr. 0 aufgenommene Spektrum dargestellt. Es ergab sich eine Gesamtzählrate von

$$\dot{N} = (6,4 \pm 0,165) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (6.35)$$

Diese Gesamtzählrate liegt einen Faktor von 1,13 über dem Niveau der intrinsischen Untergrundzählrate (Gl. 6.30). Diese erhöhte Gesamtzählrate kann damit eindeutig auf die Oberflächenkontamination des PNZ zurückgeführt werden. Das Spektrum in Abb. 6.9 zeigt auch erste Merkmale der später aufgenommenen Spektren. Die dominanten Fluoreszenzen von Zr, Cr und Fe sind bereits sichtbar.

In Abb. 6.10 sind die Ergebnisse der Messungen Nr. 1-5 dargestellt. In Tab. C.2 im Anhang sind die dazu gehörenden numerischen Werte vermerkt.

Für Tritiumaktivitäten $A_{\text{Rez}} > 10^8 \text{ Bq}$ im Rezipienten ergibt sich ein annähernd linearer Zusammenhang für die Nachweiseffizienz des Detektorsystems. Bei Tritiumaktivitäten von $A_{\text{Rez}} < 10^7 \text{ Bq}$ sind die Ergebnisse widersprüchlich. Ursache dafür könnten Abweichungen von den angegebenen Tritiummengen der Gasproben sein. Die CAPER-Anlage, durch welche das Tritium bereitgestellt wird, ist nicht für die Herstellung von Tritiumproben mit solch geringen Tritiumpartialdrücken geeignet und die möglichen Fehlergrenzen in der Tritiumkonzentration sind nur schwer abschätzbar.

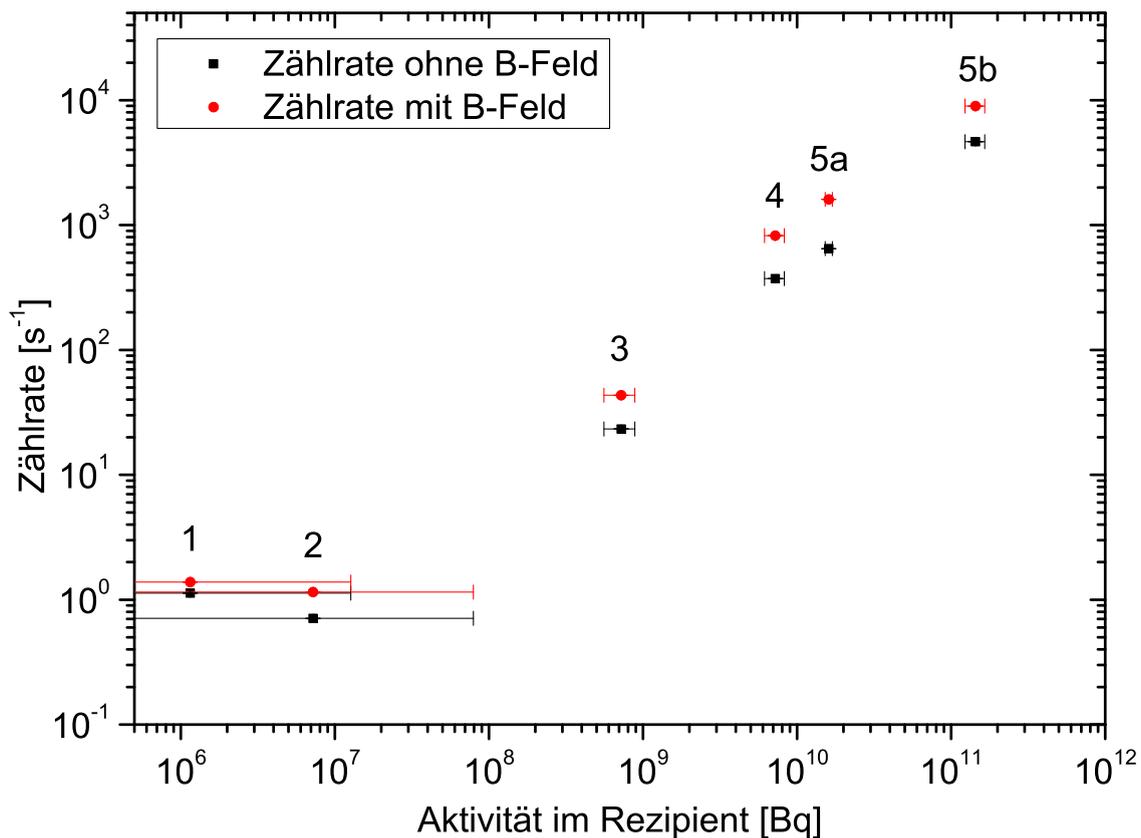


Abbildung 6.10.: Gesamtzählrate in Abhängigkeit der Tritiumaktivität im Rezipienten. Messungen Nr. 1-5 wurden mit und ohne Magnetfeld im Rezipienten durchgeführt. Die Parameter der Messungen sind in Tab. 6.2 aufgelistet.

Aktivitäten von $10^6 \text{ Bq} < A < 10^7 \text{ Bq}$ im Rezipienten resultieren in Zählraten von $0,46 \text{ s}^{-1} < \dot{N} < 1,38 \text{ s}^{-1}$ und liegen damit bereits zwei Größenordnungen über dem intrinsischen Detektoruntergrundsignal.

Das Magnetfeld bewirkt wie erwartet eine Fokussierung der Tritiumzerfallselektronen auf die goldbeschichteten Berylliumfenster und somit einen Anstieg der Zählrate. Der relative Anstieg der Zählrate, im Vergleich zu den entsprechenden Messungen ohne Magnetfeld, schwankt zwischen 1,2 und 2,5 in den unterschiedlichen Druckregimen. In Tabelle C.2 sind die entsprechenden Werte aufgeführt. Ursache für die Schwankungen könnten unterschiedliche Verhältnisse von adsorbierten und gasförmigen Tritium im Rezipientenvolumen bei unterschiedlichen Druckbereichen sein (siehe Kap. 6.6).

Im Hinblick auf KATRIN ist Messung Nr. 5b besonders interessant, da die im TriReX-Rezipienten vorhandene Aktivität $A_{\text{Rez}} = (1,44 \pm 0,21) \cdot 10^{11} \text{ Bq}$ dicht an den Betriebsparametern der KATRIN-Tritiumquelle $A_{\text{WGTS}} = 1,1 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$ war. Die Messungen ergaben die folgenden Ergebnisse:

$$A_{\text{Rez}} = (1,44 \pm 0,21) \cdot 10^{11} \text{ Bq} \quad (6.36)$$

$$\dot{N}_{B=0\text{mT}}/A_{\text{Rez}} = (3,23 \pm 0,47) \cdot 10^{-8} \quad (6.37)$$

$$\dot{N}_{B=58,3\text{mT}}/A_{\text{Rez}} = (6,24 \pm 0,91) \cdot 10^{-8} \quad (6.38)$$

Eine Zählrate $\dot{N} = (8989 \pm 1,6) \text{ s}^{-1}$ bei einer Aktivität $A_{\text{Rez}} = (1,44 \pm 0,21) \cdot 10^{11} \text{ Bq}$ und einer Magnetfeldstärke im Rezipienten $B_{\text{Rez}} = 58,3 \text{ mT}$ erfüllt die in Kap. 4.3 gestellten Anforderungen bezüglich der statistischen Unsicherheit. Die geforderte statistische Unsicherheit von $\leq 0,1\%$ ist damit in einer Messzykluszeit $t_{\text{mess}} \geq 111,3 \text{ s}$ erreichbar.

6.6. Einfluss des Magnetfeldes auf die Nachweiseffizienz des TriReX-Aufbaus

Im Quellkryostaten von KATRIN werden Magnetfeldstärken von bis zu $B = 5,6 \text{ T}$ erreicht [KAT04], die im TriReX-Aufbau nicht nachgestellt werden können. Ziel dieser Messungen war daher die Bestimmung des Einflusses der Magnetfeldstärke auf die Nachweiseffizienz des TriReX-Aufbaus, um die Ergebnisse im Hinblick auf KATRIN bewerten zu können.

6.6.1. Parameter der durchgeführten Tritiummessungen

Bei konstantem Tritiumpartialdruck (Gasprobe Nr. 4) im Rezipienten wurde der Spulenstrom und damit das Magnetfeld variiert. Darüber hinaus wurden zwei Messungen von Gasprobe Nr. 5 mit und ohne Magnetfeld verwendet. Anschließend wurde der Rezipient evakuiert und Untergrundmessungen mit und ohne Magnetfeld durchgeführt.

Die Parameter der Detektorelektronik waren:

$$G = 10 \quad (6.39)$$

$$T = 5 \quad (6.40)$$

$$t_{\text{shape}} = 6,1 \mu\text{s} \quad (6.41)$$

Tabelle 6.3.: Parameter der Tritiummessungen zur Bestimmung des Einflusses der B-Feldstärke auf die Nachweiseffizienz und das Untergrundsignal.

Gasprobe Nr.	$p_{T,PNZ}$ in mbar	$p_{T,Rez}$ in mbar	I_{Spule} in A	B_{Rez} in mT	t_{mess} in s
4	$9 \pm 0,5$	$(39,0 \pm 5,6) \cdot 10^{-3}$	0	0	4684
			10	8,3	608
			20	16,7	669
			30	25,0	658
			40	33,3	608
			50	41,7	605
			70	58,3	7042
			100	83,3	601
5b	180 ± 10	$(0,78 \pm 0,11)$	0	0	7628
			70	58,3	7420
evakuierter Rezipient	$\leq (2 \cdot 10^{-4})$ mbar		0	0	
			70	58,3	

$p_{T,PNZ}$ Tritiumpartialdruck im PNZ

$p_{T,Rez}$ Tritiumpartialdruck im Rezipienten von TriReX

6.6.2. Die Abhängigkeit der Zählrate vom Magnetfeld

In Abb. 6.11 sind die Ergebnisse dieser Messung dargestellt. Die Zählrate steigt zwischen 0 – 30 mT stark an und erreicht dann eine Sättigung bei etwa dem 2,2-fachen der Zählrate ohne Magnetfeld. Bei $B_{Rez} = 30$ mT beträgt der Zyklotronradius für Elektronen mit $E = 18,6$ keV etwa 15,3 mm.

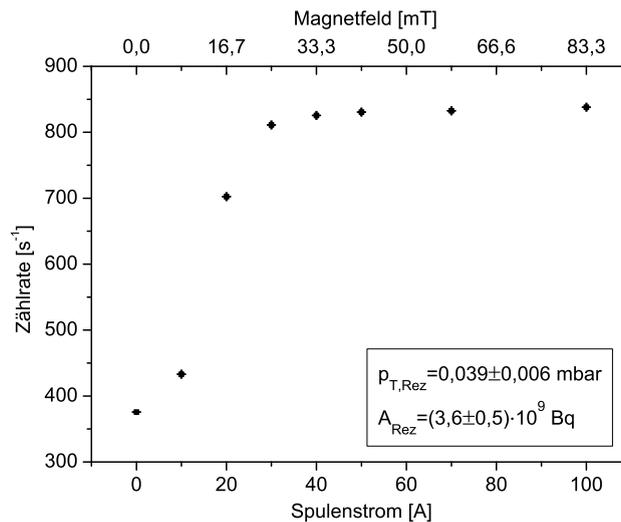


Abbildung 6.11.: Mit Gasprobe Nr. 4 aufgenommene Gesamtzählraten unter Variation des Magnetfeldes im Rezipienten von TriReX.

Dieser Verlauf der Gesamtzählrate in Abhängigkeit des Magnetfelds im Rezipienten wurde so erwartet, da eine weitere Erhöhung der Magnetfeldstärke lediglich einen geringeren Zyklotronradius bewirkt und damit eine schärfere Begrenzung des Flussschlauches im Rezipienten. Die Anzahl der Elektronen aus dem Tritiumzerfall, die auf eines der beiden goldbeschichteten Berylliumfenster treffen bleibt aber Durchschnitt gleich bei weiterer Erhöhung der Magnetfeldstärke.

In Abb. 6.12 sind zwei Spektren bei konstantem Tritiumpartialdruck $p_{T,Rez} = (0,81 \pm 0,12)$ mbar und Magnetfeldern $B = 0$ mT und $B = 58,3$ mT dargestellt. Die Skalierung der Y-Achsen ist so gewählt, daß die Bremsstrahlungsanteile der beiden Messungen einander überlagern um das Verhältnis der Fluoreszenzlinien unter dem Einfluss des Magnetfeldes besser einschätzen zu können. Der Bremsstrahlungsanteil nimmt mit dem Magnetfeld etwa um den Faktor 2 zu. Die Zr und Au-Fluoreszenzen steigen noch stärker an und nehmen auch im Verhältnis zur Bremsstrahlung zu. Fe, Cr, Ni-Linien nehmen in der Intensität stark ab.

Ursache dafür ist der fokussierende Einfluss des Magnetfeldes auf die Elektronen aus dem Tritiumzerfall im Rezipientenvolumen. Die Elektronen werden auf Zyklotronbahnen gezwungen und so auf die goldbeschichteten Berylliumfenster und den Detektorkopf gerichtet. Dadurch steigt die Wahrscheinlichkeit für Fluoreszenz im Gold und im Zirkonium-Kollimator des Detektorkopfes an. Gleichzeitig verringert es die Anzahl der Elektronen, die Bremsstrahlung und Fluoreszenz im Edelstahl-Gehäuse des Rezipienten verursachen können. Darüber hinaus haben Photonen, die in der Goldschicht starten, eine höhere Wahrscheinlichkeit, den SDD zu erreichen und detektiert zu werden. Das resultiert in einem Anstieg der Gesamtzählrate.

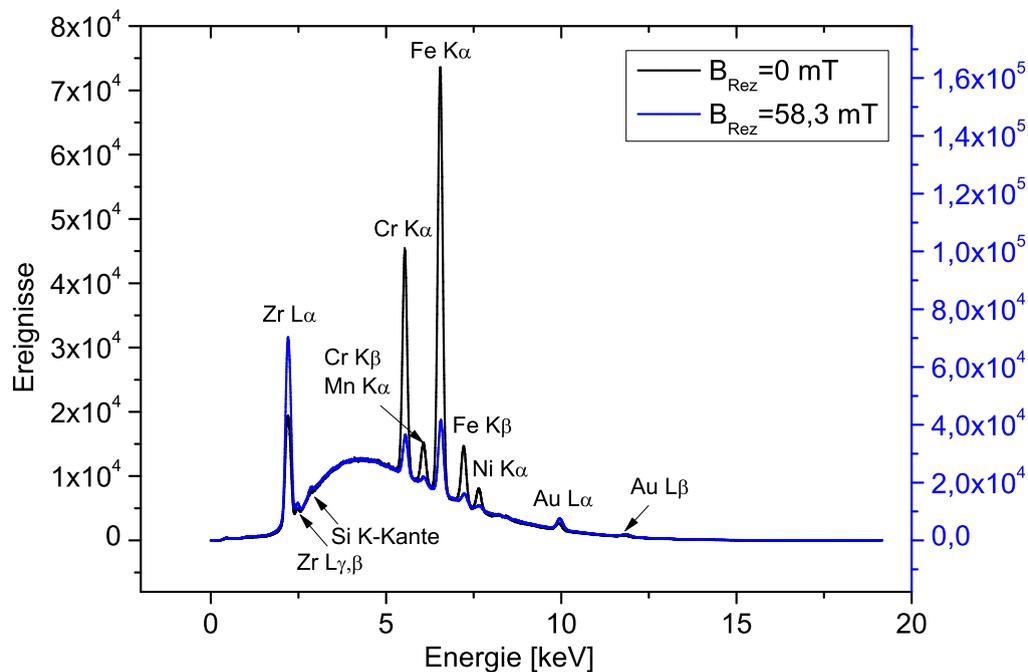


Abbildung 6.12.: Spektrum mit und ohne Magnetfeld bei konstantem Tritiumpartialdruck im Rezipienten. Für die Messungen wurde Gasprobe Nr. 5 verwendet. Die Skalierung der Y-Achsen wurde so gewählt, daß die Bremsstrahlungsanteile der Messungen mit und ohne Magnetfeld einander überlagern, um den Einfluss des Magnetfeldes auf die Fluoreszenzlinien besser zu erkennen.

Der Einfluss des Magnetfeldes auf die Untergrundrate, nach dem Evakuieren des Rezipienten, ist nur gering. Die Messungen ergaben:

$$\dot{N}_{B_{\text{Rez}}=0\text{mT}} = 12,2363 \pm 0,0010 \text{ s}^{-1} \quad (6.42)$$

$$\dot{N}_{B_{\text{Rez}}=58,3\text{mT}} = 12,7876 \pm 0,0010 \text{ s}^{-1} \quad (6.43)$$

Geht man davon aus, daß das Untergrundsignal von auf der Edelstahloberfläche adsorbiertem Tritium und in der Edelstahloberfläche absorbiertem Tritium stammt, dann sollte der Einfluss des Magnetfeldes nur gering sein. Trotz der Zyklotronbahn, auf die die Elektronen gezwungen werden, prallen sie dennoch nach spätestens einem halben Umlauf auf die Oberfläche des Rezipienten und verursachen Bremsstrahlung und Fe-, Cr-, Ni-Fluoreszenzen.

Der Einfluss des Magnetfeldes auf Restgas im Volumen und auf der goldoberfläche adsorbiertes Tritium sollte ähnlich sein wie in Abb. 6.11.

Das geringe Ansteigen der Untergrundrate bei eingeschaltetem Magnetfeld weist also darauf hin, daß die Untergrundrate von auf der Edelstahloberfläche adsorbiertem und in der Edelstahloberfläche absorbiertem Tritium dominiert wird.

6.7. Verlauf der Zählrate im Detektor bei Änderung des Tritiumpartialdrucks im Rezipienten

Ziel dieser Messung war die Bestimmung des Verlaufs der Detektorzählrate in Abhängigkeit des Tritiumpartialdrucks im Rezipienten. Darüber hinaus sollte bestimmt werden wie sich Fluoreszenz- und Bremsstrahlungsanteile entwickeln, wenn man den Rezipient so weit evakuiert, daß die Detektorzählrate durch adsorbiertes und absorbiertes Tritium dominiert wird. Die Entwicklung der Fluoreszenzanteile kann Hinweise darauf geben, welche Quellen im TriReX-Aufbau den Untergrundanteil dominieren.

6.7.1. Parameter der durchgeführten Messungen

Mit Gasmischung Nr. 6 wurde ein Messreihe durchgeführt bei der der Tritiumpartialdruck im Rezipienten schrittweise gesenkt wurde. Die (H,D,T)-Gasmischung im PNZ wurde zuerst komplett in den Rezipienten entspannt (Startdruck $p_{\text{Rez}} \approx 1 \text{ mbar}$) und danach bis zum gewünschten Tritiumpartialdruck abgepumpt. Um systematische Unsicherheiten möglichst gering zu halten, wurde die Messreihe bei dem maximal messbaren Druckbereich des MKS 626 Drucksensors ($p_{\text{max}} = 0,1 \text{ mbar}$) gestartet. In Tab. 6.4 sind die Parameter der Messung aufgeführt.

Tabelle 6.4.: Messparameter der Tritiummessungen zur Bestimmung des Verlaufs der Detektorzählrate in Abhängigkeit des Tritiumpartialdrucks im Rezipienten.

Gasprobe Nr.	$p_{\text{T,PNZ}}$ in mbar	$p_{\text{T,Rez}}$ in mbar	I_{Spule} in A	B_{Rez} in mT	t_{mess} in s
6	190 ± 10	$0,098 \rightarrow 0,002$	70	58,3	600
evakuierter Rezipient		$\leq 2 \cdot 10^{-4}$	70	58,3	600

6.7.2. Gesamtzählrate, Fluoreszenz- und Bremsstrahlungsanteile in Abhängigkeit der Aktivität im Rezipienten

In Abb. 6.13 ist die Zählrate über dem Druck im Rezipienten und die Temperatur des Rezipienten während der einzelnen Messungen dargestellt. Die Temperatur nimmt aufgrund der Erwärmung durch die Spule und den Detektor stetig zu und erreicht einen Temperaturunterschied $\Delta T = 5,9 \text{ K}$ zwischen erster und letzter Messung. Mithilfe der Druck und Temperaturdaten wurde die Aktivität im Rezipienten bestimmt, welche als obere X-Achse im linken Bild von Abb. 6.13 dargestellt ist.

Oberhalb eines Drucks $p > 10^{-2} \text{ mbar}$ ist der Zusammenhang annähernd linear. Bei kleineren Drücken ist die Zählrate höher als eigentlich zu erwarten wäre. Adsorbiertes und absorbiertes Tritium ist die vermutliche Ursache für das Abflachen der Kurve bei geringeren Drücken, da es ein druckunabhängiges Untergrundsignal verursacht, welches seinerseits von der Vorgeschichte des Systems abhängig ist (siehe Kap. 6.8).

Trennt man in den aufgenommenen Spektren die Fluoreszenzanteile vom kontinuierlichen Bremsstrahlungsanteil mit der in Kap. 6.3.2 erläuterten Anpassungsfunktion ab, dann ergibt sich der in Abb. 6.14 dargestellte Verlauf am Gesamtspektrum.

Für geringere Drücke nimmt der Anteil der Fe- und Cr-Linien am Gesamtspektrum zu, während der Anteil der Au-Linie am Gesamtspektrum mit dem Tritiumpartialdruck linear abnimmt. Dies kann man als Hinweis sehen, dass auf Edelstahl adsorbiertes und im Edelstahl absorbiertes Tritium den Untergrund dominiert. Tritiumzerfallselektronen, die von dem Edelstahl stammen, haben eine hohe Wahrscheinlichkeit Fe- und Cr-Fluoreszenzen zu erzeugen. Tritiumzerfallselektronen, die von Goldoberfläche emittiert werden lösen dementsprechend Au-Fluoreszenzen aus. Dies ist durch den Einfluss des Magnetfeldes bedingt.

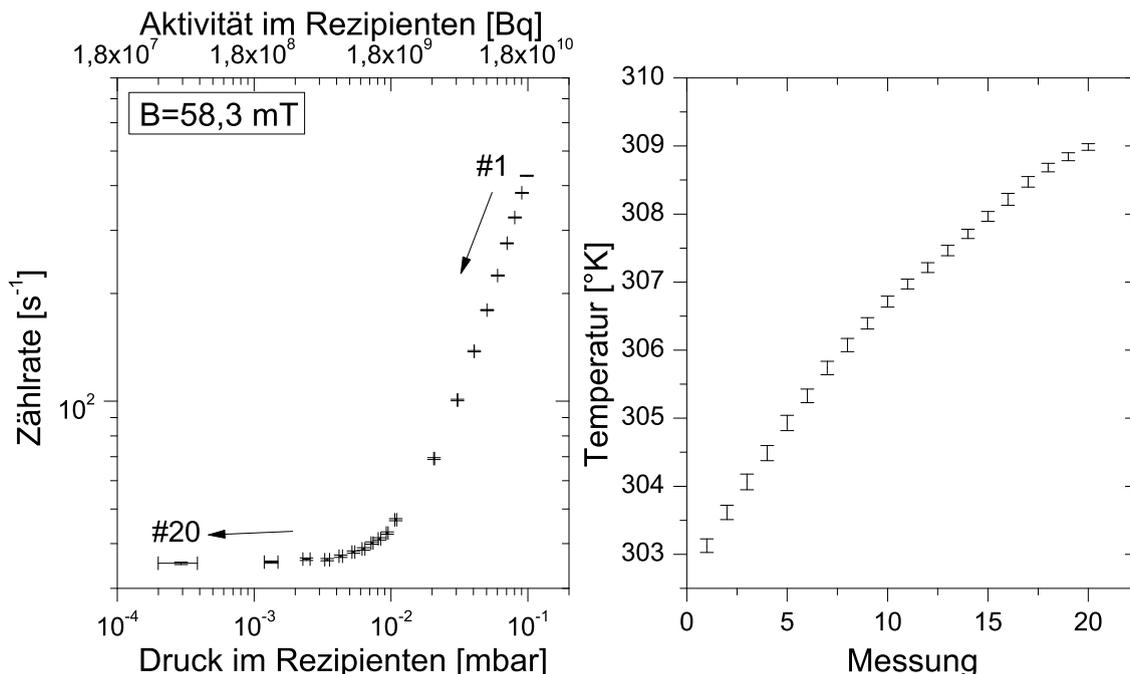


Abbildung 6.13.: Gesamtzählrate in Abhängigkeit des Drucks und der Aktivität im Rezipienten (rechts). Verlauf der Temperaturentwicklung während der Messreihe (rechts).

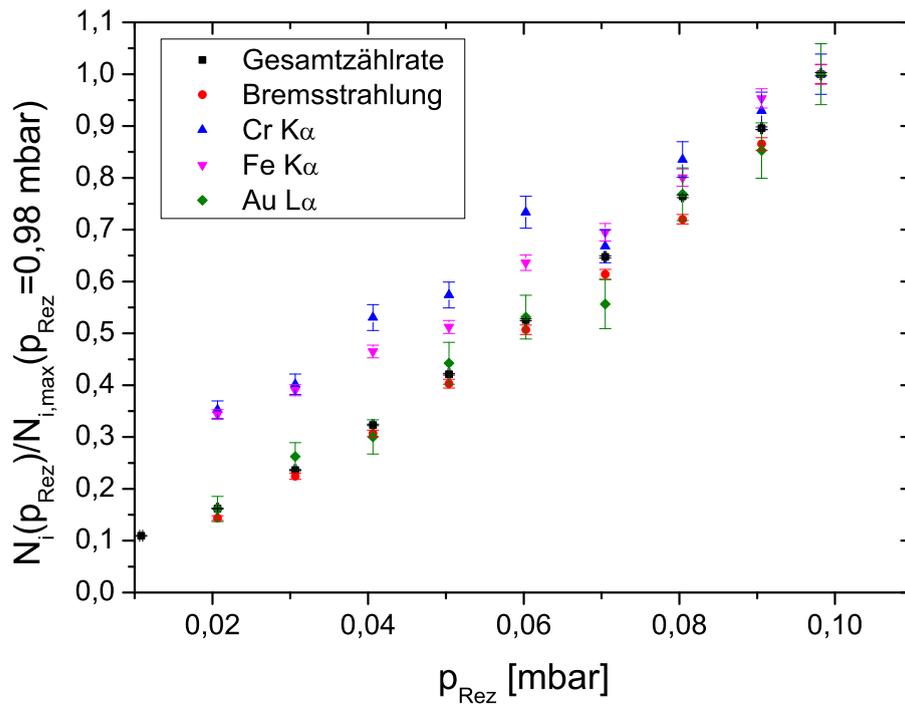


Abbildung 6.14.: Verlauf der Cr-, Fe-, Au-Fluoreszenzlinien, der Bremsstrahlung und der Gesamtzählrate in Abhängigkeit des Tritiumpartialdrucks. Die Anteile sind auf ihr jeweiliges Maximum bei $p_{\text{Rez}} = 0,98$ mbar normiert. Die Messzeit betrug jeweils 500 s und die Gesamtzählrate variierte zwischen $35 \text{ s}^{-1} \leq dN/dt \leq 424 \text{ s}^{-1}$.

Um mit TriReX zukünftig die Tritiumadsorption auf den Goldoberflächen messen zu können muss daher Röntgenstrahlung, welche vom Edelstahlbehälter stammt, ausgeblendet werden. Näheres dazu im Kapitel 7.

6.8. Bestimmung eines möglichen Memoryeffekts im TriReX-Aufbau

Wie in Kap. 3.4 erläutert kann Tritium durch Adsorption und Absorption im Edelstahl und anderen Materialien ein permanentes Untergrundsignal verursachen. Dieses Untergrundsignal kann in Abhängigkeit der durchgeführten Tritiummessungen stetig an Intensität zunehmen. Diese Art von Memoryeffekt verschlechtert die Sensitivität eines Detektorsystems. Ziel dieser Messungen war der Nachweis eines möglichen Memoryeffekts im TriReX-Aufbau.

6.8.1. Parameter der durchgeführten Messungen

Im Verlauf dieser Arbeit wurden Messreihen mit 7 (H,D,T)-Gasmischungen bei unterschiedlichen Tritiumpartialdrücken durchgeführt. Der Tritiumpartialdruck im Rezipienten lag im Bereich $6 \cdot 10^{-6} \text{ mbar} \leq p_{\text{T,Rez}} \leq 1 \text{ mbar}$. Nach jeder Messreihe wurden der Rezipient evakuiert und Untergrundmessungen durchgeführt.

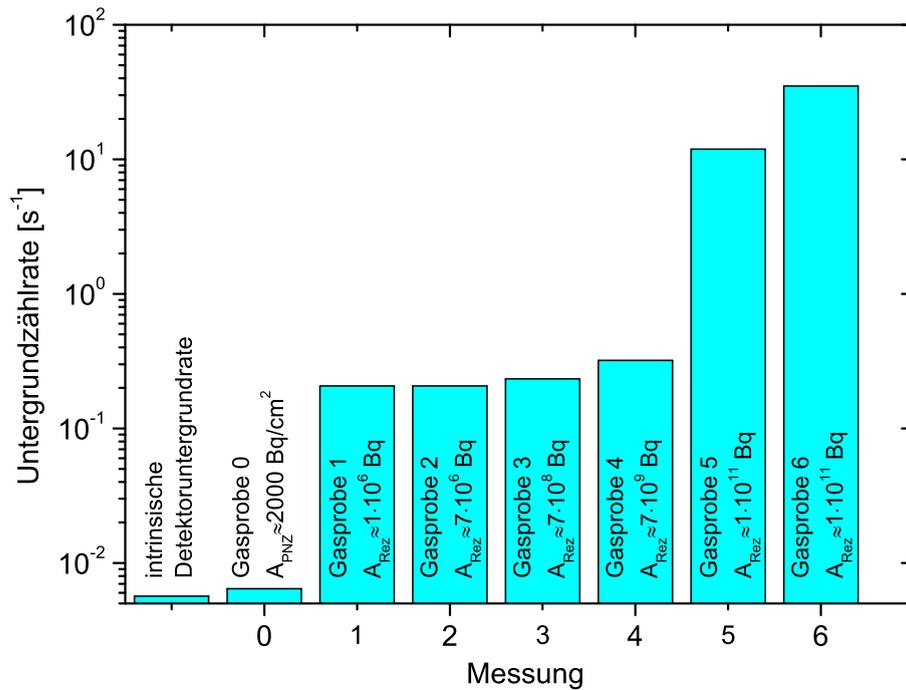


Abbildung 6.15.: Untergrundzählrate nach dem Befüllen und anschließendem Evakuieren des Rezipienten von TriReX mit der jeweiligen Gasprobe. Die vor jeder Untergrundmessung im Rezipienten vorhandene Aktivität ist mit angegeben.

6.8.2. Untergrundsignalrate bei evakuiertem Rezipienten in Abhängigkeit der Tritiummessungen

In Abbildung 6.15 sind die Ergebnisse der Untergrundmessungen nach der Evakuierung des Rezipienten dargestellt. Die erste Messung ist die intrinsische Untergrundrate des Detektors ohne vorherige Kontamination des TriReX-Aufbaus. Die Messungen Nr. 1-6 sind die Untergrundzählraten, die nach der jeweiligen Messreihe nach Evakuierung des Rezipienten mit der TMP des TriReX-Aufbaus erreicht wurden.

Ein Memoryeffekt im Untergrundsignal ist deutlich sichtbar und die Untergrundrate steigt nach jeder Messung an. Beim Vergleich der Messungen Nr. 1-4 fällt auf, daß die Untergrundrate nur in geringem Maße zunimmt, obwohl die Tritiumaktivität im Rezipienten über 3 Größenordnungen hinweg variiert wurde. Zwischen Messung Nr. 5 und 6 gibt es eine deutliche Zunahme der Untergrundrate (Faktor ≈ 3) obwohl die Tritiumaktivität im Rezipienten nahezu konstant blieb.

Drei mögliche Quellen für dieses Untergrundsignal sind:

1. Adsorbiertes Tritium auf und absorbiertes Tritium in der Edelstahloberfläche des Rezipienten
2. Adsorbiertes Tritium auf und absorbiertes Tritium in der Goldoberflächen der Berylliumfenster
3. Tritiumpermeation durch das Berylliumfenster in das Zwischenflanschvolumen

Tritiumpermeation durch das Berylliumfenster kann als unwahrscheinliche betrachtet werden, da Tritium im Detektorvolumen sich durch eine erhöhte Ereignisrate,

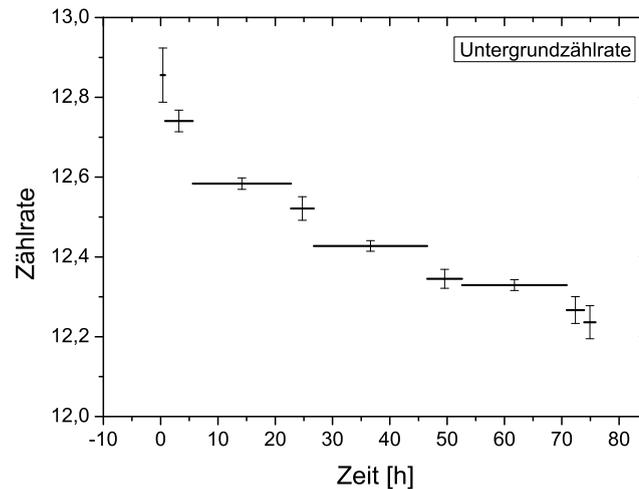


Abbildung 6.16.: Zeitliche Entwicklung der Untergrundzählrate nach Messung Nr. 5 ($A_{\text{Rez}} = 1,44 \cdot 10^{11}$ Bq, $B_{\text{Rez}} = 0$ mT) während der kontinuierlichen Evakuierung des Rezipienten mit der TMP. Die X-Balken stehen für die Messdauer.

speziell im niederenergetischen Bereich des Spektrums ($0 \text{ keV} \leq E \leq 2 \text{ keV}$), bemerkbar machen sollte.

Die Magnetfeldunabhängigkeit des Untergrundsignals (Kap. 6.6) und der Verlauf der Fluoreszenzanteile in Abhängigkeit des Tritiumpartialdrucks im Rezipienten (Abb. 6.14) sind Hinweise darauf, daß das Untergrundsignal von adsorbiertem Tritium auf und absorbiertem Tritium in der Edeltahloberfläche des Rezipienten dominiert wird.

Die zeitliche Entwicklung des Untergrundsignals (nach Messung Nr. 5) während der kontinuierlichen Evakuierung des Rezipienten von TriReX mit der TMP ist in Abb. 6.16 dargestellt. Die Höhe des Untergrundsignals sinkt langsam, ist aber auch durch mehrere Tage langes Pumpen nicht wieder auf das Niveau von Messung Nr. 4 abzusenken.

Erste Versuche durch Spülen mit H_2 -Gas das Untergrundsignal zu reduzieren zeigten nur wenig Erfolg (Änderung der Zählrate kleiner 20%). Weitere systematische Untersuchungen hierzu müssen jedoch noch folgen und sind Thema einer gegenwärtig am TLK durchgeführten Bachelorarbeit [Höv11].

Für TriReX und KATRIN bedeutet dies, daß Röntgenstrahlung von der Edeltahloberfläche weitestgehend ausgeblendet werden sollte. Mögliche Ansätze sind

- die Vergoldung der in Frage kommenden Oberflächen,
- die Verwendung eines Kollimators, der den Öffnungswinkel des SDD stärker begrenzt und
- eine möglichst günstige Platzierung des Detektors, sodass nur ein geringer Teil der Edeltahloberfläche für den SDD direkt sichtbar ist.

Durch den starken Einfluss des durch den Memoryeffekt hervorgerufenen Untergrundsignals im TriReX-Aufbau lassen sich aktuell keine Adsorptionsmessungen auf Gold durchführen. Eine geplante Modifikation des TriReX-Aufbaus soll diese Messungen jedoch zukünftig möglich machen (Kap. 7).

6.9. Diskussion der Messergebnisse im Zusammenhang mit dem KATRIN-Experiment

Die im Rahmen dieser Arbeit bearbeiteten Fragestellungen lassen im Hinblick auf KATRIN die folgenden Schlussfolgerungen zu:

1. Wie groß ist der intrinsische Detektoruntergrund im TriReX-Aufbau?

Der intrinsische Detektoruntergrund hat mit $\dot{N} \approx 0,005 \text{ s}^{-1}$ bei einer geforderten Sensitivität von 0,1% in einer Messzeit von $t_{\text{mess}} = 1000 \text{ s}$ nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Sensitivität des Systems.

Tritiumadsorption, die den "rear wall"-Anforderungen an die maximale T-, T₂-Adsorption entspricht, liegt voraussichtlich 1 – 2 Größenordnungen über dem intrinsischen Detektoruntergrund und ist damit prinzipiell nachweisbar. Dafür muss man jedoch voraussetzen dass Tritiumzerfallselektronen, die von der Goldoberfläche starten ähnliche Nachweiseffizienzen erzielen, wie die im TriReX-Aufbau gemessenen. Wenn es gelingt den Memoryeffekt im TriReX-Aufbau zu reduzieren (siehe Kap. 7), dann sind zukünftig Messungen der Tritiumadsorption auf Gold möglich und helfen damit den endgültigen Aufbau der "rear wall" festzulegen.

2. Was ist die Tritiumnachweisgrenze des Detektorsystems und wie groß ist die Nachweiseffizienz bei KATRIN-nahen Bedingungen?

Bei einer Aktivität $A_{\text{Rez}} = (1,44 \pm 0,21) \cdot 10^{11} \text{ Bq}$ im Rezipienten wurde im TriReX-Aufbau eine Zählrate von $(dN/dt = 8989,0 \pm 1,6) \text{ s}^{-1}$ erzielt, bei einer Magnetfeldstärke $B = 58,3 \text{ mT}$. Dies liegt etwa eine Größenordnung über der in Kap. 4.3 geforderten physikalischen Anforderung. Diese Zählrate lässt sich jedoch nicht einfach auf die WGTS und ein Röntgendetektorsystem zur Überwachung der KATRIN-Tritiumquelle übertragen.

Der Grund dafür ist, dass der endgültige Abstand des Detektors von der KATRIN-"rear wall", der Winkel unter dem der Detektor auf die "rear wall" gerichtet ist und der Schichtenaufbau der "rear wall" bislang unbekannt sind und die in KATRIN erzielbare Gesamtzählrate einschränken können. Gestiegt wird die erzielbare Gesamtzählrate durch die Tatsache, dass die WGTS im Tritiumbetrieb eine Aktivität $A_{\text{WGTS}} = 1,1 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$ enthält und nahezu alle Tritiumzerfallselektronen auf die "rear wall" treffen. Im TriReX-Aufbau treffen bei idealer magnetischer Führung der Tritiumzerfallselektronen nur etwa 14,7% bzw. 24,2% der Tritiumzerfallselektronen auf die goldbeschichteten Berylliumfenster. Dies liegt am Verhältnis der Durchmesser der Berylliumfenster (39 mm, 50 mm) und des Rezipienten (101,7 mm). Ein Großteil der Tritiumzerfallselektronen wird in der Edelstahloberfläche des Rezipienten (Grund- und Deckfläche des Zylinders) absorbiert. Darüber hinaus ist es möglich im KATRIN-Experiment einen SDD mit größerer Fläche einzusetzen (bspw. 100 mm^2 anstatt der 80 mm^2 im TriReX-Aufbau).

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die geforderte Gesamtzählrate von größer 1000 s^{-1} bei einer Aktivität in der WGTS von $1,1 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$ mit einem zukünftigen KATRIN-Röntgendetektorsystem mit hoher Wahrscheinlichkeit erreicht werden kann.

3. Welchen Einfluss hat das Magnetfeld auf die Nachweiseffizienz des Detektorsystems?

Die in TriReX durchgeführten Messungen zeigen, dass die Detektorzählrate in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke ab etwa 30 mT in eine Sättigung geht. Trotz der höheren Magnetfeldstärke in der WGTS (bis zu $B = 5,6$ T), sind die Ergebnisse für die maximal erzielbaren Gesamtzählraten dahingehend übertragbar. Es müssen jedoch systematische Untersuchungen durchgeführt werden, die den Einfluss des weitaus höheren Magnetfelds in der WGTS auf den SDD zeigen.

4. Wie verhalten sich die Fluoreszenz- und Bremsstrahlungsanteile in Abhängigkeit des Tritiumpartialdrucks im Rezipienten?

Es ergibt sich ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen Detektorzählrate und Rezipientendruck. Lediglich der durch Tritiumadsorption und Tritiumabsorption verursachte Untergrund (siehe Memoryeffekt) erzeugt Abweichungen von diesem Verhalten. Dieses Verhalten war jedoch erwartet worden und muss bei der Auslegung eines Röntgendetektorsystems für KATRIN berücksichtigt werden.

5. Gibt es einen Tritium-Memoryeffekt im TriReX-Aufbau?

Im TriReX-Aufbau zeigte sich ein signifikanter Memoryeffekt. Es gibt starke Hinweise darauf, dass dieser Effekt durch Tritiumadsorption auf und Tritiumabsorption in der Edeltahloberfläche dominiert wird. Dies macht Messungen der Tritiumadsorption auf Gold im momentanen TriReX-Aufbau nicht möglich und ist eine bedeutende Quelle für eine systematische Unsicherheit in der Detektorzählrate. Die Untergrundrate betrug nach den letzten Tritiummessungen $dN/dt = 35 \text{ s}^{-1}$ und beträgt damit 0,38 % der bei einer Aktivität $A_{\text{Rez}} = (1,44 \pm 0,21) \cdot 10^{11} \text{ Bq}$ gemessenen Zählrate. Eine in Kap. 7 diskutierte Modifikation des TriReX-Aufbaus würde dieses Problem lösen und Messungen der Tritiumadsorption auf Gold möglich machen. Eine mögliche Lösung im Hinblick auf KATRIN wird ebenfalls in Kap. 7 diskutiert.

Die in Kapitel 5.1 durchgeführten Messungen und die Tritiumspektren geben derzeit keinen Hinweis darauf, dass sich eine signifikante Menge Tritium im Detektorvolumen akkumulieren kann. Die Tritiummessungen in TriReX wurden zwar nur über einen Zeitraum von etwa 2 Monaten ausgeführt aber der Tritiumpartialdruck im Rezipienten war bis zu 5-6 Größenordnungen höher als der hinter der KATRIN-„rear wall“ erwartete Tritiumpartialdruck ($\approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$). Das Berylliumfenster kann damit als effektive Barriere für Tritium gesehen werden und wird den SDD auch in einem Röntgendetektorsystem für KATRIN vor einer Kontamination mit Tritium schützen.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen des KATRIN-Experiments soll die Neutrinomasse aus dem Verlauf des Triumbetaspektrums bestimmt werden. Dafür ist die Kenntnis der Aktivität in der KATRIN-Tritiumquelle mit einer Unsicherheit von $\leq 0,1\%$ von entscheidender Bedeutung. Zur Überwachung der Aktivität von $1,1 \cdot 10^{11}$ Bq in der Tritiumquelle soll ein Röntgendetektorsystem im CMS (Calibration and Monitoring Systems) genutzt werden.

Elektronen aus dem Tritiumzerfall werden in KATRIN mithilfe eines magnetischen Führungsfeldes zum Spektrometersystem und zum CMS geführt. Im Spektrometersystem wird mit einem einstellbaren elektrischen Feld eine Energieanalyse der Elektronen durchgeführt. Das Bezugspotential dieses elektrischen Feldes wird in der "rear wall" definiert, die Bestandteil des CMS ist. Die "rear wall" wird eine goldbeschichtete Scheibe mit einem Durchmesser von ≈ 9 cm sein und im Strahlrohr zwischen WGTS und CMS montiert. Elektronen aus dem Tritiumzerfall, die magnetisch in Richtung CMS geführt werden, erzeugen bei der Absorption in der "rear wall" Röntgenstrahlung, deren Intensität ein Maß für die Aktivität in der WGTS ist. Ein hinter der "rear wall" montierter Röntgendetektor wird zum Nachweis der β -induzierten Röntgenstrahlung eingesetzt.

Um die Machbarkeit eines Röntgendetektorsystems zur Überwachung der Aktivität in der KATRIN-Tritiumquelle mit einer Sensitivität von $0,1\%$ innerhalb einer Messzykluszeit von 1000 s zu zeigen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Testexperiment am TLK aufgebaut. Das Testexperiment wurde unter KATRIN-nahen Bedingungen aufgebaut und erfüllt alle Anforderungen zum sicheren Betrieb eines tritiumführenden Systems im 100 GBq Bereich. Damit wurde erstmals die Machbarkeit von Aktivitätsmessungen an gasförmigen Tritium auf dem $0,1\%$ -Level demonstriert. Als Röntgennachweissystem wurde ein Siliziumdriftdetektor eingesetzt und das Analogon zur KATRIN "rear wall" ist ein goldbeschichtetes Berylliumfenster. Die drei zentralen Fragestellungen von TriReX waren:

- **Tritiumfluss durch das Berylliumfenster**

Der Siliziumdriftdetektor (SDD) muss im KATRIN-Experiment im Strahlengang mit Blick auf die "rear wall" montiert werden. Ein für Röntgenstrahlung transparentes Fenster muss den Detektor vor einer Kontamination mit Tritium bewahren. Ein möglicher Kandidat für solch ein Fenstermaterial ist Beryllium. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Berylliumfenster entworfen und eingesetzt. Tritiumfluss durch solch ein Berylliumfenster würde zu einer zeitlich ansteigenden Untergrundrate führen und die Sensitivität des Detektorsystems dauerhaft reduzieren. Deshalb wurde in einem Vorabversuch die Heliumleckrate durch das Berylliumfenster bestimmt. Messungen ergaben eine Heliumstandardleckrate von $Q_{\text{L,He-Std.}} = 1,06 \cdot 10^{-10}$ mbar l/s.

Während der Tritiummessungen über etwa 3 Monate hinweg ergab sich in den aufgenommenen Spektren kein Hinweis auf eine Schädigung des Berylliumfensters. Eine Tritiumpermeation durch das Berylliumfenster wurde ebenfalls nicht gesehen. Bei Energien von ≤ 2 keV fällt die Intensität der mit TriReX aufgenommenen Energiespektren stark ab. Schon geringste Mengen von Tritium im Detektorvolumen sollten signifikant den Verlauf des Energiespektrums ändern. Das Berylliumfenster hat sich damit bei den in TriReX vorherrschenden Druckverhältnissen als wirkungsvolle Barriere für Tritium erwiesen.

- **Prinzipielle Machbarkeit der Aktivitätsüberwachung der Tritiumquelle von KATRIN**

Um die die Aktivität in der WGTS mit einer Sensitivität von 0,1% in 1000 s zu bestimmen, muss die Detektorzählrate $\geq 1000 \text{ s}^{-1}$ sein. Mit dem Testexperiment konnte gezeigt werden, daß bei einer Aktivität von $(1,44 \pm 0,21) \cdot 10^{11}$ Bq im Volumen eine Zählrate von 8989 s^{-1} erreichbar ist. Diese liegt etwa eine Größenordnung über den physikalischen Anforderungen von TriReX. Das System zeigte ein annähernd lineares Verhalten bei Aktivitätsänderungen im Volumen und ab Werten von > 30 mT nur eine geringe Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Die erzielbare Zählrate ist aber nicht ohne weiteres auf das KATRIN-Experiment übertragbar. Sie hängt vom Abstand des Detektors von der "rear wall" ab und der Transparenz der "rear wall" für Röntgenstrahlung.

Die in TriReX erzielte Nachweiseffizienz ist um einen Faktor ≈ 9 höher als benötigt und lässt damit eine sichere Extrapolation der Ergebnisse auf den KATRIN Fall zu. BIXS in Kombination mit einem hochauflösenden SDD ist somit eine geeignete Möglichkeit für der Überwachung der Aktivität in der KATRIN-Tritiumquelle mit der erforderlichen Sensitivität von 0,1%.

- **Adsorption von Tritium**

Tritiumadsorption auf Gold oder Edelstahl kann das Untergrundsignal im Röntgendetektorsystem ansteigen lassen und einen Memoryeffekt bewirken. Damit wären Aktivitätsänderungen in der WGTS nicht mehr mit der geforderten Präzision nachweisbar. Im TriReX-Aufbau wurde ein signifikanter Memoryeffekt nachgewiesen, der bei letzten Messungen eine Untergrundrate von etwa $\approx 30 \text{ s}^{-1}$ verursachte im Vergleich zu $\approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ bei der ersten Messung. Die durchgeführten Messungen geben starke Hinweise darauf, dass dieser Untergrund von auf Edelstahl adsorbierten bzw. in Edelstahl absorbiertem Tritium stammt. Eine geplante Modifikation des TriReX-Aufbaus (Abb. 7.1) soll

diesen Untergrund zukünftig ausblenden und die Tritiumadsorption auf Gold messbar machen. Diese Messungen sind zentraler Bestandteil der Auslegung und Herstellung der "rear wall". Im Hinblick auf KATRIN kann ein geeigneter Kollimator für den Detektor oder die Vergoldung der für den Detektor sichtbaren Edelstahloberfläche helfen den Memoryeffekt zu reduzieren.

Zusammenfassend lässt sich daher sagen, dass das TriReX-Experiment die Machbarkeit von BIXS an gasförmigen Tritium erfolgreich demonstriert hat. Für das KATRIN-Experiment konnten daraus wertvolle Informationen zur erfolgreichen Planung der Aktivitätsmessung mit der KATRIN-"rear wall" gewonnen werden.

Weitere Planungen für TriReX

- **Modifikation des TriReX-Aufbaus:**
Eine Modifikation der Drucksensorik am Rezipienten und ein Austausch der Auswerteelektronik, soll die Bestimmung der Aktivität im Rezipienten mit einer Unsicherheit von $\leq 1\%$ ermöglichen. Ein Testvolumen mit $V \approx 2\text{ cm}^3$ am Rezipienten, soll zukünftig Tests der geforderten Sensitivität von $0,1\%$ ermöglichen. Die beiden goldbeschichteten Berylliumfenster sollen näher zusammengesetzt werden (Abb. 7.1), um Bremsstrahlung von der Edelstahloberfläche des Rezipienten auszublenden und Messungen der Tritiumadsorption auf Gold möglich zu machen.
- **Simulation des TriReX-Aufbaus:**
Weitere Simulationen des TriReX-Aufbaus unter Berücksichtigung der vollständigen Geometrien sind notwendig. Diese sollten mit vollständiger Bahnverfolgung der Elektronen und Photonen erfolgen, um ein möglichst vollständige Beschreibung der einzelnen Wechselwirkungsprozesse zu erhalten. Diese Daten müssen zukünftig zeigen, ob Messungen und Simulation übereinstimmende Ergebnisse liefern und keine unvorhergesehenen Effekte Einfluss auf das Spektrum haben. Anschließend sollten mögliche Detektoranordnungen im CMS simuliert werden.
- **Geplante Messungen mit TriReX:**
Messungen zur Langzeitstabilität des Systems, zum Einfluss des Magnetfeldes auf den SDD und zur zeitlichen Entwicklung des Memoryeffekts werden folgen. Nach der geplanten Modifikation des TriReX-Aufbaus folgen Messungen der Tritiumadsorption auf Gold und Testmessungen bei Aktivitätsänderungen von $0,1\%$ im Rezipienten.
- **Verbesserung und Automatisierung der Spektrenauswertung:**
Im Hinblick auf KATRIN sollte die Auswertung der Spektren zukünftig automatisiert erfolgen. Eine Verbesserung der Anpassungsfunktion für den kontinuierlichen Bremsstrahlungsanteil und eine Umstellung auf ROOT würden den Aufwand für die Auswertung zukünftig stark reduzieren.

Im Hinblick auf KATRIN muss eine Alternative zur KETEK-DAQ gefunden werden. Dieses bietet lediglich eine Zeitaufösung von $\pm 1\text{ s}$ und verursacht damit allein eine Unsicherheit von $0,1\%$ in der Zählrate bei einer Messzeit von 1000 s . Alternativen zur KETEK-DAQ existieren bereits am Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik des KIT. Die Modifikation des TriReX-Aufbaus erfolgt voraussichtlich im Oktober 2011. Die anschließenden Messungen der Tritiumadsorption auf Gold werden eine Festlegung des Aufbaus der "rear wall" möglich machen.

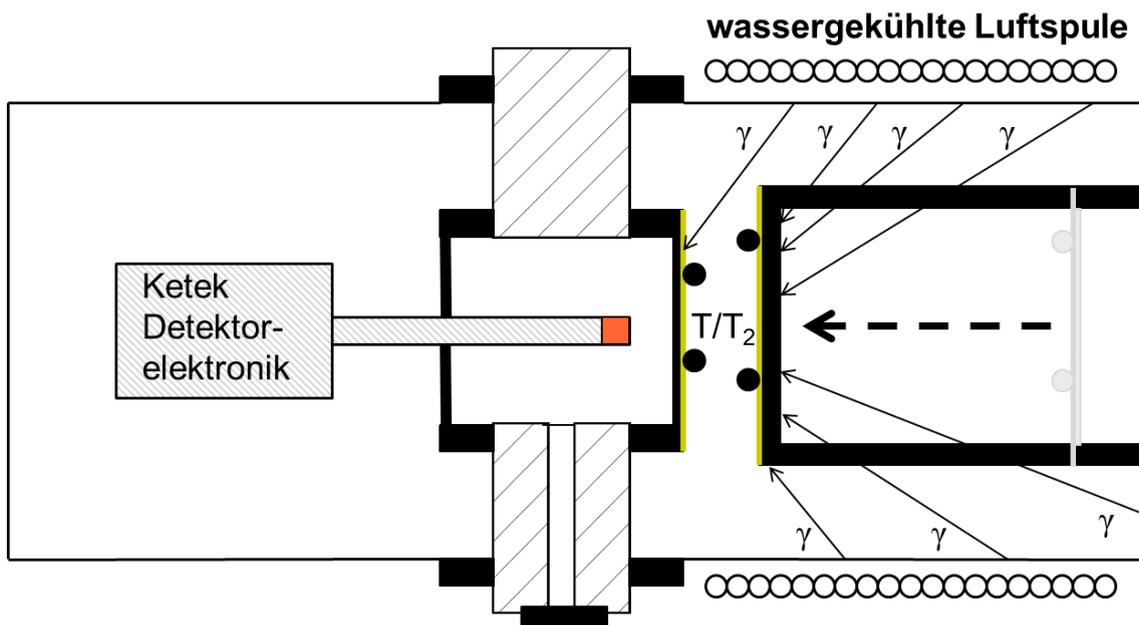


Abbildung 7.1.: Modifikation des TriReX-Aufbau. Das CF50 Berylliumfenster wird auf der Rückseite blindgef lanscht und näher an das CF40 Berylliumfenster gerückt. Ab einem Abstand von etwa 2 cm zwischen den Fenstern können Photonen von der Edelstahloberfläche des Rezipienten den SDD (rot im Bild) nur noch über Mehrfachstreuung erreichen (Zeichnung nicht maßstabsgetreu). Damit wird man sensitiver auf Änderungen in der Belegung der Goldschicht.

Literaturverzeichnis

- [Akh00] E. K. Akhmedov, G. C. Branco and M. N. Rebelo, *Seesaw mechanism and structure of neutrino mass matrix*, Physics Letters B, **478** 1-3, 215 – 223 (2000).
- [Ass98] K. Assamagan et al., *Search for a heavy neutrino state in the decay*, Physics Letters B, **434** 1-2, 158 – 162 (1998).
- [BPT80] G. Beamson, H. Q. Porter and D. W. Turner, *The collimating and magnifying properties of a superconducting field photoelectron spectrometer*, Journal of Physics E: Scientific Instruments, **13** 1, 64 (1980).
- [Ber06] A. Bergström, Lars ; Goobar, *Cosmology and particle astrophysics*, Springer-Praxis books in astronomy and planetary science, Springer, Berlin, 2. ed., repr. and issued in paperback edn. (2006).
- [Ber08] D. F. Bernardis, P. Serra, A. Cooray and A. Melchiorri, *Improved limit on the neutrino mass with CMB and redshift-dependent halo bias-mass relations from SDSS, DEEP2, and Lyman-break galaxies*, Phys. Rev. D, **78** 8, 083535 (2008).
- [Bod11] T. Bode, *Diplomarbeit: Experimentelle Untersuchung der thermischen Eigenschaften der KATRIN Tritiumquelle am WGTS-Demonstrator* (2011).
- [Cow56] J. C. L. Cowan et al., *Detection of the Free Neutrino: a Confirmation*, Journal of Physics E: Scientific Instruments, **124** 3212, 103–104 (1956).
- [Cas04] G. Castellano, J. Osán and J. Trincavelli, *Analytical model for the bremsstrahlung spectrum in the 0.25-20 keV photon energy range*, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy, **59** 3, 313 – 319 (2004).
- [Cur68] L. A. Currie, *Limits for qualitative detection and quantitative determination*, Analytical Chemistry, **40** 3, 586–593 (1968).
- [Dem08] W. Demtröder, *Experimentalphysik*, vol. 1: Mechanik und Wärme, Springer, Berlin, 5., neu bearb. u. aktualis. Aufl. edn. (2008).
- [Dem09] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3 : Atome-, Moleküle- und Festkörper*, Springer-LehrbuchSpringerLink : Bücher, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (2010).
- [Dem10] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4 : Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Springer-LehrbuchSpringerLink : Bücher, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (2010).

- [Eic09] F. Eichelhardt, *Doktorarbeit: Measurement of the Tritium Pumping Properties of a 4.2 K Argon Condensate for the Cryogenic Pumping Section of KATRIN*, Verlag Karlsruhe (2009).
- [Eic08] F. Eichelhardt et al., *First tritium results of the KATRIN test experiment TRAP*, Fusion Science and Technology, **54**, 615–618 (2008).
- [Boe92] P. V. F. Boehm, *Physics Of Massive Neutrinos*, Cambridge University Press (2003).
- [Fir99] *Table of isotopes*, vol. 1: A1 - 150, Wiley, New York, 8. ed., paper ed. edn. (1999).
- [Fog07] G. Fogli et al., *Neutrino mass and mixing: 2006 status*, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, **168**, 341 – 343 (2007), proceedings of the Neutrino Oscillation Workshop.
- [Fra11] F. Fränkle et al., *Radon induced background processes in the KATRIN pre-spectrometer*, Astroparticle Physics, **35** 3, 128 – 134 (2011).
- [GBB10] W. Gil et al., *The Cryogenic Pumping Section of the KATRIN Experiment*, Applied Superconductivity, IEEE Transactions on, **20** 3, 316 –319 (2010).
- [Gro09] S. Grohmann, *Stability analyses of the beam tube cooling system in the KATRIN source cryostat*, Cryogenics, **49**, 413–420 (2009).
- [Gro11] S. Grohmann, T. Bode, H. Schön and M. Süßer, *Precise temperature measurement at 30 K in the KATRIN source cryostat*, Cryogenics, **51**, 438–445 (2011).
- [Höv11] K. Höveler, *Bachelorarbeit in Vorbereitung*, Institut für Experimentelle Kernphysik (IEKP), KIT.
- [Jac82] J. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, W. de Gruyter, Berlin (1982).
- [Jar11] N. Jarosik et al., *Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results*, The Astrophysical Journal Supplement Series, **192** 2, 14 (2011).
- [Jul05] S. Jullian, *Experimental status on neutrinoless double beta decay searches*.
- [Kal05] M.-B. Kallenrode, *Rechenmethoden der Physik : mathematischer Begleiter zur Experimentalphysik*, Springer-Lehrbuch, Springer, Berlin, 2. Aufl. edn. (2005).
- [KAT04] *KATRIN Design Report* (2004).
- [Kaz08] O. Kazachenko et al., *TRITIUM PROCESSING LOOP FOR KATRIN EXPERIMENT*, Fusion Science and Technology, **54**, 67–70 (2008).
- [Ket11] KETEK, *Function of Silicon Drift Detector* (2011).
URL <http://www.ketek.net>
- [Kla04] H. Klapdor-Kleingrothaus, I. Krivosheina, A. Dietz and O. Chkvorets, *Search for neutrinoless double beta decay with enriched ^{76}Ge in Gran Sasso 1990-2003*, Physics Letters B, **586** 3-4, 198 – 212 (2004).

- [Kla97] K. Klapdor-Kleingrothaus, Hans V. ; Zuber, *Teilchenastrophysik : mit zahlreichen Tabellen*, Teubner Studienbücher : Physik, Teubner, Stuttgart (1997).
- [Kra23] H. A. Kramers, *On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum*, Philosophical Magazine Series 6.
- [Kra05] C. Kraus et al., *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium β -decay*, European Physical Journal C, **40**, 447 (2005).
- [Kri07] H. Krieger, *Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie*, Teubner (2007).
- [Lob85] V. Lobashev and P. Spivak, *A Method for Measuring the Electron Anti-neutrino Rest Mass*, Nuclear Instruments and Methods A, **240**, 305–310 (1985).
- [Lob99] V. M. Lobashev et al., *Direct search for mass of neutrino and anomaly in the tritium beta-spectrum*, Phys. Lett., **B460**, 227–235 (1999).
- [Jin09] J. Long and Z. An, *Comparison of reconstruction methods of depth distribution of tritium in materials based on BIXS*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, **267** 10, 1852 – 1855 (2009).
- [Lor02] T. J. Loredo and D. Q. Lamb, *Bayesian analysis of neutrinos observed from supernova SN 1987A*, Phys. Rev. D, **65** 6, 063002 (2002).
- [Luk11] S. Lukic et al., *Measurement of the gas-flow reduction factor of the KA-TRIN DPS2-F differential pumping section*, submitted to Vacuum.
- [Mag06] G. . G. J. Magill, Joseph ; Pfennig, *Karlsruher Nuklidkarte = Chart of the Nuclides*, Haberbeck, Lage, 7. Aufl. edn. (2006).
- [Mao11] L. Mao et al., *Effects of internal bremsstrahlung of tritium [beta]-decay and surface roughness in the BIXS method*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, **269** 2, 105 – 110 (2011).
- [Mat05] *In-Situ measurement of high level tritiated water by bremsstrahlung counting*, Fusion Engineering and Design (2005).
- [Mat08] M. Matsuyama, *Development of a new detection system for monitoring high-level tritiated water*, Fusion Engineering and Design, **83** 10-12, 1438 – 1441 (2008), proceedings of the Eight International Symposium of Fusion Nuclear Technology - ISFNT-8 SI.
- [Mat01] M. Matsuyama et al., *Nondestructive measurement of surface tritium by [beta]-ray induced X-ray spectrometry (BIXS)*, Journal of Nuclear Materials, **290-293**, 437 – 442 (2001), 14th Int. Conf. on Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion D evices.
- [Mat03] M. Matsuyama et al., *Non-destructive tritium measurements of Mk IIA divertor tile by BIXS*, Journal of Nuclear Materials, **313-316**, 491 – 495 (2003), plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion Devices 15.

- [Mat11] M. Matsuyama et al., *Trapping and depth profile of tritium in surface layers of metallic materials*, Journal of Nuclear Materials (2011).
- [Mau09] D. Maurel, *Diplomarbeit: Designstudien zur Messung der Aktivität der Tritiumquelle im KATRIN-Experiment mit Röntgenstrahlung* (2009).
- [Mer10] *Electromagnetic design of the spectrometer section of the KATRIN experiment*, Progress in Particle and Nuclear Physics, **64** 2, 294 – 296 (2010), neutrinos in Cosmology, in Astro, Particle and Nuclear Physics, International Workshop on Nuclear Physics, 31st course.
- [Nak10] K. Nakamura et al., *Review of Particle Physics, 2010-2011. Review of Particle Properties*, J. Phys. G, **37** 7A, 075021 (2010).
- [Nis77] K. NISHIZAWA, Y. ENDO and M. SHINAGAWA, *Application of NaI(Tl) Scintillation Detector to Measurement of Tritium Concentration*, Journal of Nuclear Science and Technology, **14** 10, 705–709 (1977).
- [Ott08] E. Otten and C. Weinheimer, *Neutrino mass limit from tritium β -decay*, Reports on Progress in Physics, **71**, 086201 (2008).
- [Pau30] W. Pauli, *Brief an die Physikalische Gesellschaft in Tübingen vom 4. Dezember 1930, nachzulesen in L.M. Brown, Phys. Today 31* (1978).
- [Pic92] A. Pircard et al., *A solenoid retarding spectrometer with high resolution and transmission for keV electrons*, Nuclear Instruments and Methods B, **63**, 345–358 (1992).
- [Pns11] PNSensor, *Silicon Drift Detector Development* (2011).
URL <http://www.pnsensor.de>
- [Pov09] B. Povh (Ed.), *Teilchen und Kerne : eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, Springer-Lehrbuch, Springer, Berlin, 8. Aufl. edn. (2009).
- [Rei11] A. Rein, *Bachelorarbeit in Vorbereitung*, Institut für Experimentelle Kernphysik (IEKP), KIT.
- [Rei59] J. Reines and C.L.Cowan, Phys. Rev., **113** 273 (1959).
- [Ros67] L. G. E. M. Rosen, J.C., *Carbon-14 and tritium measurement by means of bremsstrahlung emissions.*, Science, **157** 784, 77–78 (1967).
- [RSD11] *Rear Section System Concept Document*, Internes Dokument, KATRIN Kollaboration (2011).
- [Sch97] N. Schmitz, *NeutrinoPhysik : mit 23 Tabellen*, Teubner-Studienbücher : Physik, Teubner, Stuttgart (1997).
- [Sch08] M. Schöppner, *Diplomarbeit: A Prototype Ion Source for the Functionality Test of the KATRIN Transport Section* (2008).
- [NIST04] S. Seltzer, *NIST Standard Reference Database 126* (2004).
- [Ste11] M. Steidl, *Persönliche Mitteilung*, Institut für Kernphysik (IKP), KIT.
- [Std08] M. Steidl, *Improved Detection of Low-Energy Electrons*, Neutrinos and Beyond - SFB/TR 27 (2008).

- [Stu07] M. Sturm, *Diplomarbeit: Bestimmung der Tritiumflussreduktion einer Tritium-Argon-Frostpumpe für das Neutrinomassen-Experiment KATRIN* (2007).
- [Stu10] M. Sturm, *Doktorarbeit: Aufbau und Test des Inner-Loop-Systems der Tritiumquelle von KATRIN* (2010).
- [Thu07] T. Thümmeler, *Präzisionsüberwachung und Kalibration der Hochspannung für das KATRIN-Experiment*, Doktorarbeit (2007).
- [Tho08] J. A. H. Thomas (Ed.), *Neutrino oscillations : present status and future plans*, World Scientific (2008).
- [Tor05] Y. Torikai et al., *Tritium distribution in JET Mark IIA type divertor tiles analysed by BIXS*, Journal of Nuclear Materials, **337-339**, 575 – 579 (2005), pSI-16.
- [Dia09] M. Ubieta-Díaz et al., *A broad-band FT-ICR Penning trap system for KATRIN*, International Journal of Mass Spectrometry, **288** 1-3, 1 – 5 (2009).
- [Vik09] A. Vikhlinin et al., *Chandra Cluster Cosmology Project III: Cosmological Parameter Constraints*, The Astrophysical Journal, **692** 2, 1060 (2009).
- [Wei03] C. Weinheimer, *Laboratory Limits on Neutrino Masses*, Springer.
- [Wes60] T. Westermark, L. Devell and N. Ghanem, *On the use of bremsstrahlung for the determination of tritium in aqueous and organic systems*, Nuclear Instruments and Methods, **9** 2, 141 – 144 (1960).
- [Wu10] J. Wu et al., *BIXS measurements of tritium uptake in C and W materials for EAST*, Journal of Nuclear Materials (2010).
- [XDB09] *X-ray data booklet*, Tech. Rep., Berkeley, Calif. (2009).

Anhang

A. Ausgleichsrechnungen Kapitel 5

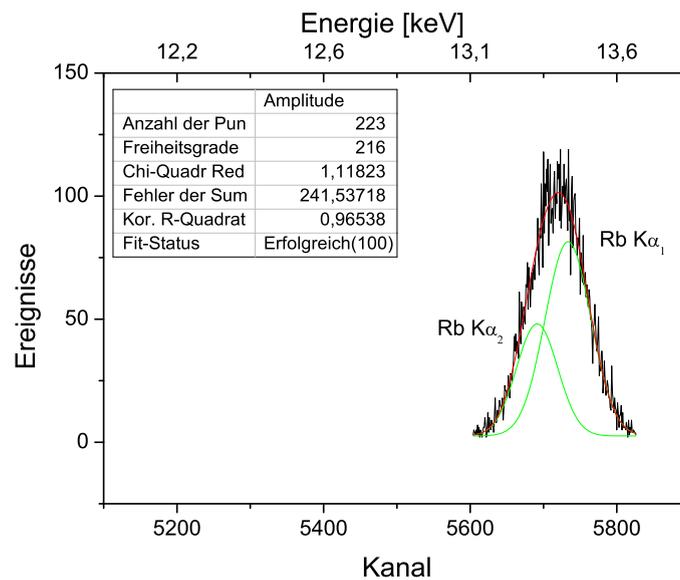


Abbildung A.1.: Anpassungsrechnung zur Bestimmung der Energieauflösung des Detektors mithilfe der Rb $K\alpha_1$ -Linie.

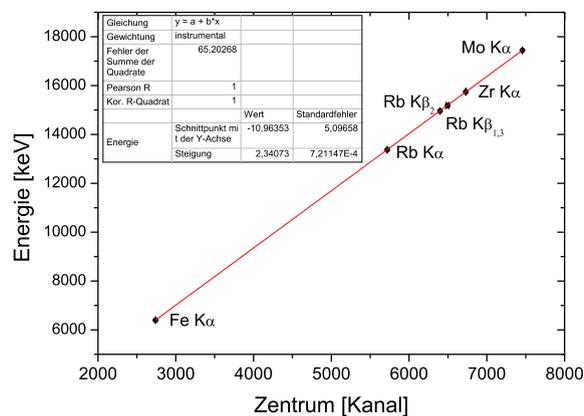


Abbildung A.2.: Energiekalibrierung des Detektors im Kalibrieraufbau des IKP mithilfe einer ^{241}Am -Quelle.

B. Berechnungen Kapitel 6

B.1. Volumenberechnung TriReX Aufbau

Das Rezipientenvolumen V_{Rez} besteht aus dem 270 mm langen CF100 Rohr mit einem Innendurchmesser $d = 101,7$ mm abzüglich der beiden Berylliumfenster. Der Flansch des CF50 Berylliumfenster hat einen Innendurchmesser von $d_i = 51$ mm, einen Außendurchmesser von $d_a = 86$ mm und eine Tiefe von $t = 17,3$ mm. Der Flansch des CF40 Berylliumfenster hat einen Innendurchmesser von $d_i = 39$ mm, einen Außendurchmesser von $d_a = 70$ mm und eine Tiefe von $t = 12,7$ mm. Damit ergibt sich das folgende Volumen:

$$V_{\text{Rez}} = (2094 \pm 21) \text{ cm}^3 \quad (7.1)$$

Der Fehler wurde mit 1 % abgeschätzt.

Das Gesamtvolumen V_{Ges} ist die Summe des Volumens der Vakuumverrohrung V_{Rohr} , des Volumens des PNZ $V_{\text{PNZ}} = (10 \pm 1) \text{ cm}^3$ und des Rezipientenvolumens $V_{\text{Rez}} = (2094 \pm 21) \text{ cm}^3$. Die Länge der Vakuumverrohrung vom PNZ-Anschluss bis zum Rezipienten wurde mit 1 m abgeschätzt. Es handelt sich dabei um Rohrleitungen mit einem Innendurchmesser $d_i = 1,27$ cm. Der Fehler von V_{Rohr} wurde vorsichtig mit ± 50 % abgeschätzt. Damit ergeben sich die folgenden Volumina:

$$V_{\text{PNZ}} = (10 \pm 1) \text{ cm}^3 \quad (7.2)$$

$$V_{\text{Rez}} = (2094 \pm 21) \text{ cm}^3 \quad (7.3)$$

$$V_{\text{Rohr}} = (127 \pm 63) \text{ cm}^3 \quad (7.4)$$

$$\rightarrow V_{\text{Ges}} = (2231 \pm 67) \text{ cm}^3 \quad (7.5)$$

B.2. Berechnung der Aktivität im Rezipientenvolumen

Die Berechnung der Aktivität im Rezipienten erfolgt mithilfe der idealen Gasgleichung und der Formel für die Aktivität welche aus dem Zerfallsgesetz abgeleitet werden kann.

$$A(t) = N \cdot \lambda = N \cdot \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad [\text{Dem10}] \quad (7.6)$$

$$pV = NkT \quad [\text{Dem08}] \quad (7.7)$$

$$\rightarrow A(t) = \frac{pV}{kT} \cdot \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (7.8)$$

$A(t)$ Aktivität zum Zeitpunkt t , N Anzahl instabiler Teilchen, $T_{1/2}$ Halbwertszeit, p Druck, V Volumen, k Boltzmannkonstante und T Temperatur.

Methode I - Berechnung der Aktivität im Rezipientenvolumen aus dem Tritiumpartialdruck im PNZ

$$A(t) = 2 \cdot \frac{p_{T_2, \text{PNZ}} \cdot V_{\text{PNZ}}}{V_{\text{Ges}} \cdot kT_{\text{Rez}}} \cdot \frac{\ln 2}{12,32 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600} \quad (7.9)$$

$p_{T_2, \text{PNZ}}$ T_2 -Partialdruck im Probenahmezylinder, V_{Rez} Volumen des Rezipienten und V_{Ges} Gesamtvolumen in das die (H,D,T)-Gasmischung aus dem PNZ entspannt wird. Die Volumina werden in (Kap. B.1) bestimmt.

Der Faktor 2 ist eine Korrektur für molekular vorkommendes Tritiumgas.

Methode 2 - Berechnung der Aktivität im Rezipientenvolumen aus dem Tritiumpartialdruck Rezipientenvolumen

$$A(t) = 2 \cdot \frac{p_{T_2, \text{Rez}} V_{\text{Rez}}}{k T_{\text{Rez}}} \cdot \frac{\ln 2}{12,32 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600} \quad (7.10)$$

$p_{T_2, \text{Rez}}$ T_2 -Partialdruck im Rezipienten, V_{Rez} Volumen des Rezipienten. Das Rezipientenvolumen wird in (Kap. B.1) bestimmt.

Der Faktor 2 ist die Korrektur für molekular vorkommendes Tritiumgas.

C. Messergebnisse Kapitel 6

Tabelle C.1.: Intensitäten der Fluoreszenzlinien des in Abb. 6.3 dargestellten Beispielspektrums. Die Fluoreszenzlinien wurden mit dem in Kap. 6.3.2 beschriebenen Verfahren vom kontinuierlichen Bremsstrahlungsanteil abgetrennt.

Element	Linie	Intensität
Cr	K_α	$(2,594 \pm 0,071) \cdot 10^6$
Cr	K_β	$(0,527 \pm 0,050) \cdot 10^6$
Fe	K_α	$(4,915 \pm 0,047) \cdot 10^6$
Fe	K_β	$(0,676 \pm 0,063) \cdot 10^6$
Ni	K_α	$(0,237 \pm 0,036) \cdot 10^6$
Au	L_α	$(84,55 \pm 3,548) \cdot 10^3$
Au	L_β	$(27,48 \pm 3,565) \cdot 10^3$

D. Referenzdaten Kapitel 6

Tabelle C.2.: Nachweiseffizienz des Detektorsystems

Messreihe PNZ Nr.	Messung	dN/dt in s^{-1}	A in Bq	NE
0		$(6,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	-	-
1	$B = 0$ mT	$1,130 \pm 0,004$	$(1,15 \cdot 10^{\pm 1}) \cdot 10^6$	$(1,57 \cdot 10^{\pm 1}) \cdot 10^{-6}$
	$B = 83,3$ mT	$1,385 \pm 0,004$		$(1,92 \cdot 10^{\pm 1}) \cdot 10^{-6}$
	Untergrundsignal	$0,207 \pm 0,003$		
2	$B = 0$ mT	$0,708 \pm 0,003$	$(7,21 \cdot 10^{\pm 1}) \cdot 10^6$	$(9,83 \cdot 10^{\pm 1}) \cdot 10^{-8}$
	$B = 58,3$ mT	$1,149 \pm 0,008$		$(1,59 \cdot 10^{\pm 1}) \cdot 10^{-7}$
	Untergrundsignal	$0,206 \pm 0,002$		
3	$B = 0$ mT	$23,304 \pm 0,047$	$(7,21 \pm 1,63) \cdot 10^8$	$(3,23 \pm 0,73) \cdot 10^{-8}$
	$B = 58,3$ mT	$43,331 \pm 0,078$		$(6,01 \pm 1,36) \cdot 10^{-8}$
	Untergrundsignal	$0,252 \pm 0,010$		
4	$B = 0$ mT	$372,996 \pm 0,293$	$(7,21 \pm 1,05) \cdot 10^9$	$(4,03 \pm 0,22) \cdot 10^{-8}$
	$B = 58,3$ mT	$822,220 \pm 0,361$		$(1,14 \pm 0,17) \cdot 10^{-7}$
	Untergrundsignal	$0,320 \pm 0,020$		
5a	$B = 0$ mT	$647,879 \pm 0,771$	$(1,61 \pm 0,08) \cdot 10^{10}$	$(4,03 \pm 0,22) \cdot 10^{-8}$
	$B = 83,3$ mT	$1606,347 \pm 3,034$		$(9,99 \pm 0,54) \cdot 10^{-8}$
5b	$B = 0$ mT	$4654,253 \pm 0,991$	$(1,44 \pm 0,21) \cdot 10^{11}$	$(3,23 \pm 0,47) \cdot 10^{-8}$
	$B = 58,3$ mT	$8988,960 \pm 1,637$		$(6,24 \pm 0,91) \cdot 10^{-8}$
	Untergrundsignal	$12,700 \pm 0,027$		

Tabelle D.3.: Ausgewählte Übergänge in der Siegbahn-Notation, IUPAC-Notation und unter Angabe der Quantenzahlen.

Siegbahn-Notation	IUPAC-Notation	Hauptquantenzahl n	Drehimpulsquantenzahl l	Gesamtdrehimpulsquantenzahl j
K_{α_1}	$K - L_3$	2	1	1/2
		1	0	3/2
K_{α_2}	$K - L_2$	2	1	1/2
		1	0	1/2
K_{β_1}	$K - M_3$	3	1	1/2
		0	0	3/2
K_{β_3}	$K - M_2$	3	1	1/2
		1	0	1/2
L_{α_1}	$L_3 - M_5$	3	2	5/2
		2	1	3/2
L_{α_2}	$L_3 - M_4$	3	2	3/2
		2	1	3/2
L_{β_1}	$L_2 - M_4$	3	2	3/2
		2	1	1/2
L_{β_2}	$L_3 - N_5$	4	3	5/2
		2	1	3/2

Tabelle D.4.: Energien und relative Intensitäten der Fluoreszenzlinien der im TriReX-Aufbau vorkommenden Elemente (nach [XDB09]) und Materialzusammensetzung des Edelstahl-Rezipienten laut Materialzeugnis des Herstellers. Relative Intensitäten beziehen sich auf die stärkste Linie in jeder Schale und für jedes Element.

Element	rel. Anteil im Edelstahl des Rezipienten in %	$K_{\alpha_{1,2}}$ -Linie in eV	rel. Int. in %	$K_{\beta_{1,3}}$ -Linie in eV	rel. Int. in %	$L_{\alpha_{1,2}}$ -Linie in eV	rel. Int. in %	$L_{\beta_{1,2}}$ -Linie in eV	rel. Int. in %
Fe	69,89	6399,5	150	7058	17	705	111	718,5	66
Cr	16,67	5411,6	150	5946,7	15	572,8	111	582,8	79
Ni	10,09	7472,4	151	8264,7	17	851,5	111	868,8	68
Mo	2,01	17443,4	152	19602	23	2292,9	111	2394,8	53
Mn	1,23	5895,1	150	6490,4	17	637,4	111	648,8	77
N	0,048	392,4	150						
P	0,034	2013,4	150	2139,1	3				
C	0,021	277	147						
S	0,004	2307,4	150	2464	5				
Si		1739,8	150	1835,9	2				
Au		>20		>20		9704,8	111	11478,7	90
Be		108,5	151						
Zr		15746,3	152	17663	23	2042,2	111	2124,4	54

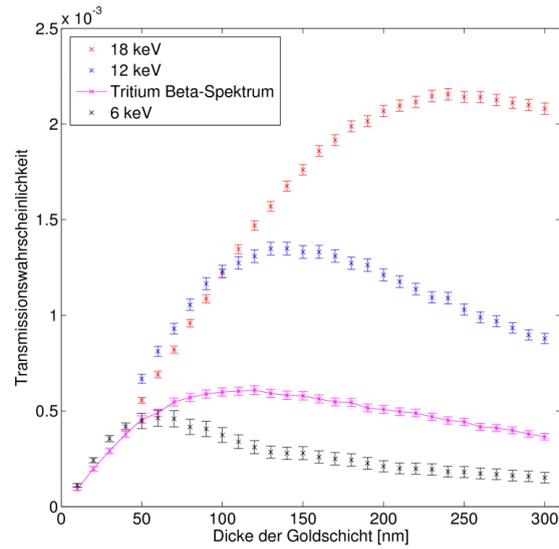


Abbildung D.3.: Wahrscheinlichkeit für Erzeugung und nachfolgende Transmission eines Röntgenphotons pro einfallendem Elektron für verschiedene Goldschichtdicken (3σ -Fehlerbalken) [Mau09].

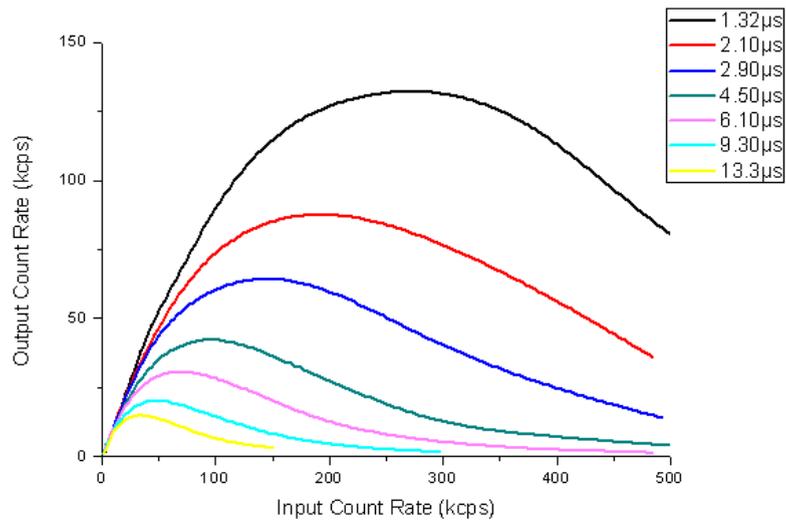


Abbildung D.4.: Nachweiseffizienz des Detektors in Abhängigkeit der "shaping time" [Ket11].

E. Ausgleichsrechnungen Kapitel 6

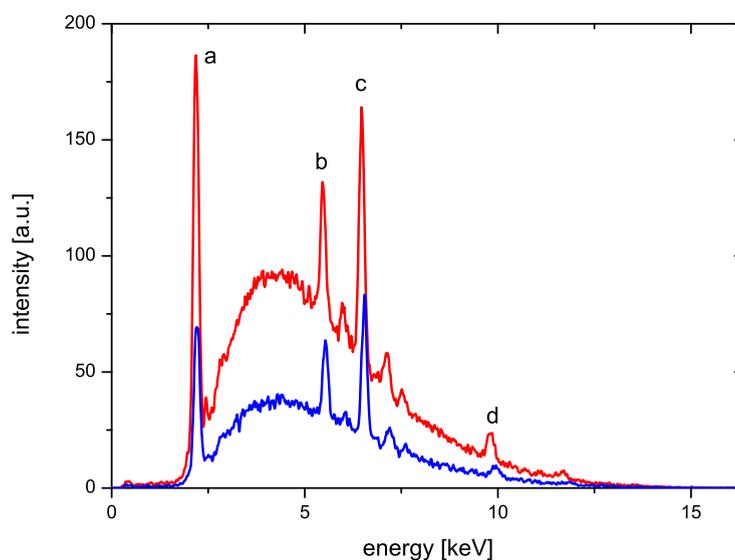


Abbildung E.5.: Ausgleichsrechnung für die Transmissionwahrscheinlichkeit von Photonen in Gold. (unter Verwendung von [NIST04]-Daten)

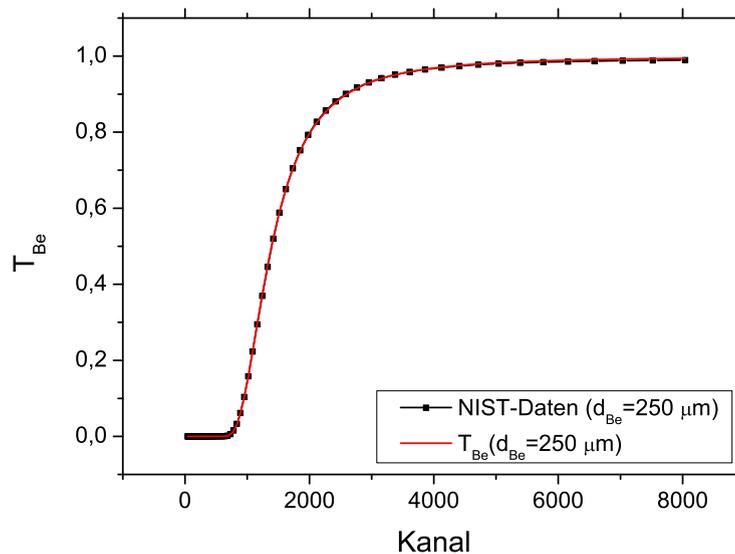


Abbildung E.6.: Ausgleichsrechnung für die Transmissionwahrscheinlichkeit von Photonen in Beryllium. (unter Verwendung von [NIST04]-Daten)

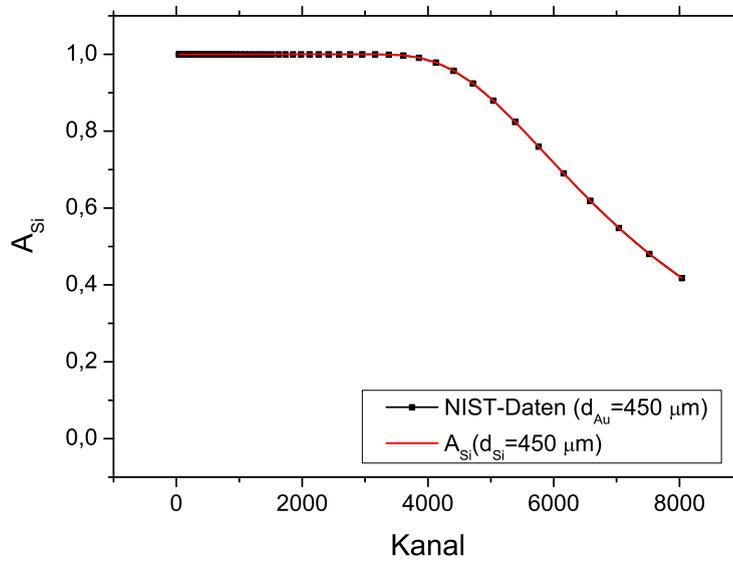


Abbildung E.7.: Ausgleichsrechnung für die Absorptionswahrscheinlichkeit von Photonen in Silizium. (unter Verwendung von [NIST04]-Daten)

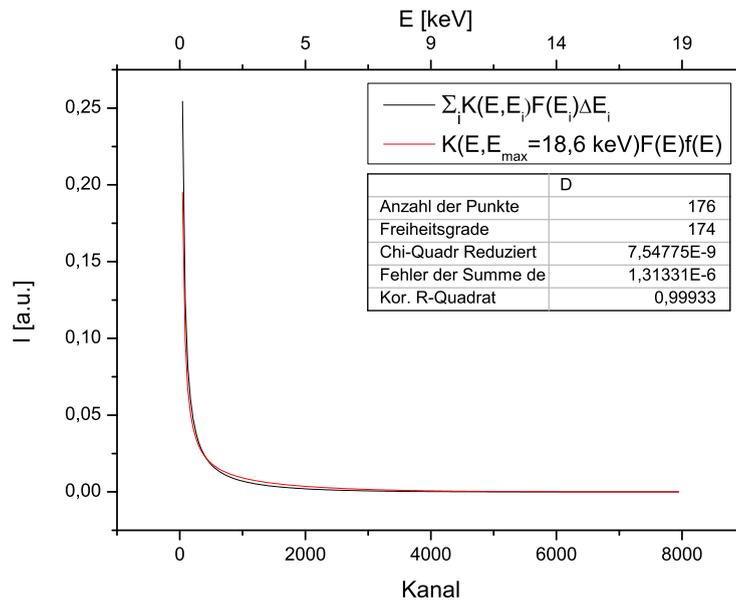


Abbildung E.8.: Berechnung einer energieabhängigen Korrekturfunktion $f(E)$ zur Ersetzung der Summe.

F. Datenblätter

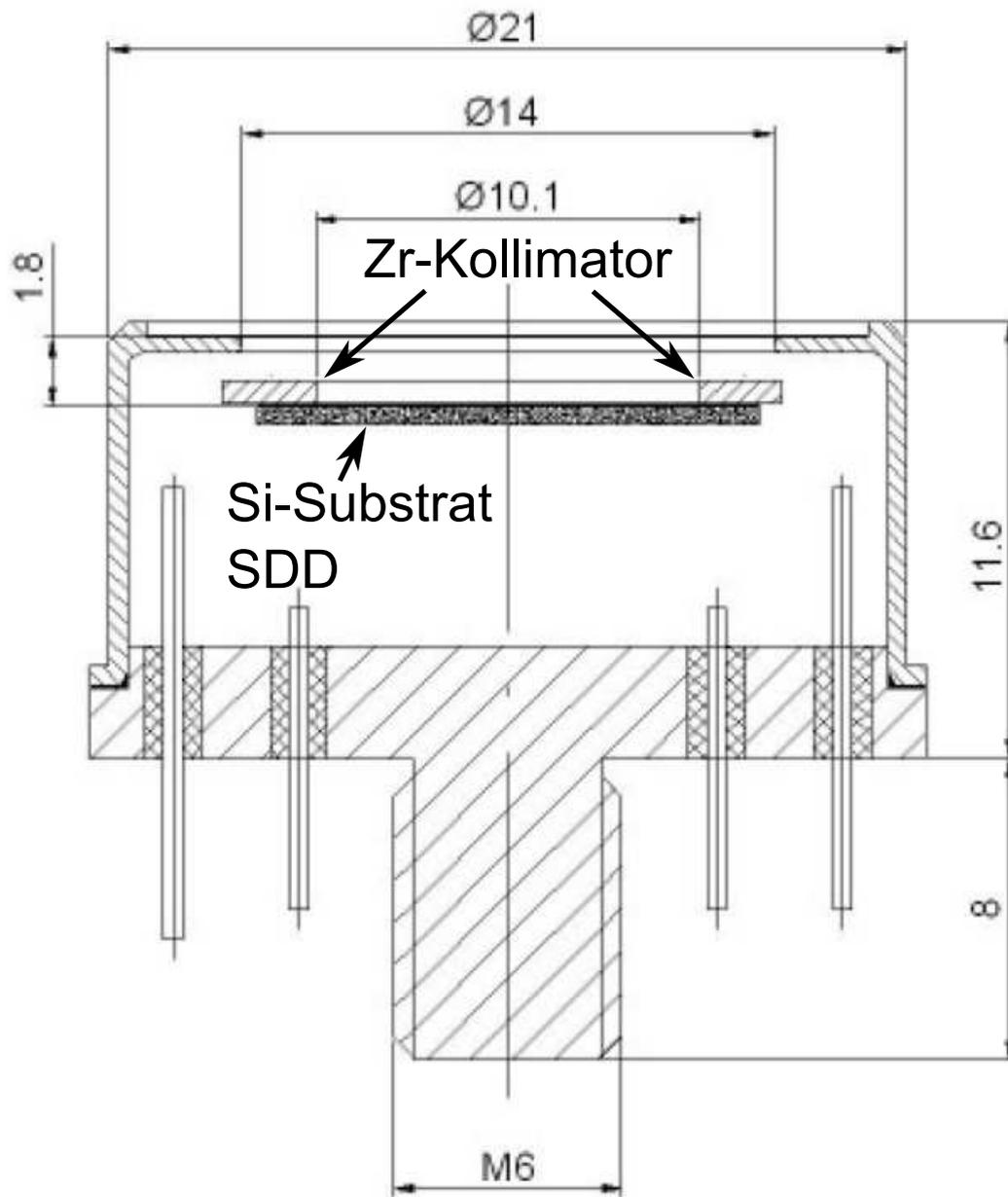


Abbildung F.9.: Geometrie des Detektorkopfes (Maßangaben in mm)



Types 622B, 623B, & 626B

ABSOLUTE BARATRONS® AMBIENT TEMPERATURE CAPACITANCE MANOMETERS

The Types 622B, 623B, and 626B Ambient Temperature Baratrons are analog RoHS-compliant, capacitance-based, high-performance vacuum and pressure transducers that require $\pm 15\text{VDC}$ input voltage and provide a high-level 0-10VDC analog output signal that is linear with pressure. This analog output can be interfaced with an MKS pressure controller, an MKS power supply/display instrument, or any instrument that meets these requirements. Changes in pressure/vacuum are determined by measuring the change in capacitance between the sensor's diaphragm and an adjacent electrode disk. This capacitance change is converted to a useable output by patented signal-conditioning electronic circuits. The radially-tensioned Inconel® diaphragm in the sensor provides very fast response (<20 msec in many cases), low hysteresis, excellent repeatability, very high resolution (to 0.001% of Full Scale), exceptionally high corrosion resistance, and double-walled welded construction for operator safety. The sensor itself can withstand repeated exposures to 45 psia (3.1 bar) without permanent degradation or shifting, allowing it to operate in virtually any process system.

The Types 622B, 623B, and 626B Baratrons operate at ambient conditions. They are available in Full Scale pressure/vacuum ranges from 0.1 to 1000 Torr (and metric equivalents) and are suited for many industrial, electronic, and research applications. The Type 622B has a terminal block electrical connector, the Type 626B has a 15-pin D-subminiature electrical connector, and the Type 623A product adds two (2) independently-adjustable trip relays to control external equipment.

Features & Benefits

- Full scale pressure/vacuum ranges as low as 0.10 Torr (mm Hg) allow for accurate measurement of vacuum as low as 1×10^{-3} Torr (1.3×10^{-3} mbar)
- All products are specified in percent of reading for best accuracy and improved process yield
- Direct measurement of chamber total pressure independent of gas type or composition, eliminating need for lookup tables and conversion factors
- Best-available long-term output stability ensures state-of-the-art process repeatability in nearly any application
- Inconel® and Incoloy® nickel alloy construction of basic sensor operates without damage in virtually any chemical environment, including halogens, deionized water and steam, and ozone
- High overpressure limit ensures reliability from occasional system mishaps
- CE and RoHS compliant

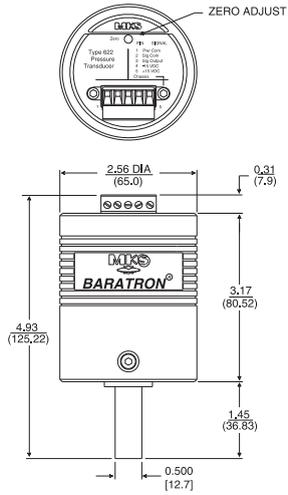


Pressure

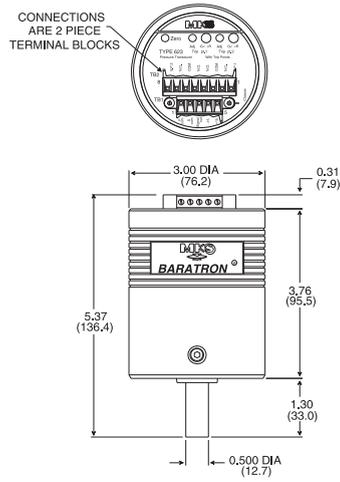
Measurement
& Control

WWW.MKSINSTR.COM

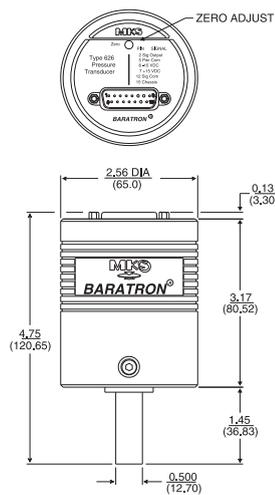
Type 622B



Type 623B



Type 626B



Dimensional Drawing —

Note: Unless otherwise specified, dimensions are nominal values in inches (mm referenced).



Specifications

Full Scale Pressure Ranges	0.1 (626B only), 0.25 (626B only), 1 (622B, 626B), 2 (622B, 626B), 10, 20, 100, 500, 1000 Torr and metric equivalents
Accuracy - % of Reading*	0.25% for 1 to 1000 Torr, 0.50% for < 1 Torr (626B only)
Temperature Coefficients	
Zero	0.005% FS/°C for 10 to 1000 Torr ranges, 0.010% FS/°C for 2 Torr range, 0.015% FS/°C for 1 Torr range, and 0.020% FS/°C for ranges < 1 Torr (626B only)
Span	0.04% of Reading/°C
Resolution	0.001% of Full Scale
Ambient Operating Temperature	0 to 50°C
Overpressure Limit	45 psia (310 kPa)
Materials Exposed to Process	Inconel® and Incoloy® nickel alloys
Volume (Measurement Side)	6.3 cm ³
Input Power Required	±15VDC (±5%) @ 35 mA (622B and 626B), ±15VDC (±5%) @ 75 mA (623B)
Output Signal	0 – 10 VDC into > 10 kΩ load (all models), (2) trip relays individually adjustable from 0.1 to 100% of full-scale (623B only)
Electrical Connector	Terminal block(s) for 622B and 623B, 15-pin D-subminiature for 626B
Regulatory Approvals	CE compliant to ECD Directive 2004/108/EEC**
Restriction of Hazardous Substances	Fully compliant to RoHS Directive 2002-95-EC
Fittings	
Standard	½" (12.7 mm) OD tube standard
Optional	8 female VCR®, 8 female VCO®, NW16-KF, NW25-KF, 1.33" (33.8mm) OD Conflat®, 2.75" (70 mm) OD Conflat
Trip Relays (623B only)	(2) UL®-approved relays individually adjustable from 0.1 to 100% of Full Scale range, SPDT contacts rated at 1A @ 30VDC or 0.5A @ 30VAC resistive, 12.5 kΩ max source impedance

*Includes hysteresis, non-linearity, and non-repeatability.

**For CE compliance, the mating connector must be properly grounded.



Ordering Information

Ordering Code Example: GGGGXXYZ	Code	Configuration
Model (GGGG)		
Ambient manometer, terminal block electrical connector	622B	622B
Ambient manometer, (2) trip relays, terminal block electrical connector	623B	
Ambient manometer, 15-pin D-subminiature electrical connector	626B	
Full Scale Range (XXX)		
0.1 Torr (626B only)	.1T	11T
0.25 Torr (626B only)	.1T	
1 Torr (622B, 626B only)	01T	
2 Torr (622B, 626B only)	02T	
10 Torr	11T	
20 Torr	21T	
100 Torr	12T	
500 Torr	52T	
1000 Torr	13T	
Fittings (Y)		
1/2" (12.7 mm) OD tube	A	B
8 female VCR	B	
1.33" OD (33.8 mm) Conflat, rotatable	C	
NW16-KF	D	
8 female VCO	E	
NW25-KF	Q	
Accuracy (Z)		
0.25% Reading (1 to 1000 Torr) - standard	E	E
0.15% Reading (10 to 1000 Torr) - optional	D	
0.50% of Reading (< 1 Torr) - standard	F	



Global Headquarters

2 Tech Drive, Suite 201
 Andover, MA 01810
 Tel: 978.645.5500
 Tel: 800.227.8766 (in USA)
 Web: www.mksinst.com

622B/623B/626B_RoHS - 7/09
 © 2009 MKS Instruments, Inc.
 All rights reserved.

Specifications are subject to change without notice.
 Baratron® is a registered trademark of MKS Instruments, Andover, MA, USA. VCR® and VCO® are registered trademarks of Swagelok Co., Solon, OH, USA. Inconel® and Incoloy® are registered trademarks of Inco Alloys, Inc., Huntington, WV, USA. UL® is a registered trademark of Underwriters Laboratories, Inc. Northbrook, IL, USA. Conflat® is a registered trademark of Varian Associates, Lexington, MA, USA.



Series 902

ABSOLUTE PIEZO TRANSDUCER

The HPS Series 902 piezo transducer combines the pressure measurement technology of a MEMS-based piezo sensor with integrated electronics. The 902 provides an economical, absolute measurement that is independent of gas type.

With a measurement range of 1 to 1,000 Torr full scale, the sensor is ideal for applications including semiconductor manufacturing, thin film coatings, freeze drying, lamps and light bulb production, medical devices, automotive and aerospace.

Features & Benefits

- Measurement range of 1 to 1,000 Torr, full scale
- Low cost transducer alternative
- Compact system design with integrated electronics and sensor in one unit
- Reduced process cycle time due to sensor's fast, accurate and repeatable pressure measurements
- Sensor is suitable for harsh processes due to clean, robust design and stainless steel construction
- Ease of operation with both analog output and digital communication
- Process control from setpoint relay with fast response time
- CE marked, compliant with EMC Directive 89/336/EEC

With only stainless steel exposed to the process gas, combined with its over-pressure capabilities, the 902 transducer can be used in many demanding applications.

Analog output is standard with a choice of 0 to 10 or 0 to 5 VDC linear output or logarithmic output. The analog output format is selectable via the digital communication lines. Linear output is either 5 mV/Torr or 10 mV/Torr. Logarithmic output is either 1 volt per decade of pressure or 2 volts per decade of pressure.

Digital communication allows for all adjustments and monitoring to be delivered real-time, via a host computer.

For additional process control, the 902 has a relay set point. Features of the setpoint function can be set, adjusted and monitored through the RS232/RS485 port.

An optional LED readout is available for the Series 902, which operates through the 0 to 10 VDC linear analog output.

Description

The Series 902 Piezo transducer has a full scale range of 1,000 Torr, and measures pressure through the deflection of a stainless steel diaphragm. Using this technique, we can provide an accurate pressure measurement (<1% of reading) that is independent of gas type.

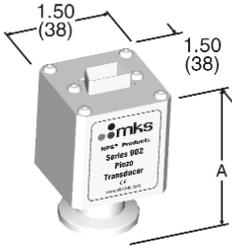


Vacuum

Technology
WWW.MKSINSTITUTE.COM

Specifications and Ordering Information

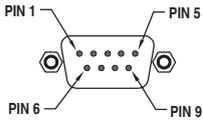
Dimensions



Flange	A
NW 16 KF	2.26/(57)
4 (1/4") VCR®-F *	2.59/(66)
8 (1/2") VCR®-F *	2.93/(74)

Dimensions: in (mm)

Pinout



Series 902 Digital	Series 902 Analog
1 - Relay NO	1 - Relay NO
2 - Relay NC	2 - Relay NC
3 - Power (+)	3 - Power (+)
4 - Power (-)	4 - Power (-)
5 - Analog Output (+)	5 - Analog Output (+)
6 - Relay Common	6 - Relay Common
7 - RS485 (-) / RS232 TXD	7 - Relay Disable
8 - Analog Output (-)	8 - Analog Output (-)
9 - RS485 (+) / RS232 RXD	9 - Relay Setpoint Voltage

Specifications

Full Scale Range (absolute)	1,000 Torr
Set Point Range	1 to 1,000 Torr
Accuracy (including non-linearity, hysteresis, and non-repeatability)	< 1% of reading
Temperature Coefficients	
Zero	0.02% of F.S./°C
Span	0.02% of F.S./°C
Resolution	1 X 10 ⁻⁴ of F.S.
Calibration Gas	Gas independent
Operating Temperature Range	0° to 50°C (32° to 122°F)
Maximum Bakeout Temperature	85°C (185°F), non-operating
Communication	RS485 / RS232 / Analog
Controls	Zero adjust, span adjust, analog output, pressure units, baud rate, address, factory default, setpoint functions: value, hysteresis, direction, enable
Status	Absolute and differential pressure reading, units, setpoint, operating time, transducer temperature, user tag, model, device type, serial number, firmware and hardware versions
Analog Output (Absolute Pressure)	0 to 5 or 0 to 10 VDC, 1 K maximum output impedance linear or logarithmic
Relay	1 relay SPDT
Relay Contact Rating	1 A @ 30VAC/DC, resistive
Relay Response	50 msec maximum
Power Requirements	12 to 30 VDC, 30 mA, <.5 W max
Accuracy	<1% of reading
Repeatability	± 0.03% of full scale
Overpressure Limit	2,000 Torr
Installation Orientation	Any
Internal Volume	0.21 in. ³ (3.4 cm ³)
Materials Exposed to Vacuum	304, 316 Stainless Steel
Electronic Casing	304 Stainless Steel, Aluminum
Weight (with KF Flange)	3.4 oz (97 g)
CE Certification	EMC Directive 89/336/EEC

Ordering Information:

Part Number	Description	Price
902-1112	Series 902 Transducer, NW 16 KF, RS485	
902-1212	Series 902 Transducer, 4 VCR®-F*, RS485	
902-1312	Series 902 Transducer, 8 VCR®-F*, RS485	
902-1113	Series 902 Transducer, NW 16 KF, RS232	
902-1213	Series 902 Transducer, 4 VCR®-F*, RS232	
902-1313	Series 902 Transducer, 8 VCR®-F*, RS232	
902-1105	Series 902 Transducer, NW 16 KF, 0-10V	
902-1205	Series 902 Transducer, 4 VCR®-F*, 0-10V	
902-1305	Series 902 Transducer, 8 VCR®-F*, 0-10V	
902001	Series 902 LED Display (Torr)	
902002	Series 902 LCD Display (Torr)	
100011739	Series 902 product manual	



Bulletin 01/08 - Series 902
© 2008 MKS Instruments, Inc.
All rights reserved.

MKS Global Headquarters	MKS Vacuum Technology	MKS Denmark ApS
2 Tech Drive, Suite 201 Andover, MA 01810	HPS® Products 5330 Sterling Drive Boulder, CO 80301	Ndr. Strandvej 119G DK-3150 Hellebaek Denmark
Tel: (978) 645.5500 Tel: (800) 227.8766 (in USA) Web: www.mksinst.com Email: mks@mksinst.com	Tel: (303) 449.9861 Tel: (800) 345.1967 (in USA)	Tel: +45 4492 9299 Email: mksdenmark@mksinst.com

* VCR®-compatible parts may be used. Specifications and prices are subject to change without notice.
HPS® is a registered trademark of MKS Instruments, Inc. VCR® is a registered trademark of Swagelok® Company.



Materion Electrofusion Flange Mounted Window Assemblies

Looking for a reliable and trusted source of UHV grade beryllium windows? Look no further—Materion Electrofusion, the premier source of flange mounted diffusion bonded beryllium windows for 35 years, offers standard and custom beryllium x-ray window solutions to satisfy the most demanding industrial and scientific research applications.

Why choose windows produced using diffusion bonding over brazing technology? The answer is simple—the high temperature required for liquidus brazing, used by other beryllium window manufacturers, introduces structurally weakening grain growth in the beryllium window material. Materion Electrofusion's diffusion bonding is performed at temperatures well below the melting point of braze alloys, thus attaining high temperature performance without compromising beryllium strength. Strict control of bonding temperature and pressure also controls braze alloy flow—effectively eliminating high-absorption alloy contamination of the window's effective aperture.

Whether you're looking for standard or custom window solutions we guarantee fast deliveries. Fast turnaround is possible because of our extensive flange and beryllium foil inventory. To order a window, simply choose your required beryllium grade and thickness. The "Standard UHV Window Assemblies" table (at right) lists the flange sizes available with corresponding apertures and minimum foil thicknesses required to support a differential pressure of one atmosphere. Beryllium foil is available in IF-1®, PF-60® and PS-200® grades. If your application allows, selecting thicker window material will reduce cost and increase pressure differential ratings. In addition to our standard sizes, custom size windows with round, square and other uniquely shaped apertures are routinely built to customer specifications.

Standard beryllium windows are typically delivered four (4) weeks after receipt of an order (ARO). All products produced and sold by Materion Electrofusion carry an industry-leading lifetime warranty covering any defects in material and workmanship. Normal wear and tear or corrosion from operational use is excluded from this warranty.

Materion Electrofusion diffusion bonded UHV beryllium windows can sustain bakeout temperatures to 450°C and are guaranteed leak tight to a helium mass spectrometer leak-rate of 1×10^{-9} atm-cc/sec.

Cutaway of Standard UHV Be Window Assembly



Part No.	Flange Dia. Inch / mm	Aperture Dia. Inch / mm	Foil Thickness (Minimum) Inch / mm
DB133053	1.33 / 34	0.53 / 13	0.002 / 0.05
DB275153	2.75 / 70	1.53 / 39	0.005 / 0.13
DB338200	3.38 / 86	2.00 / 51	0.007 / 0.18
DB450277	4.50 / 114	2.77 / 70	0.010 / 0.25
DB600427	6.00 / 152	4.27 / 108	0.015 / 0.38
DB800560	8.00 / 203	5.60 / 142	0.020 / 0.50

To order—specify part number, foil grade and foil thickness (foil thickness is minimum allowed for aperture).

Health & Safety Note:

Handling solid beryllium material poses no significant health risks. However, as with many other industrial materials—materials containing beryllium may pose a health risk, if and when recommended safe handling practices are not followed and adhered to. Inhalation of airborne beryllium may cause a serious lung disorder in susceptible individuals. The Occupational Safety and Health Administration (OSHA) have set mandatory limits on occupational respiratory exposures. Read and follow the guidance set forth in the Material Safety Data Sheet (MSDS) before working with beryllium. For additional information on safe handling practices or technical data on beryllium, contact Materion Electrofusion.

ELECTROFUSION
44036 South Grimmer Boulevard
Fremont, CA 94538-6346
+1.510.623.1500
electrofusion@materion.com

MATERION CORPORATION
www.materion.com/electrofusion

IF-1, PF-60 and PS-200 are registered trademarks of Materion Brush Inc.

EQF 30-20 04/2011

ASM 122 D

Portable Dry Leak Detector



COMPACT AND POWERFUL

An innovative portable leak detector concept specifically engineered to meet any maintenance requirements for clean applications.

The ASM 122 D design is based on an unique concept combining unparalleled performance in the smallest footprint. The ASM 122 D benefits from the latest innovations in the field of vacuum technology (fully integrated and miniaturized powerful hybrid pumps, vacuum-activated valves, and multi-stage diaphragm dry pumps). Very user-friendly, extremely robust, specifically designed to meet any maintenance application requirements, this unit is the ultimate solution for any stringent application such as semiconductor, pharmaceutical and research and development labs.



Powerful

The ASM 122 D offers exceptional performance:

- measurement of helium leaks as small as $5 \cdot 10^{-12}$ mbar.l/s
- fast response time with unmatched Helium pumping speed at the inlet port of 4 l/s (240 l/min.).

User-friendly

A very comprehensive display control panel with direct access to integrated functions, makes this unit easy to operate for any end-user.

- Auto-zero function to measure the smallest increase of signal lost in the Helium background.
- Direct readout of the helium leak rate regardless of the parallel pumping or leak rate units.

Transportable

The ASM 122 D is a self-contained unit integrated to a cart with a minimal footprint and exceptional maneuverability.

adixen

Applications

The ASM 122 D multi-test flexibility delivers many possibilities; in-board and outboard methods for leak testing components such as:

- process chambers.
- gas panels and gas lines.
- load-lock chambers.
- vacuum components.
- medical and pharmaceutical packaging.
- R & D system chambers.
- medical devices.



Technical data

Minimum detectable Helium leak	5.10 ⁻¹² atm.cc/s
Measurement range	from 1.10 ⁻¹² to 10 ⁻² atm.cc/s
Maximum test pressure	20 mbar (15 Torr)
Helium pumping speed at the inlet port	4 l/s (240 l/min.)
Start-up time (including auto-calibration)	< 5 min.

Specifications

Integrated functions

- Auto-calibration (with built-in temperature compensated calibrated leak)
- Auto-zero (with "floating zero" method to make sure that the signal never goes negative)
- Automatic signal correction
- Three test modes (massive leak, normal and high sensitivity)
- Audio alarm with variable pitch (90 dBA)

Dimensions

Dimensions (detector only) 368 x 352 x 356 mm
 (14.4" x 13.8" x 14")
 Weight (detector only) 29 kg (64 lb.)

Included Accessories

- remote control
- transport trolley

Options and accessories

- metal seals
- NW 40 inlet flange adapter
- sniffer probe and associated accessories

Alcatel Vacuum Technology France

98, avenue de Brogny - BP 2069 - 74009 ANNECY CEDEX - FRANCE - Tel.: (33) (0) 4 50 65 77 77 - Fax: (33) (0) 4 50 65 77 89
 www.adixen.com

An Alcatel-Lucent Company

China

Alcatel Vacuum
 Technology Shanghai
 Tel: (8621) 5027 0628
 Fax: (8621) 3895 3815

France

Alcatel Vacuum
 Technology France
 Tel: (33) 04 50 65 77 77
 Fax: (33) 04 50 65 77 89

Germany

Alcatel Hochvakuum
 Technik GmbH
 Tel: (49) 9342 96 10 0
 Fax: (49) 9342 96 10 30

Italy

Alcatel Vacuum
 Systems S.p.A.
 Tel: (39) 039 686 3855
 Fax: (39) 039 667 125

Japan

Alcatel-Lucent Japan
 Tel: (81) 44 797 5920
 Fax: (81) 44 797 5932

Korea

Alcatel Vacuum
 Technology Korea
 Tel: (82) 31 206 6277
 Fax: (82) 31 204 6279

Netherlands

Alcatel Vacuum
 Technology Netherlands
 Tel: (31) 345 478 400
 Fax: (31) 345 531 076

Singapore

Alcatel-Lucent Singapore
 Tel: (65) 6254 0828
 Fax: (65) 6254 7018

Sweden

Adixen Sensistor AB
 Tel: (46) 13 35 59 00
 Fax: (46) 13 35 59 01

Taiwan

Alcatel Vacuum
 Technology Taiwan
 Tel: (886) 3 5599 230
 Fax: (886) 3 5599 231

United Kingdom

Alcatel Vacuum
 Technology (U.K.)
 Tel: (44) 1 506 418 000
 Fax: (44) 1 506 418 002

USA

Alcatel Vacuum
 Products
 Tel: (1) 781 331 4200
 Fax: (1) 781 331 4230

Publication: Alcatel Vacuum Technology France - Part Number 791469 - 11/2007 - All informations can be modified without prior notice.

Technical Data

Product: TURBOVAC SL 80
 Part No.: 800002V3002

Inlet connection:	DN 63 CF	
Outlet connection:	DN 16 ISO-KF	
Pumping speed		
N ₂ - Nitrogen:	65 l/s	
Ar - Argon:	60 l/s	
He - Helium:	55 l/s	
H ₂ - Hydrogen:	49 l/s	
Gas throughput		
N ₂ - Nitrogen:	2.0 mbar x l/s	
Ar - Argon:	1.6 mbar x l/s	
He - Helium:	1.2 mbar x l/s	
H ₂ - Hydrogen:	0.5 mbar x l/s	
Compression ratio		
N ₂ - Nitrogen:	> 1.0 x 10 ¹¹	
Ar - Argon:	> 1.0 x 10 ¹¹	
He - Helium:	2.0 x 10 ⁶	
H ₂ - Hydrogen:	4.0 x 10 ⁴	
Ultimate pressure:	< 2.0 x 10 ⁻¹⁰ mbar	< 1.5 x 10 ⁻¹⁰ Torr
Max. foreline pressure for N ₂ :	16.0 mbar	12.0 Torr
Nominal rotation speed:	72000 min ⁻¹	72000 rpm
Run -up time:	≈ 1.5 min	
Max. power consumption:	120 W	
Power consumption at ultimate pressure:	17 W	
Protection rating:	IP 20	
Admissible ambient temperature:	15 - 45°C	59 - 113°F
Cooling standard:	Convection	
Cooling optional:	Air / Water	
Cooling water connection:	G 1/8", Inside thread / 8 mm hose nozzle	
Cooling water consumption:	15 - 60 l/h	
Permissible cooling water pressure:	2 - 7 bar	
Permissible cooling water temperature:	10 - 40°C	50 - 104°F
Dimensions:	see dimension sheet	
Weight:	≈ 3.1 kg	≈ 6.8 lbs

Technical data are subject to change

Technical Data

Product: SCROLLVAC SC 5 D
Part No.: 133000

Inlet connection:	DN 25 ISO-KF	
Outlet connection:	DN 16 ISO-KF	
Nominal pumping speed at 50 Hz:	5.4 m ³ /h	3.2 cfm
Nominal pumping speed at 60 Hz:	6.4 m ³ /h	3.8 cfm
Pumping speed at 50 Hz:	4.8 m ³ /h	2.8 cfm
Pumping speed at 60 Hz:	6.0 m ³ /h	3.5 cfm
Ultimate total pressure without purge gas:	5.0 x 10 ⁻² mbar	3.8 x 10 ⁻² Torr
Ultimate total pressure with purge gas:	5.0 x 10 ⁻² mbar	3.8 x 10 ⁻² Torr
Water vapor tolerance at 50/60 Hz:	0.06 mbar	0.05 Torr
Water vapor capacity at 50/60 Hz:	0.2 g/h	
Purge gas quantity:	9 l/min	
Noise level to DIN 45 635		
without purge gas:	≤ 52 dB(A)	
with purge gas:	≤ 57 dB(A)	
Leak rate:	1.0 x 10 ⁻⁶ mbar l/s	
Mains connection:	1-ph, 200/230 V, 50/60 Hz	
Motor rating:	150 W	0.2 HP
Rotation speed at 50 Hz:	1.440 min ⁻¹	1.440 rpm
Rotation speed at 60 Hz:	1.740 min ⁻¹	1.740 rpm
Motor protection rating:	IP 20	
Admissible ambient temperature:	+5 to +40°C	+41 to +104°F
Dimensions:	see dimension sheet	
Weight:	14.0 kg	30.9 lbs

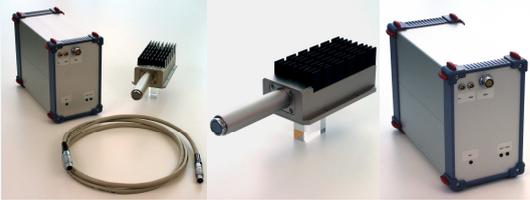
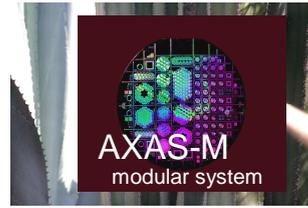
Technical data are subject to change

Anhang AXAS-M

Analytical X-Ray Acquisition System

Modular

CREATED WITH PASSION FOR OUR CUSTOMERS

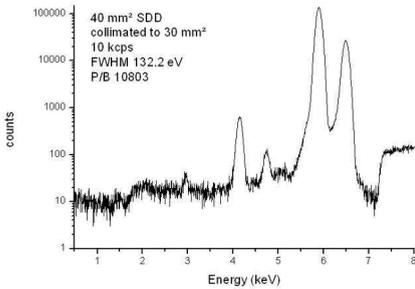


M1 - Detector Head Unit

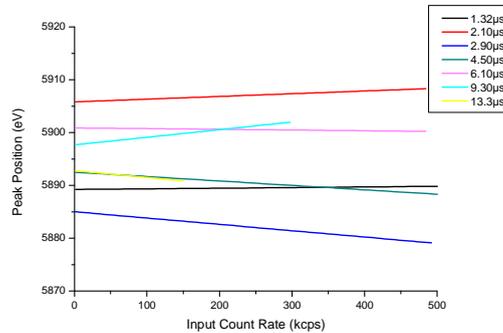
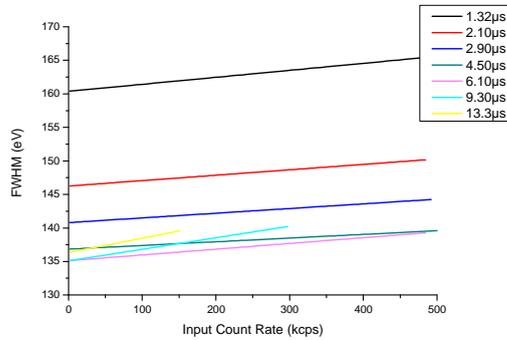
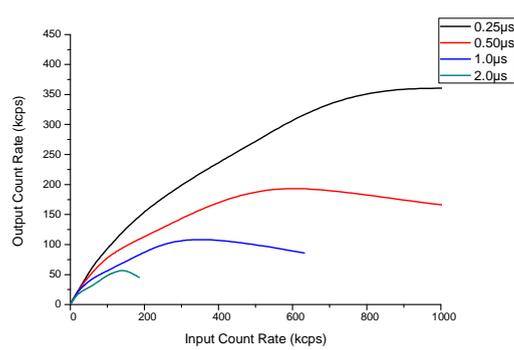
- VITUS Vacuum SDD's from 7mm² to 100 mm²
- KETEK reset type pre amplifier
- filtering of SDD operating voltages
- SDD operating temperature readout
- adaptable finger length from 50mm to 300mm
- thermal optimized housing

M2 - Supply and Signal Processing Unit

- customized modular housing
- standardized Euro-PCB plug-in slots
- linear regulated power supplies
- international wide range power input
- optional KETEK Digital Pulse Processor (DPP)



Typical spectrum of a 30mm² VITUS SDD in an AXAS-M



KETEK – accurate and reliable spectroscopy systems



KETEK

Creative Detector Solutions

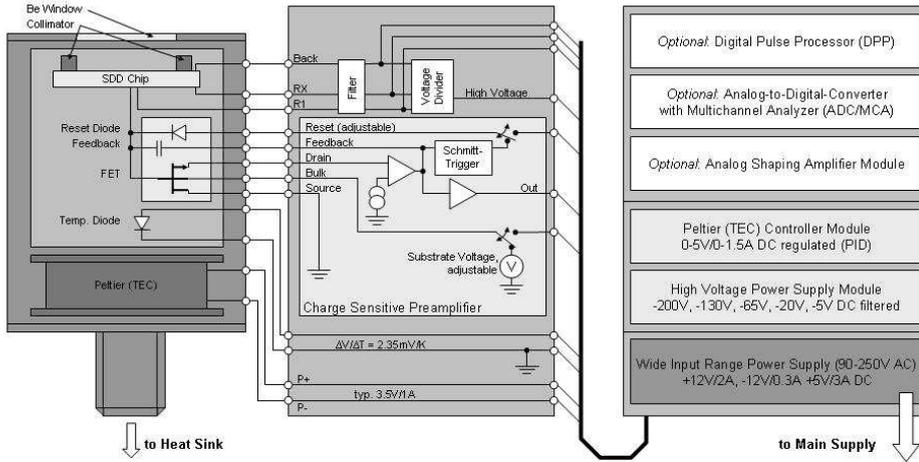
www.ketek.net
info@ketek.net
ver 11-2009

AXAS-M

Analytical X-Ray Acquisition System - Modular

Characteristics

AXAS-M Operation Block Diagram



Available Versions

AXAS-M_XXX_YYY V

SDD area [mm²]

- 007
- 010
- 020
- 030
- 050
- 080
- 100

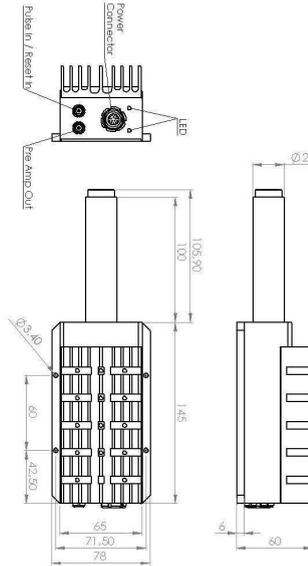
FWHM [Mn K α : eV]

- 133 V - 139 V
- 133 V - 139 V
- 133 V - 139 V
- 133 V - 144 V
- 136 V - 144 V
- 139 V - 160 V
- 139 V - 160 V

Collimator Materials: Zr - Pd - Mo

Finger Lengths [mm]: 50, 100, 160, 200, 300

AXAS-M1 Housing Geometry [mm]



KETEK

Creative Detector Solutions



TUV SUD

KETEK GmbH

Hofer Str. 3

81737 München GERMANY

TEL +49. 89. 673 46770

FAX +49. 89. 673 46777

www.ketek.net info@ketek.net

ver 11-2009

4345LV :: Am-241 X-ray Quelle variabler Energie

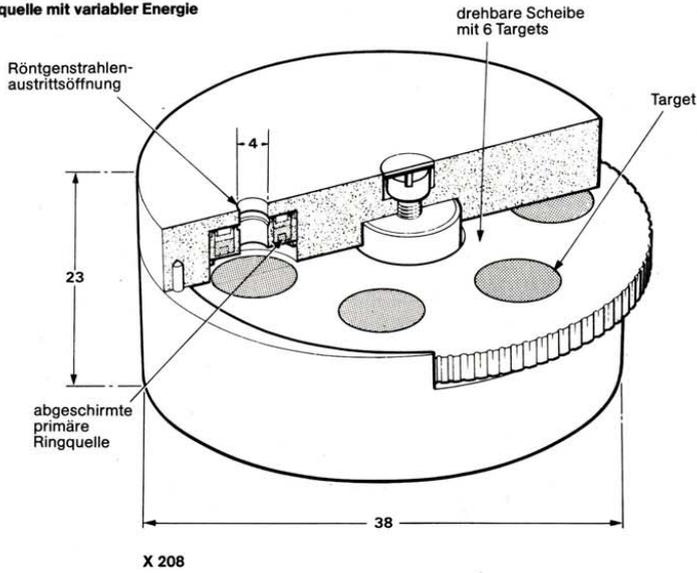
Präparat Bezeichnung	4345 LV
Fabrikationsbezeichnung	4345 LV
Strahlungsart	X-ray diverse Energien (s.u.)
Präparat Typ	umschlossen
Hersteller Datum	18.7.1986
Ursprungsaktivität	$I_0 = 3.59 * 10^8 \text{ Bq}$
Aktuelle Aktivität	$I(t=3.2.2010) = 3.47 * 10^8 \text{ Bq}$
Aktivität > FG	Präparat 34700 x oberhalb FG
Hersteller Firma	Amersham Buchler GmbH
Bauartzulassung	X.208
Beschreibung der Quelle	<p>Die variable Röntgenstrahlenquelle eignet sich zur Kalibrierung von Röntgen- und Gammastrahlspektrometern.</p> <p>Die Quellen/Target- Einheit besteht aus einer 241Am Primärquelle und 6 inaktiven Röntgenfluoreszenz-Targets in einem scheibenförmigen Edelstahlhalter. Die Primärquelle (360 MBq) enthält 241Am-Keramik, die nach hinten mit Wolfram abgeschirmt und in eine verschweißte Edelstahlfassung dicht eingeschlossen ist. Diese Quelle umschließt ringförmig die Röntgenstrahlaustrittsöffnung. Die Targets sind auf einer drehbaren Scheibe angeordnet und können wahlweise vor die Quelle geschaltet werden, so dass die für das gewählte Target charakteristische Röntgenstrahlung aus der Öffnung (Ø 4mm) austritt.</p>
Prüfintervall	jährlich wiederkehrende Prüfung

Abbildung des Präparates

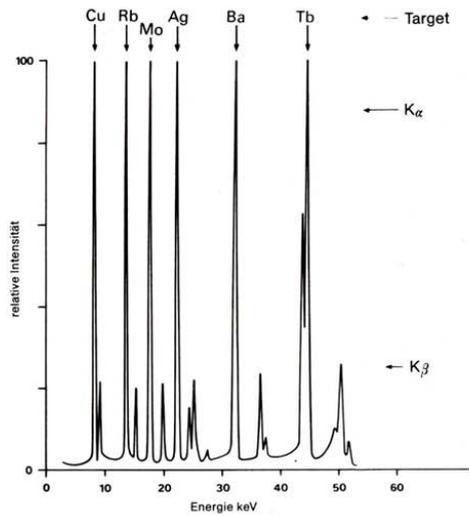
Röntgenstrahlenquelle

Americium-241

Röntgenstrahlenquelle mit variabler Energie



Energiespektrum der verschiedenen Targets einer Americium-241-Quelle



Die K_{α} -Röntgenstrahlen-Peakhöhen sind hier auf die gleiche relative Intensität normiert.

Abmessungen in mm

**Sekundärquellen,
durch γ - und Röntgenstrahlen angeregt**

Röntgenstrahlenquellen

Americium-241

Röntgenstrahlenquelle mit variabler Energie

Die variable Röntgenstrahlenquelle eignet sich zur Kalibrierung von Röntgen- und Gammastrahlenspektrometern. Außerdem kann sie zur Demonstration des Röntgenfluoreszenzeffektes verwendet werden; Versuchsbeschreibungen liegen jeder Quelle bei.

Die Quellen/Target-Einheit besteht aus einer ^{241}Am -Primärquelle und 6 inaktiven Röntgenfluoreszenz-Targets in einem scheibenförmigen Edelstahlhalter.

Die Primärquelle (10 mCi; Toleranz $-0, +25\%$) enthält ^{241}Am -Keramik, die nach hinten mit Wolfram abgeschirmt und in eine verschweißte Edelstahlfassung dicht eingeschlossen ist. Diese Quelle umschließt ringförmig die Röntgenstrahlenaustrittsöffnung. Die Targets sind auf einer drehbaren Scheibe angeordnet und können wahlweise vor die Quelle geschaltet werden, so daß die für das gewählte Target charakteristische Röntgenstrahlung aus der Öffnung (\varnothing 4 mm) austritt.

Jede Quelle wird in eine Holzkassette verpackt geliefert.

Röntgenstrahlenemission:

Target	Energie (keV)*		Ausbeute** Photonen/s pro Steradian
	K_{α}	K_{β}	
Cu	8,04	8,91	$2,5 \times 10^3$
Rb	13,37	14,97	$8,8 \times 10^3$
Mo	17,44	19,63	$2,43 \times 10^4$
Ag	22,10	24,99	$3,85 \times 10^4$
Ba	32,06	36,55	$4,65 \times 10^4$
Tb	44,23	50,65	$7,6 \times 10^4$

* Energien (gewogenes Mittel)

** Die Photonemission ist stark kollimiert, so daß sie auf ca. 0,5 Steradian begrenzt ist.



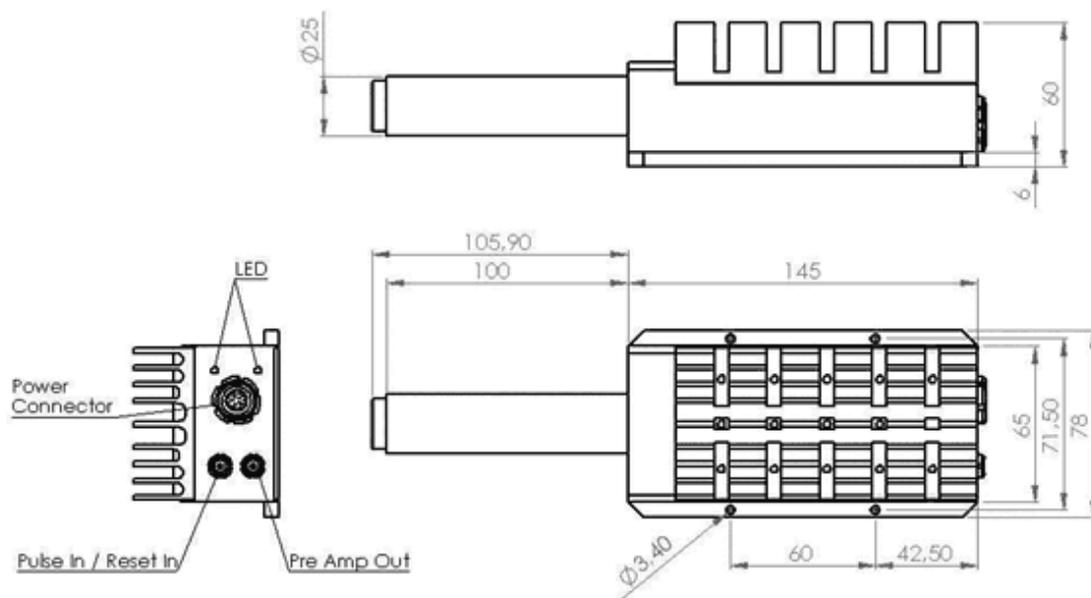


Abbildung F.10.: Geometrie des KETEK AXAS-M1 Detektors. Am Kühlfinger des TriReX-Detektors wurde zusätzlich ein CF40-Vakuumflansch angeschweißt, der in der Zeichnung nicht berücksichtigt ist.

Danksagung

Hiermit möchte ich allen Dank sagen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ich bedanke mich insbesondere bei Prof. Dr. Guido Drexlin, der mir die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte.

Prof. Dr. Wim de Boer danke ich für die Übernahme der Zweitkorrektur.

Dr. Beate Bornschein, Florian Priester, Sebastian Fischer und Magnus Schlösser danke ich für das gewissenhafte Korrekturlesen und die engagierte Unterstützung während dieser Arbeit am TLK.

Ich danke allen Mitarbeitern und Kommilitonen am TLK und IKP für das angenehme Arbeitsklima und die Unterstützung. Besonderer Dank gilt Hans-Dieter Adami, Martin Babutzka, Dr. Uwe Besserer, Luisa La Cascio, Helmut Dittrich, Manfred Göckel, Beate Kloppe, Zoltan Köllö, Frank Kramer, Sylvia Krieger, Long Than Le, Christin Melzer, Eva Porter, Frank Rehlinghaus, Peter Schäfer, Peter Schuster, Karl-Heinz Simon, Monika Sirch, Markus Steidl, Dr. Michael Sturm, Stefan Welte und Dr. Jürgen Wendel.

Ebenso danke ich der IK-Werkstatt für das kurzfristige anfertigen von Teilen.

Nachwort

Hiermit versichere ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Marco Röllig, Karlsruhe August 2011